

Simulationen zur Gasverstärkung im ALICE-TRD und im Driftmonitor GOOFIE

Stephan Dyba

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Dezember 2012



Referent: Prof. Dr. J. Wessels

Koreferent: Prof. Dr. C. Weinheimer

Alles, was geschieht,
geschieht.

— Douglas Adams,
Einmal Rupert und zurück

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Zugrundeliegende Theorie	3
2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchen	3
2.2. Quantenchromodynamik und Quark-Gluon-Plasma	5
2.3. QGP in Kollisionsexperimenten	8
3. Der LHC und ALICE	11
3.1. Der Large Hadron Collider	11
3.1.1. ATLAS - A Torodial LHC ApparatuS	12
3.1.2. CMS - Compact Muon Solenoid	13
3.1.3. LHCb - Large Hadron Collider beauty	13
3.1.4. LHCf - Large Hadron Collider forward	13
3.1.5. TOTEM - TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement	13
3.2. Das ALICE-Experiment - A Large Ion Collider Experiment	14
4. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und Ladungstransport in Gasen	19
4.1. Strahlungswechselwirkung	19
4.1.1. In Materie eindringende Photonen	19
4.1.2. Wechselwirkung geladener Teilchen in Festkörpern	22
4.1.3. Übergangsstrahlung	22
4.2. Teilchentransport in Gasen	24
4.2.1. Bewegung geladener Teilchen unter dem Einfluss äußerer Felder	24
4.2.2. Elektronenbewegung in Gasen	26
4.2.3. Äußere Einflüsse auf die Bewegung der Elektronen	27
4.2.4. Elektronenanlagerung	27
5. Gas-Ionisations-Detektoren	29
5.1. Ionisationskammer	30

5.2. Proportionalzähler	31
5.3. Gasentladungszählrohr	32
5.4. Vieldraht-Proportional-Kammern	33
5.5. Driftkammern	34
6. Der Transition Radiation Detector	35
6.1. Funktionsprinzip des Detektors	35
6.2. Technischer Aufbau	37
6.3. Die Read-Out-Kammern	38
6.4. Auslese-Elektronik und Global Tracking Unit (GTU)	40
7. Messsystem für Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung	43
7.1. Aufbau und Funktion	44
7.1.1. Messprinzip	44
7.1.2. Radioaktive Quellen	44
7.1.3. Design der Zähler	44
7.1.4. Feldkäfig	45
7.1.5. Anwendungsgebiet	48
7.1.6. Bestimmung der Gasverstärkung	48
8. Simulationen zur Gasverstärkung	51
8.1. Geometriedateien im Detail	54
8.2. Fehleranalyse der Simulationssoftware	57
8.3. Gasmischungen unter äußerer Einflüssen	61
8.4. Variation der Gasmischungen	65
8.5. Zusammenhänge zwischen GOOFIE und TRD	73
9. Zusammenfassung	79
A. Skripte und Beispiele der Ausgabe	A1
B. Erweiterung des GOOFIE in Münster	B1
B.1. Temperatursensoren	B1
B.2. Umgebungsdruck	B3
B.3. Hochspannungs-Steuerung	B3
B.4. Monitor-Programm	B7
B.5. Bestimmung der Gasverstärkung	B7
Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	V
Literaturverzeichnis	VII

1. Einleitung

Bereits im antiken Griechenland stellten sich die Philosophen die Frage, ob Materie bis in das Unendliche geteilt werden kann. Demokrit gelangte zu dem Schluss, dass es ein kleinstes, nicht weiter unterteilbares Teilchen geben muss, welches er als *atomos* (gr.: unteilbar) bezeichnete. Mit der Entdeckung des Elektrons durch Thomson (1897) und des Atomkerns durch Rutherford's Streuexperimente (1911) wurden immer größere Erkenntnisse über den Aufbau der Materie gefunden. Aber auch der Atomkern konnte durch Experimente in seine Bestandteile, die Protonen und Neutronen, aufgeteilt werden. In der Hochenergiephysik wurde gezeigt, dass selbst diese eine innere Struktur aus Quarks und Gluonen besitzen. Nach unserem heutigem Verständnis sind diese Teilchen punktförmig und können nicht weiter gespalten werden. Sie sind die Grundbausteine der Materie und werden in der Theorie des Standardmodells der Elementarteilchenphysik beschrieben (Kapitel 2).

In der Natur werden Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen beobachtet. Sie sind stets in gebundenen Zuständen zu zweit (Mesonen) oder zu dritt (Baryonen) eingeschlossen. Große Kollisionsexperimente mit schweren Atomkernen, z.B PHENIX am RHIC und ALICE am LHC (Kapitel 3) zeigen, dass der Einschluss aufgebrochen werden kann. Dabei findet ein Phasenübergang zwischen hadronischer Materie und einem Quark-Gluon-Plasma (QGP) statt, in dem diese quasi-freie Teilchen sind. Es wird davon ausgegangen, dass solch ein Zustand kurz nach dem Urknall herrschte und in Neutronensternen vorliegt.

Das ALICE-Experiment wurde speziell zur Untersuchung dieser Phase entwickelt. Es besteht aus einer Vielzahl verschiedener Detektorsysteme, die auf unterschiedliche Arten die Teilchen aus der Kollision und dem abkühlenden QGP nachweisen, sowie deren Eigenschaften und Flugbahnen bestimmen. Einer dieser Detektoren ist der Transition-Radiation-Detector (TRD), der unter Anderem eine Unterscheidung zwischen Pionen und Elektronen trifft (Kapitel 6). Es handelt sich bei dem TRD um einen gasgefüllten Detektor, der aus mehreren Kammern besteht und den Effekt der Übergangsstrahlung zur Teilchenidentifikation nutzt, sowie einen Drift- und Verstärkungsbereich besitzt, um Impuls und Teilchenspur zu bestimmen (Kapitel 5).

Damit eine aussagekräftige Interpretation der Daten des TRD möglich ist, ist eine genaue Kenntnis der Auswirkung von äußereren Bedingungen und anderen Parametern notwendig, z.B Temperatur, Druck oder Bestandteile der Gasmischung (Kapitel 4).

Um eine Kalibrierung des TRD während des Betriebs durchführen zu können, wurde der **Gas Proportional Counter For Drifting Electrons (GOOFIE)** entwickelt (Kapitel 7). Mit ihm kann die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasmischungen bestimmt werden. Außerdem sollen mit dem GOOFIE Rückschlüsse auf die Gaszusammensetzung anhand der Analyse sämtlicher Parameter ermöglicht werden.

Mit dem GOOFIE ist es ebenfalls möglich den Gasverstärkungsfaktor zu bestimmen. In Simulationen wird gezeigt, wie sich Variationen von Temperatur und Druck auf die Verstärkung auswirken. Weiterhin werden verschiedene Gasmischungen untersucht, unter Anderem Mischungen mit Stickstoff, Wasser und Sauerstoff (Kapitel 8). Diese Bestandteile lagern sich während des Betriebs des Detektorsystems an, z.B. durch Ausgasen der Werkstoffe des Detektors oder durch Austausch mit der Umgebungsluft.

2. Zugrundeliegende Theorie

2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchen

Die Suche nach einem immer besseren Verständnis der uns umgebenden Welt führte in der Wissenschaft zu vielen wichtigen und interessanten Entdeckungen. Im Bereich der Teilchenphysik lieferten große Experimente und abstrakte Theorien eine tiefe Einsicht in den Aufbau der für uns sichtbaren Materie. Dabei wurde festgestellt, dass die Materie durch zwölf fundamentale Teilchen und vier Wechselwirkungen beschrieben werden kann.

Die genauen Zusammenhänge zwischen den einzelnen Teilchen und ihren Wechselwirkungen (WW) liefert die Theorie des so genannten Standard-Modells der Elementarteilchenphysik. In ihr werden die 12 Teilchen in zwei Klassen, Quarks und Leptonen, unterteilt, die wiederum in drei Generationen beziehungsweise Familien aufgeteilt sind. Die Quarks der ersten Generation werden (u)p und (d)own genannt, der zweiten (c)harm und (s)trange und die der letzten (t)op und (b)ottom. Bei den Leptonen heißen die Paare einer Familie Elektron e und Elektron-Neutrino ν_e , Myon μ und Myon-Neutrino ν_μ , sowie Tau τ und Tau-Neutrino ν_τ . Alle diese Teilchen sind nach heutiger Sicht punktförmig und können nicht weiter geteilt werden.

	Teilchen	Name	Generation	WW	Ladung	Masse [GeV]	
Quark	u	up	1	em., schwach, stark	+2/3	≈ 0,003	
	d	down			-1/3	≈ 0,005	
	c	charm	2		+2/3	≈ 1,27	
	s	strange			-1/3	≈ 0,101	
	t	top	3		+2/3	≈ 172,0	
	b	bottom			-1/3	≈ 4,5	

Tabelle 2.1.: Die drei Generationen der Quarks

2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

	Teilchen	Name	Familie	WW	Ladung	Masse [MeV]
Lepton	e	Elektron	1	em., schwach	$-e$	$\approx 0,511$
	ν_e	Elektron-Neutrino		schwach	0	
	μ	Myon	2	em., schwach	$-e$	$\approx 150,658$
	ν_μ	Myon-Neutrino		schwach	0	
	τ	Tau	3	em., schwach	$-e$	$\approx 1776,82$
	ν_τ	Tau-Neutrino		schwach	0	

Tabelle 2.2.: Leptonen, aufgeteilt in drei Familien

Eine weitere Eigenschaft ist, dass die Quarks jeweils einen Bruchteil der Elementarladung e tragen. Im Gegensatz zu den Leptonen, die jeweils eine ganze Elementarladung e besitzen oder neutral sind, tragen Quarks eine Farbladung c .

Derzeit sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt: die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Abgesehen von der Gravitation folgen diese Kräfte aus der quantenmechanischen Lagrange-Dichtefunktion unter Forderung einer lokalen Eichinvarianz [Wei07]. Die Kopplung an das Materiefeld und damit an die Teilchen findet durch so genannte Eichbosonen statt, die spezifisch für ihre Wechselwirkung sind.

Der Austausch der elektromagnetischen Kraft geschieht über das masselose und ungeladene Photon γ . Ihre Reichweite ist aufgrund der fehlenden Photonenmasse unendlich. Dabei koppelt das Photon an alle Teilchen, die eine elektrische Ladung tragen. Der genaue Mechanismus der Wechselwirkung wird mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben.

Bei der schwachen Wechselwirkung hingegen gibt es drei Eichbosonen, die die Wechselwirkung vermitteln. Diese werden als W^\pm und Z^0 bezeichnet und sind im Gegensatz zum Photon γ massebehaftet [MRRS95]. Die schwache Wechselwirkung koppelt an alle Spin- $1/2$ -Teilchen, also alle Fermionen, und ist auf Grund der hohen Masse ihrer Eichbosonen kurzreichweitig ($m_{W^\pm} \approx 80,4\text{GeV}$ und $m_{Z^0} \approx 91,2\text{GeV}$). Weiterhin vermittelt das W^\pm -Boson zum Beispiel den Übergang zwischen den einzelnen Mitgliedern einer Leptonenfamilie oder die Veränderung eines d -Quarks in ein u -Quark beim β -Zerfall. Das neutrale Z^0 ist z.B. für die elastische Neutrino-Proton-Streuung zuständig. Weinberg und Salam gelang es 1967, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einer vereinheitlichten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung befriedigend zu beschreiben.

Außerdem herrscht auf der Ebene der Quarks die starke Wechselwirkung, die zu einer Bindung dieser in Hadronen führt. Diese Wechselwirkung wird in der Quantenchromodynamik erklärt. Ihre Austauschteilchen sind acht farbgeladene Gluonen, die jeweils eine Farbe und eine Antifarbe tragen. Sie können nicht nur mit den Farbladungen der Quarks, sondern auch mit sich selbst interagieren.

Bei der Gravitation wird das vorhergesagte Austauschboson Graviton genannt. Dieses koppelt an alle massebehafteten Teilchen. Allerdings wurde es bisher nicht gefunden und wird auch nicht über eine Eichtheorie des Standardmodells der Elementarteilchen beschrieben.

Eichboson	WW	Masse [GeV]	Spin	Ladung	WW-Partner
γ (Photon)	em.	0	1	0	elektrisch geladene Teilchen
W^\pm Z^0	schwach	$\approx 80,4$ $\approx 91,18$	1 1	$\pm e$ 0	Fermionen
g_i (Gluon) ($i = 1, \dots, 8$)	stark	0	1	Farbe (rot, grün, blau)	Quarks Gluonen

Tabelle 2.3.: Eichbosonen, die Wechselwirkungsteilchen des Standardmodells

2.2. Quantenchromodynamik und Quark-Gluon-Plasma

In der Natur werden keine freien Quarks oder Gluonen angetroffen. Diese sind immer in Hadronen eingeschlossen, bei denen zwischen zwei Klassen unterschieden wird, zum einen den Baryonen, welche aus drei Quarks (qqq) oder Anti-Quarks ($\bar{q}\bar{q}$) aufgebaut sind, und den Mesonen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$) gebildet werden. Komplexere Zustände aus fünf oder mehr Quarks bzw. Antiquarks werden gesucht, wurden aber bislang nicht entdeckt.

Da die Quarks in einem Hadron über die starke Wechselwirkung miteinander agieren, führt der Versuch ein Quark aus seinem gebundenen Zustand zu befreien in die Bildung neuer Hadronen. Dieser Effekt wird als *Confinement* bezeichnet und erklärt, dass keine freien Quarks beobachtet werden. Bei hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen begegnen sich die beiden Kerne unter sehr starkem Impulsaustausch Q , sodass ihre Quarks sehr schwach miteinander wechselwirken können. Ist dies der Fall, können sich die Quarks innerhalb der Hadronen frei bewegen. Solches Verhalten wird in der Literatur *Asymptotische Freiheit* genannt.

In experimentellen Untersuchungen wurde z.B. das Δ^{++} -Baryon gefunden, welches ausschließlich aus u -Quarks aufgebaut ist. Außerdem ist seine Wellenfunktion im Grundzustand, $\Delta^{++} = uuu$, sowohl Orts-, Flavour-, als auch im Spinanteil vollständig symmetrisch. Dies würde das Pauli-Prinzip verletzen, da es eine solche Grundzustandswellenfunktion für Fermionen verbietet. Eine Lösung dieses Problems liefert die Einführung einer zusätzlichen Quantenzahl, der Farbladung. Durch sie ist es möglich die symmetrische Wellenfunktion des Δ^{++} in eine antisymmetrische zu überführen. Weiterführende Experimente haben gezeigt, dass es drei verschiedene Farbladungen gibt.

Diese Beobachtungen werden in der Quantenchromodynamik theoretisch beschrieben. Sie ist eine Eichtheorie der Gruppe $SU(3)_C$, deren acht Erzeugenden die bereits genannten Gluonen sind [Wei07].

Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen steigt die durch sie vermittelte starke Wechselwirkung mit dem Abstand an. Das zugehörige Potential kann durch

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (2.1)$$

beschrieben werden [Wei07]. Darin ist α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung

und kr der durch die Gluonen bedingte additive Anteil. Die Impulsabhängigkeit,

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}, \quad (2.2)$$

hängt ihrerseits von den teilnehmenden Quark-Flavours n_f und einem Skalenparameter Λ ab [PR09]. Bei großen Abständen r oder kleinen Impulsüberträgen Q erhält die Kopplungskonstante große Werte und führt somit zum beobachteten Confinement.

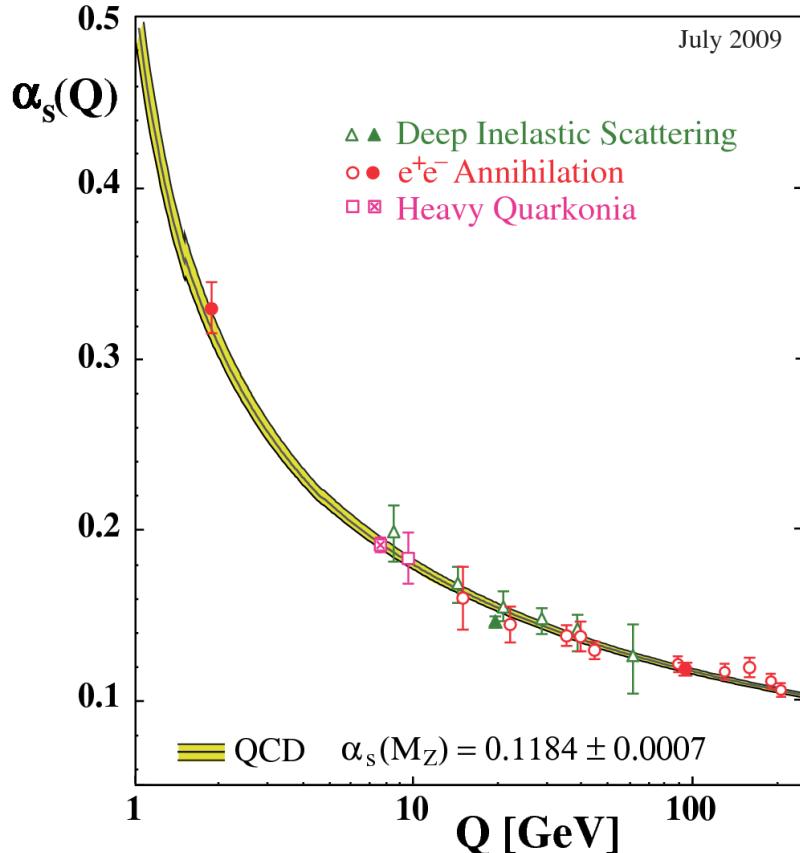


Abbildung 2.1.: Impulsabhängigkeit der starken Wechselwirkung. Aufgetragen ist die Kopplungskonstante α_s gegen den Impulsübertrag Q [Bet09].

Um dennoch das Confinement aufzubrechen und freie Quarks und Gluonen zu erzeugen sind besondere Bedingungen – sehr hohe Drücke und tiefe Temperaturen oder der entgegengesetzte Fall – notwendig. Solche Extreme herrschten wahrscheinlich kurz nach dem Urknall oder existieren heute noch im Inneren von Neutronensternen (vgl. Abb. 2.3) und können heute mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern in Schwerionenkollisionen realisiert werden. Hierin auftretende Energiedichten überwinden die starke Wechselwirkung und ermöglichen einen Phasenübergang. Die Phase, in der Quarks und Gluonen sich quasi-frei bewegen, wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet. Sinkt die Energiedichte ab, kondensieren die einzelnen Teilchen in einem *freeze-out* erneut zu farbneutralen Hadronen.

Die QGP-Phase hat aufgrund des aufgebrochenen Confinements mehr Freiheitsgrade im Ver-

gleich zur hadronischen Materie. Diese zusätzlichen Freiheitsgrade werden mit den drei Farbladungen identifiziert. Zur Berechnung des Phasenübergangs wird die Gitter-QCD herangezogen, da eine Betrachtung durch Störungsrechnungsverfahren bei der hier vorherrschenden Größe der starken Kopplungskonstanten ($\alpha_s \sim 1$) nicht möglich ist. Bei der Gitter-QCD wird die Raumzeit diskretisiert, wodurch computergestützte Berechnungen ermöglicht werden. Diese liefern für ein verschwindendes baryochemisches Potential $\mu_B = 0$ eine Temperaturabhängigkeit von thermodynamischen Größen. Dabei wird der Phasenübergang durch die reduzierte Energiedichte ε/T^4 beschrieben. Ab einer kritischen Temperatur $T_c \approx 175$ MeV steigt die Energiedichte schlagartig an, was auf den Übergang hindeutet. Durch die farblich

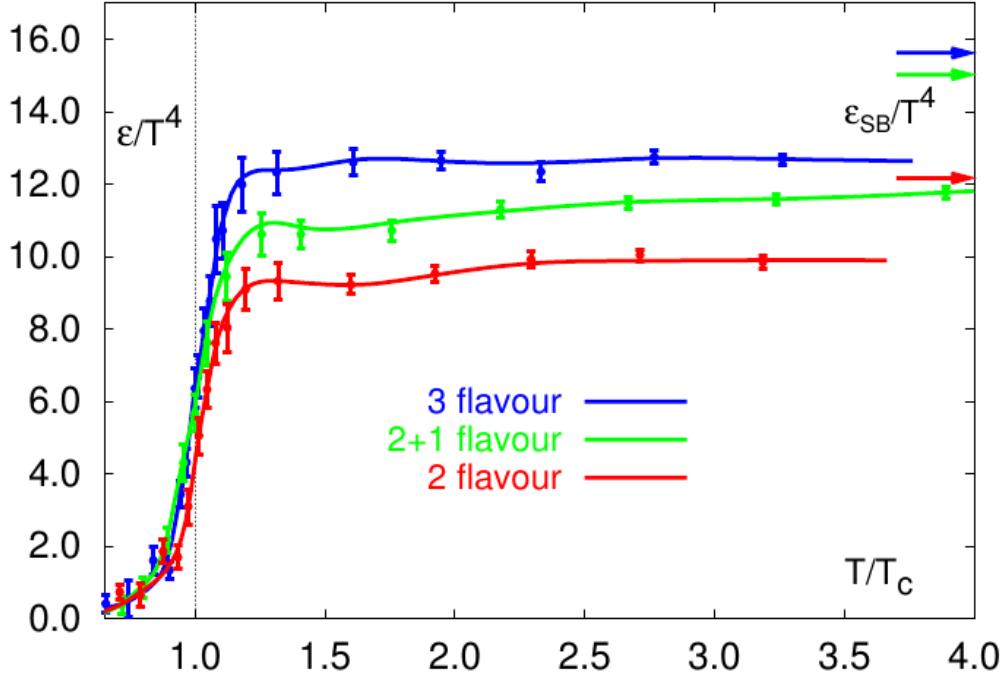


Abbildung 2.2.: Temperaturabhängigkeit der reduzierten Energiedichte. Ein starker Anstieg erfolgt ab einer kritischen Temperatur T_c , dennoch erreicht die reduzierte Energiedichte nicht die Größe eines idealen Gases [Kar01].

gekennzeichneten Pfeile in Abbildung 2.2 wird das Stefan-Boltzmann-Limit eines idealen Gases bei zugehörigen Freiheitsgeraden angedeutet. In den aufgetragenen Datenpunkten ist eine Abweichung zu erkennen, die impliziert, dass das QGP nicht hinreichend als ideales Gas beschrieben werden kann [BMW09].

Einen weiteren Ansatz zur Beschreibung von Gleichgewichtszuständen des QGP liefert die statistische Physik. Darin ist das Gleichgewicht nur vom baryochemischen Potential μ_B und der Temperatur T abhängig (siehe Abbildung 2.3). Der gekennzeichnete Punkt *Atomic nuclei* auf der Abszisse repräsentiert den Bereich der uns umgebenden hadronischen Materie. Innerhalb der grauen Färbung befinden sich die möglichen Konfigurationen für hadronisches Gas, folglich Zustände nicht-freier Quarks und Gluonen. Die schwarze Linie markiert den Phasenübergang zum QGP. Bei sinkendem baryochemischen Potential und steigender Temperatur existiert ein kritischer Punkt (*Critical point*), ab dem keine Unterscheidung zwischen QGP und hadronischer Materie mehr getroffen werden kann; ähnlich des kritischen Punkts im Phasendiagramm

von Wasser. Berechnungen mit Hilfe der Gitter-QCD stimmen gut mit experimentellen Daten im Bereich von sehr geringem baryochemischen Potential überein. Für Bereiche mit hohem Potential müssen andere Modelle zur Berechnung herangezogen werden, da hier die Gitter-QCD von den realen Werten abweicht.

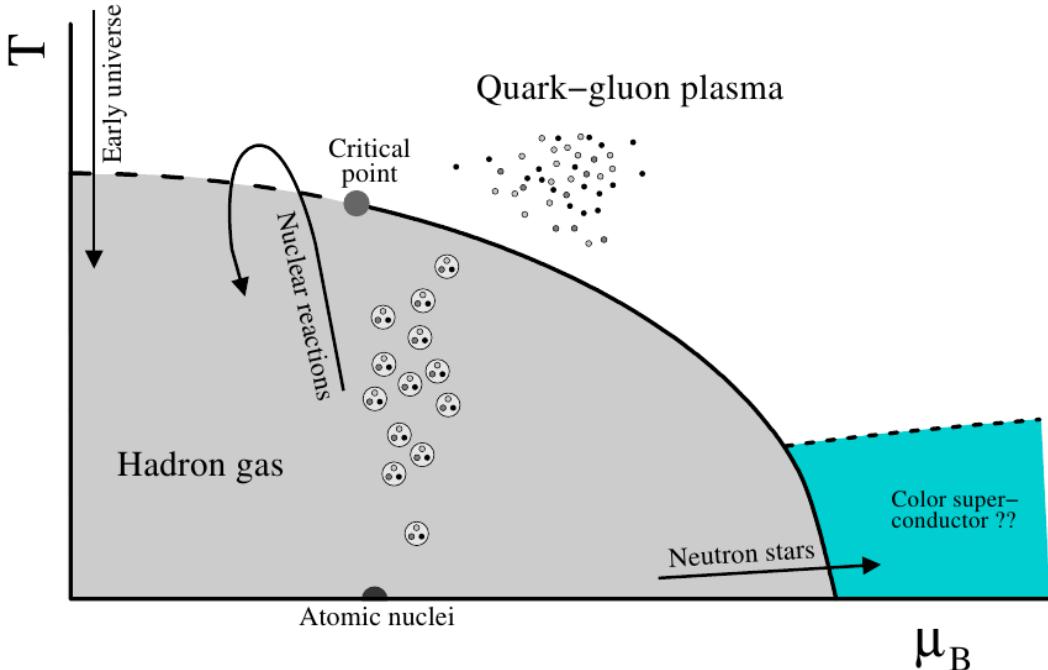


Abbildung 2.3.: Das abhängige QGP Phasendiagramm eines Quark-Gluon-Plasmas, bestimmt durch Temperatur und baryochemisches Potential [KB04].

2.3. QGP in Kollisionsexperimenten

Zur experimentellen Untersuchung des Quark-Gluonen-Plasma wurden weltweit immer größere Versuchsanlagen aufgebaut. Ihnen allen ist die grundsätzliche Idee gemeinsam, schwere Atomkerne mittels Teilchenbeschleunigern auf großen Kreisbahnen zur Kollision zu bringen. Verwendete Kollisionspartner sind hierbei Deuterium-Gold (d-Au), Gold-Gold (Au-Au) Proton-Blei (p-Pb) oder Blei-Blei(Pb-Pb). Die Kollisionsexperimente mit den leichten Partnern, Deuterium oder Protonen, dienen nicht zur Erzeugung von Quark-Gluon-Plasmen, ermöglichen aber dennoch ein tieferes Verständnis von Kern-Kern-Wechselwirkungen bei hohen Energien. Am Brookhaven National Lab wurde der Relativistic-Heavy-Ion-Collider (RHIC) errichtet, mit dem es weltweit erstmals möglich war, durch die Kollision von Goldatomen mit Schwerpunktsenergien bis $\sqrt{s_N s_N} = 200 \text{ GeV}$ Quark-Gluon-Plasmen zu erzeugen [Bra01]. In der europäischen Kernforschungsanlage CERN (European Organisation for Nuclear Research) auf der französisch-schweizerischen Grenze bei Genf hingegen werden Bleikerne bei wesentlich höheren Energien zur Kollision gebracht (bis $\sqrt{s_N s_N} = 5,54 \text{ TeV}$). Dies führt zu einer höheren Energiedichte im Kollisionspunkt und verlängert die Lebensdauer der QGP-Phase.

In Abbildung 2.4 ist der Beschleunigerkomplex des CERN schematisch dargestellt. Über die verschiedenen Vorbeschleuniger, das Proton-Synchrotron (PS) und das Super-Proton-Synchrotron (SPS), werden die Atomkerne in Bündeln, so genannten *Bunches*, in den Large-Hadron-Collider (LHC) gegenläufig eingespeist und auf nahezu Lichtgeschwindigkeit ($v/c \approx 1$) beschleunigt. Treffen zwei Bunches aufeinander, kann es zu einer Kollision zweier oder mehrerer Kerne kommen. Die Kollisionspartner können bei ausreichender Energie ein QGP erzeugen. Die entstehenden Fragmente oder die nach dem freeze-out erzeugten neuen Hadronen entfernen sich vom Wechselwirkungspunkt und können mit Hilfe von Detektoren identifiziert werden. Ferner ist nach der Auswertung eine Aussage über ihre Energie, ihren Impuls und ihren zurückgelegten Weg möglich.

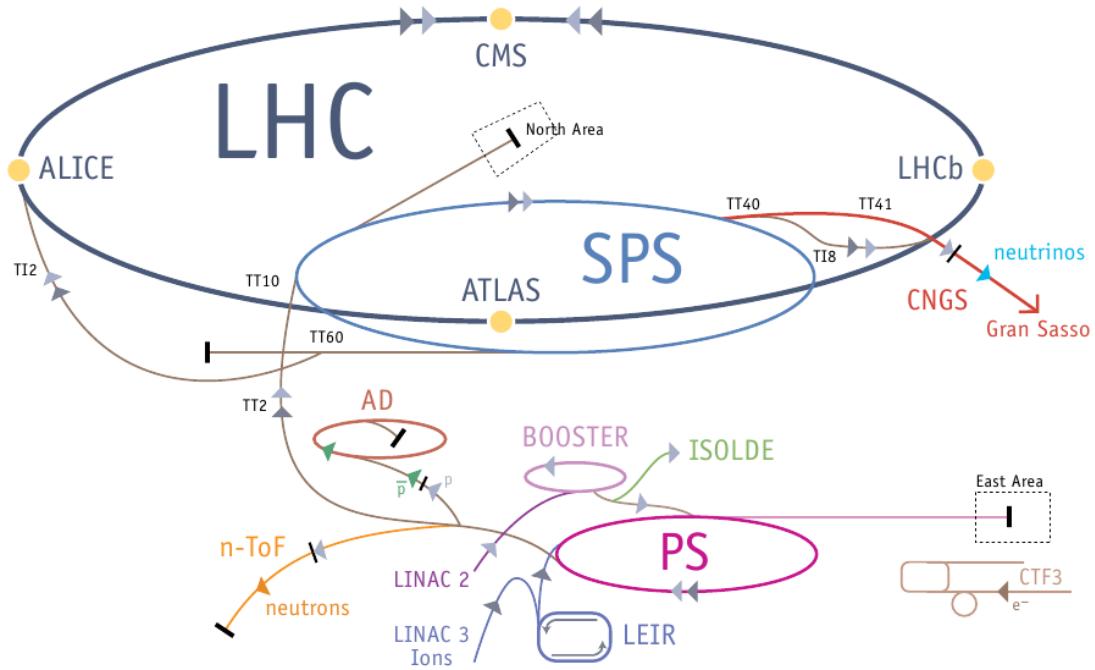


Abbildung 2.4.: Beschleunigerkomplex am CERN. Schematische Darstellung der Linear- (LINAC) und Ringbeschleuniger (PS, SPS, LHC) der European Organisation for Nuclear Research [Lef09].

Eine detaillierte Beschreibung der Kernforschungsanlage CERN sowie deren Beschleuniger LHC wird im folgenden Kapitel gegeben; des Weiteren wird ein Einblick in die verschiedenen dort stationierten Experimente gegeben. Hierbei wird das Hauptaugenmerk auf ALICE gelegt, dessen Design speziell auf Schwerionenkollisionen ausgelegt ist.

3. Der LHC und ALICE

3.1. Der Large Hadron Collider

In den fünfziger Jahren des letzten Jahrhunderts beschlossen mehrere europäische Länder die Gründung eines Forschungsinstituts zur Erforschung des Aufbaus der Materie und des Studiums der fundamentalen Wechselwirkungen: das CERN. Gelegen ist das Institut nahe Genf auf der französisch-schweizerischen Grenze. Im Laufe der Jahre wurden dort verschiedenste Beschleuniger aufgebaut, die stetig erweitert oder durch neue ersetzt wurden. Der heutige Ausbau beinhaltet den mit ca. 27 km Länge größten Hadronen-Beschleuniger der Welt, genannt Large Hadron Collider oder kurz LHC. Er wurde in einer Tiefe zwischen 50 m und 175 m in den bereits bestehenden Tunnel des dort vorher angesiedelten Beschleunigers LEP (Large Electron-Positron Collider) errichtet (Abbildung 3.1).

Der LHC besteht aus zwei Vakuum-Strahlröhren, in denen die Teilchen in entgegengesetzter Richtung bei relativistischen Energien zirkulieren. Um die Kreisbahn der Teilchen bei der angestrebten Energie von 7 TeV zu wahren, sind supraleitende Magnete mit Feldstärken bis zu 8 T nötig. Dabei handelt es sich um etwa 1200 Dipolmagnete von je 15 m Länge sowie knapp 400 Quadrupolmagnete zur Fokussierung. Darüber hinaus kommen weitere spezielle Magnete zum Einsatz. Nach derzeitigem Design sollen mit dem Beschleuniger Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV bei einer Luminosität¹ von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sowie 5,54 TeV Schwerpunktsenergie bei Blei-Blei-Schwerionenkollisionen erreichen. Die Beschleunigung der Bunches beginnt nicht im LHC, sondern über eine Reihe von Vorbeschleunigern, die selbst einmal vollständige Experimente beherbergten. Über Linearbeschleuniger (LINAC) gelangen die bereits erwähnten Teilchenbündel in das erste Proton-Synchrotron (PS) und weiter in das Super-Proton-Synchroton (SPS). In dieser Kette erreichen die Teilchen bereits einen großen Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit. Erst danach findet die Injektion in den LHC statt.

¹Die Luminosität beschreibt das Verhältnis aus Ereignisrate \dot{N} und differentiellem Wirkungsquerschnitt $d\sigma_p/d\Omega$ eines Experiments, $L = \dot{N}/\sigma_p$.

An mehreren Punkten entlang des Rings sind die großen Experimente angelegt. Hier können die Teilchenstrahlen aufeinander gelenkt und somit zur Kollision gebracht werden. Sie heißen ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, LHCf und TOTEM (Abbildung 3.1) [Lef09]. Jedes Experiment ist aus mehreren Detektoren aufgebaut, die für verschiedenste Untersuchungen konzipiert sind. Einige der Experimente decken ein großes Spektrum physikalischer Fragen ab, wohingegen andere sehr auf kleine Teilbereiche spezialisiert sind.

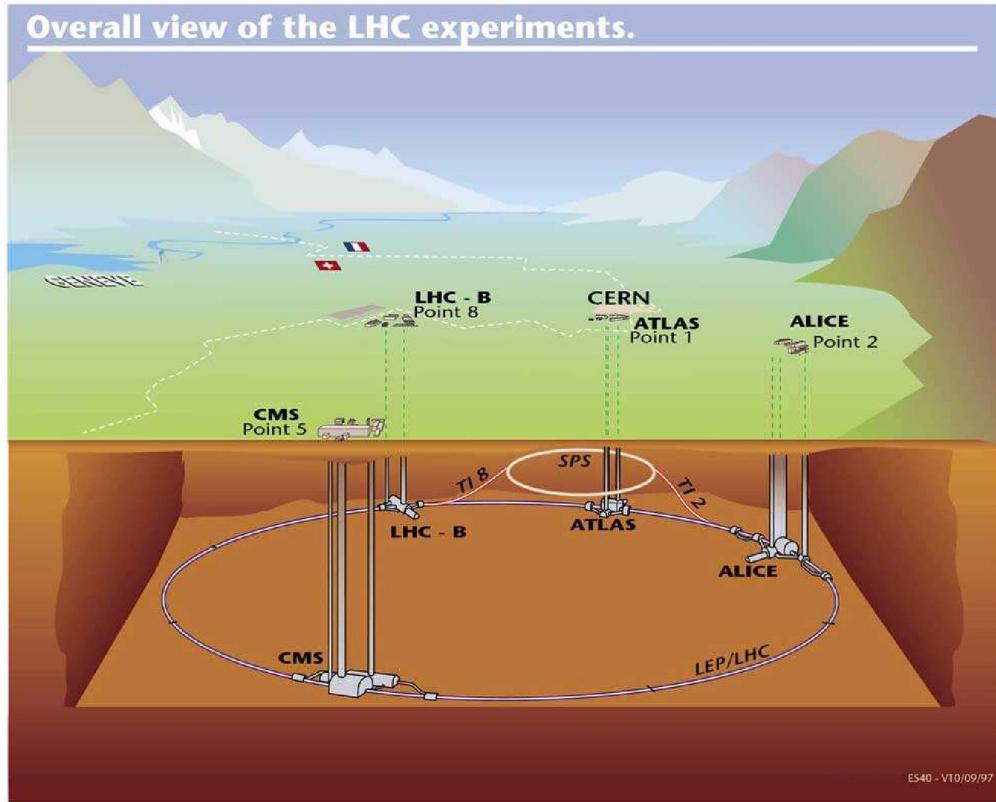


Abbildung 3.1.: LHC und Experimente Der große Ringbeschleuniger LHC unterhalb des Grenzgebietes zwischen der Schweiz und Frankreich mit den großen Kavernen, in denen die Experimente untergebracht sind [Car98].

3.1.1. ATLAS - A Torodial LHC ApparatuS

Das ATLAS-Experiment ist spezialisiert auf hochenergetische Proton-Proton-Kollisionen. Hierin wird insbesondere nach dem postulierten Higgs-Boson gesucht, welches den fundamentalen Wechselwirkungsteilchen ihre Masse verleiht. Mitte des Jahres 2012 wurde eine Signatur im vermuteten Massebereich des Higgs gefunden und unterliegt nun weiteren Untersuchungen. Aufgrund seines vielseitigem Designs können zudem auch viele weitere Gebiete der Hochenergiephysik näher untersucht werden. Zum Einen wird im Bereich der dunklen Materie nach Teilchen gesucht, die durch weitergehende Theorien vorhergesagt werden, zum Anderen wird erforscht, ob Leptonen und Quarks eine bislang unbekannte innere Struktur aufweisen [ATL08].

3.1.2. CMS - Compact Muon Solenoid

Neben ATLAS ist CMS ein zweites universelles Experiment, dessen Zielsetzungen denen von ATLAS ähneln. Das Detektordesign von CMS unterscheidet sich allerdings von ATLAS. CMS ist wesentlich kompakter aufgebaut und nutzt zur Erzeugung starker magnetischer Felder einen supraleitenden Magneten. Dieser schließt das gesamte Hadronen-Kalorimeter von CMS ein. Die äußeren Schichten nach dem Magneten bestehen aus wechselnden Lagen von Eisenjoche und Myon-Kammern. Durch die großen Mengen Eisen wiegt CMS bei einer Länge von 21 m ca. 12 500 t [CMS08].

3.1.3. LHCb - Large Hadron Collider beauty

LHCb dient der Untersuchung von b- und Anti-b-Quark-Paaren, welche unter dem Begriff *Beauty-Mesonen* zusammengefasst werden. Mit ihrer Hilfe soll ein größeres Verständnis gewonnen werden, warum das Universum fast ausschließlich aus Materie und nicht aus Antimaterie aufgebaut ist.

Eine Besonderheit des Detektors ist seine langgestreckte Bauweise. Er ist nicht in Schichten um das Strahlrohr angebracht, wie ATLAS oder CMS, sondern nur in Vorwärtsrichtung. Das bedeutet, dass die einzelnen Bestandteile des Detektors in Strahlrichtung hintereinander angeordnet sind [LHCb].

3.1.4. LHCf - Large Hadron Collider forward

Dieses Experiment wurde zum Studium von vorwärts gerichteten Teilchenströmen errichtet. Mit ihnen soll die kosmische Strahlung unter Laborbedingungen simuliert werden, so dass ein tieferes Verständnis für andere, größer angelegte Experimente mit kosmischer Strahlung gewonnen wird. Der Detektor ist verglichen mit den anderen Experimenten sehr klein. Er besteht aus zwei Modulen mit je 30 cm Länge und 80 cm Höhe [LHCf08].

3.1.5. TOTEM - TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement

Mit TOTEM soll der Bereich abgedeckt werden, in denen ATLAS und CMS Schwächen aufweisen. Dies sind insbesondere Ereignisse, die sich entlang und vor allem sehr nahe des Teilchenstrahls ereignen. Daher ist der Detektor auf einer Strecke von 400 m an mehreren Punkten teilweise direkt mit dem Strahlrohr verbunden.

Seine Hauptaufgaben sind die Analyse der Tiefenstruktur von Protonen, die genaue Messung des Proton-Proton-Wirkungsquerschnitts und die Bestimmung der Luminosität des Large Hadron Colliders [TOT08].

3.2. Das ALICE-Experiment - A Large Ion Collider Experiment

Die Motivation zum Bau des ALICE-Experiments ist die Erforschung von physikalischen Zuständen, die kurz nach dem Urknall herrschten. In dieser Zeitskala sind Temperatur und Druck derartig hoch, dass keine Protonen oder Neutronen vorhanden sind. Stattdessen sind ihre inneren Bausteine, die Quarks und Gluonen, frei und unterliegen nicht dem Confinement. Dieser Zustand wird als Quark-Gluon-Plasma beschrieben.

Mit dem ALICE-Experiment (Abbildung 3.2) soll diese Phase unter Laborbedingungen erzeugt werden. Dafür werden schwere Atomkerne, hier Bleikerne, mit Hilfe des LHC beschleunigt. Bei der Kollision besitzen die Bleikerne Schwerpunktsenergien bis zu 5,54 TeV. Die dabei freierwenden und entstehenden Teilchen können über die Detektoren des Experiments analysiert und in ihren Parametern (Spur, Impuls, Energie, etc.) bestimmt werden.

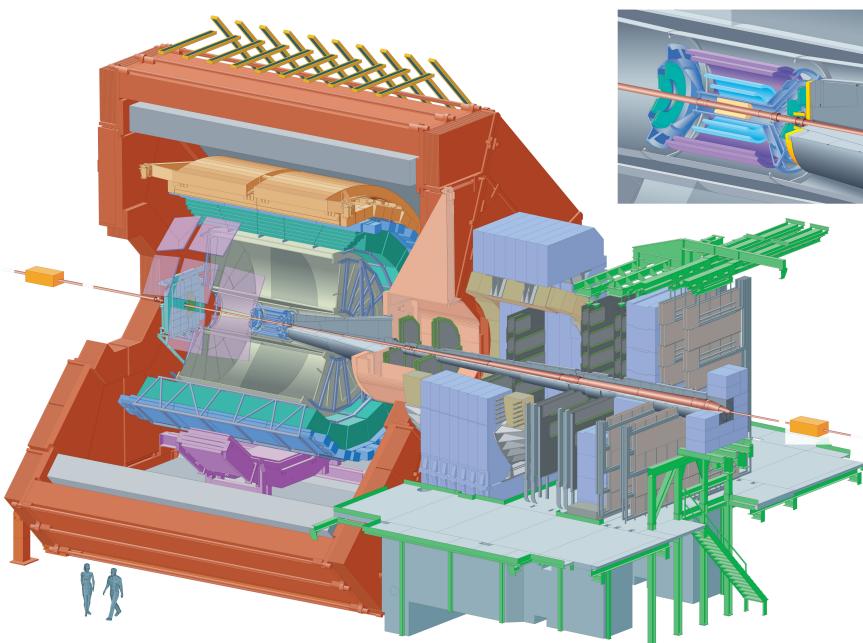


Abbildung 3.2.: Schematisches Modell ALICE-Experiments. Die meisten Detektoren des Experiments finden im rot dargestellten L3-Magneten Platz und sind in Schichten um das Strahlrohr angeordnet. Der Myon-Arm ist außerhalb des Magneten in Vorwärtsrichtung zum Strahl aufgebaut [ALICE].

Aufgebaut ist das System in Form von konzentrischen Schichten um das Strahlrohr bzw. den Wechselwirkungspunkt, siehe Bildtafel 3.3. Nach einer Kollision durchlaufen die Teilchen zunächst das *Inner Tracking System (ITS)*, gefolgt von der *Time Projection Chamber (TPC)*. An diese schließen sich der *Transition Radiation Detector (TRD)* und der *Time Of Flight Detektor (TOF)* an. Die äußeren Detektoren *EMCAL (Electromagnetic Calorimeter)*, das *Photon Spectrometer (PHOS)* sowie der *HMPID (High Momentum Particle Identification)* umgeben das Strahlrohr, jedoch nicht um volle 360°. Alle bislang aufgezählten Detektoren sind im *L3* benannten Magneten untergebracht. Dieser erzeugt ein homogenes Feld mit einer Stärke bis 0,5 T. Er stammt noch

aus der Zeit vor dem LHC und war Bestandteil des L3-Experiments am LEP-Beschleuniger. Außerhalb des Magneten befindet sich in Vorwärtsrichtung der Myon-Arm zur Detektion von Myonen mit geringem Winkel zur Strahlrichtung. Das gesamte Experiment hat eine Länge von 26 m und wiegt ca. 10 000 t.

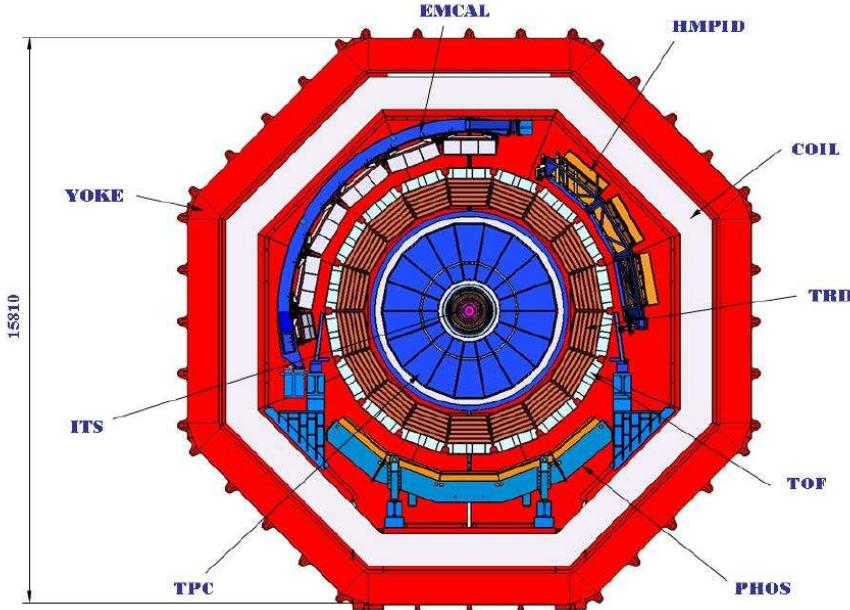


Abbildung 3.3.: Durchschnitt durch den ALICE-Aufbau. Die schichtweise Anordnung des Experiments ermöglicht vielen Detektoren, nahezu den vollen Winkelbereich um den Wechselwirkungspunkt abzudecken [ALI08].

Zur Rekonstruktion von Teilchenspuren werden das *Inner Tracking System (ITS)* und die *Time Projection Chamber (TPC)* verwendet. Das ITS befindet sich direkt im Anschluss an das Strahlrohr mit einem inneren Radius von 4 cm und einem Außendurchmesser von 86 cm. Seine Aufgabe besteht darin, den primären Wechselwirkungspunkt (Vertex) mit einer Auflösung von weniger als 100 μm zu lokalisieren. Außerdem werden mit ihr die sekundären Vertizes aus den Zerfällen von Hyperonen sowie D- und B-Mesonen rekonstruiert. Außerdem ist es mit dem ITS möglich, Spurrekonstruktion und Identifikation von Teilchen mit Impulsen unterhalb von 200 MeV/c unabhängig von weiteren Detektoren durchzuführen [ALI08]. Bei höheren Transversalimpulsen dient es zur Verbesserung der Impuls- und Winkelauflösung der TPC. Aufgebaut ist das Inner Tracking System aus sechs Lagen verschiedener Silizium-Detektoren. Die innersten zwei Lagen bestehen aus Silizium-Pixel-Detektoren (SPD), welche eine hohe Präzision und Granularität besitzen. Dies ist notwendig, da am Innendurchmesser des ITS Teilchendichten von 50 Teilchen/cm² ermittelt werden [ALI08]. Im Anschluss befinden sich zwei Lagen Silizium-Drift-Detektoren (SDD) und zwei Lagen Silizium-Streifen-Detektoren (SSD). Diese können analog ausgelesen werden und ermöglichen eine Teilchenidentifikation durch Messung des Energieverlusts dE/dx bei nicht-relativistischen Teilchen.

An das ITS schließt sich die *Time Projection Chamber (TPC)* an. Sie ist der Hauptdetektor zur Spurrekonstruktion innerhalb des L3-Magneten. Mit der TPC gelingt eine gute Spurseparierung.

Außerdem ist sie in Verbindung mit weiteren Detektoren in der Lage, Teilchenspuren und Vertizes zu rekonstruieren, sowie Teilchenidentifikationen über dE/dx durchzuführen. Die TPC umgibt das ITS in voller Länge und Azimuth. Mit einem Außenradius von 2,5 m erfasst sie ein Volumen von ca 90 m³. Aufgebaut ist die TPC als zylindrischer Feldkäfig, der mit einem Gasgemisch aus Neon, Kohlenstoffdioxid und Stickstoff gefüllt ist [ALI08]. Der Feldkäfig besitzt eine mittige Elektrode, welche eine Kathode zwischen den Endkappen darstellt, die auf einem Potential von -100 kV liegt. Zwischen der Elektrode und den Endkappen wird dadurch ein homogenes elektrisches Feld mit einer Feldstärke von 400 V/cm erzeugt. Entlang des Feldes driften Elektronen zu den Kappen, an denen Vieldraht-Proportionalzähler zur Detektion angebracht sind. Aufgrund der Größe der Time Projection Chamber driften Elektronen bis zu 90 μ s entlang des Feldes, daher ist die TPC der langsamste aller Detektoren im ALICE-Experiment. Ebenfalls im vollen Azimuth um die TPC befindet sich der *Transition Radiation Detector (TRD)*. Seine Hauptaufgabe besteht in der Unterscheidung von Elektronen und Pionen, er wird allerdings auch zur Verbesserung der Impulsauflösung von ITS und TPC genutzt. Eine genauere Beschreibung findet in Kapitel 6 statt. In einem Abstand von 3,7 m zum Strahl schließt sich der *Time Of Flight (TOF) Detektor* an den TRD an. Dieser dient zur Teilchenidentifikation von Hadronen. Zusammen mit dem ITS und der TPD kann der TOF Detektor Pionen und Kaonen mit Impulsen bis 2,5 GeV/c und Protonen bis 4 GeV/c mit einer guten π/K und K/p Separation identifizieren [ALI08]. Dazu misst er die Flugzeit der Teilchen vom Wechselwirkungspunkt bis zum Auftreffen auf der Detektoroberfläche.

Mit dem *High Momentum Particle Identification (HMPID)* Detektor wird der Bereich der Teilchenidentifikation weiter ausgebaut. Er ermöglicht die Identifikation von geladenen Hadronen mit Impulsen, die über Energieverlust- (ITS und TPC) und Flugzeitmessungen (TOF) nicht zugänglich sind [ALI08]. Der HMPID nutzt hierfür sieben Ring-Imaging-Cherenkov-Zähler, jeweils mit einer Oberfläche von 2,25 m². Die eingehenden Teilchen erzeugen Cherenkovlicht², welches mit Photokathoden registriert wird.

Weiterhin besitzt das ALICE-Experiment zwei elektromagnetische Kalorimeter, das *Electromagnetic Calorimeter (EMCal)* und das *Photon Spectrometer (PHOS)*. Das Photon Spectrometer wurde entwickelt, um direkte Photonen³ mit geringen Transversalimpulsen zu detektieren. Diese Photonen tragen Informationen zu den thermischen und dynamischen Zuständen, z.B. Druck, in der frühen Phase der Kollision. Außerdem ermöglicht das PHOS die Untersuchung des Jet Quenching durch Messungen von π^0 - und γ -Jet-Korrelationen bei hohen Transversalimpulsen [ALI08]. Aufgebaut ist das Spektrometer aus fein segmentierten Kalorimetern mit kleinem Molière-Radius. Dem PHOS gegenüber befindet sich das EMCal, welches die Möglichkeit von Jet-Quenching-Messungen auf die kinematische Bandbreite, die durch die Kollisionen am LHC verfügbar sind, erweitert [ALI08]. Ferner dient es als schneller Trigger für hochenergetische Jets, Protonen und Elektronen. Es handelt sich beim EMCal um einen Blei-Szintillator, der einen azimuthalen Winkel von 107° innerhalb des L3-Magneten abdeckt.

Außerhalb des L3-Magneten befindet sich in Vorwärtsrichtung unter Anderem das *Muon-Spectrometer*. Es wurde unter den Gesichtspunkten konstruiert, die Resonanzen schwerer Quarks durch den Zerfall in $\mu^+\mu^-$ -Paare zu messen. Angestrebt ist hier eine Massenauflösung

²Cherenkovlicht bzw. Cherenkov-Strahlung entsteht, wenn Teilchen bei Durchquerung von Materie eine Geschwindigkeit besitzen, die höher als die Phasengeschwindigkeit des Mediums ist.

³Direkte Photonen sind diejenigen Photonen, die durch Streuprozesse direkt erzeugt werden und demnach nicht aus Zerfällen von Teilchen stammen.

von $100 \text{ MeV}/c^2$ im Bereich invarianter Massen um $10 \text{ GeV}/c^2$. Durch gleichzeitige Messung aller Quarkarten in einem Detektorsystem kann ein direkter Vergleich ihrer Produktionsraten als Funktion verschiedener Parameter stattfinden, z.B. Transversalimpuls oder Zentralität [ALI08]. Das Spektrometer deckt einen Pseudo-Rapiditäts-Bereich von $-4 < \eta < -2,5$ ab, dies entspricht einem Polarwinkel von 171° bis 178° . Es besteht aus passiven Frontabsorber, der Hadronen und Photonen aus dem Wechselwirkungspunkt absorbiert; einem System zur Spurrekonstruktion aus zehn Detektorebenen; einem Dipolmagneten; einem passiven Myon Filter und vier Ebenen aus Triggerkammern [ALI08]. Innerhalb des Myon-Spectrometers ist das Strahlrohr von einem Absorbermaterial umgeben, damit eine Abschirmung gegen den Teilchenuntergrund stattfinden kann und die Detektorkammern geschützt sind. Von den zehn Kammern zur Spurrekonstruktion befinden sich vier vor dem Dipolmagneten, zwei innerhalb und vier dahinter.

Um Triggersignale und Informationen aus der frühen Phase der Kollision zu gewinnen, besitzt das ALICE-Experiment weitere Detektoren in Vorförstrichtung. Die *Zero Degree Calorimeter* befinden sich jeweils in einer Abstand von 116 m mit einer Winkel von 0° relativ zur Strahlachse vor und hinter dem Wechselwirkungspunkt [ALI08]. Sie detektieren die Protonen und Neutronen, die nicht an der Kollision teilgenommen haben. Zur Messung der Multiplizität von Photonen wurde der *Photon Multiplicity Detector (PMD)* entwickelt sowie der *Forward Multiplicity Detector (FMD)* zur Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen. Die weiteren Vorförstdetektoren T0 und V0 werden unter Anderem als Trigger genutzt. T0 setzt den Startpunkt der Flugzeitmessung und kann den TRD in einem Betriebszustand versetzen, V0 kann alle Detektoren innerhalb des L3-Magneten triggern. Zudem hilft T0 bei der Lokalisierung des Vertexpunktes jeder Kollision und V0 bei der Bestimmung der Zentralität.

In den nächsten Kapiteln wird der Transition Radiation Detector (TRD) genauer beschrieben. Dazu wird ein Einblick in die Theorie der Wechselwirkung von Strahlung und Materie sowie von Gasen und den Transport von Elektronen darin gegeben. Ferner soll ein detailliertes Bild des Aufbaus und der Funktionsweise des TRD vermittelt werden.

4. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und Ladungstransport in Gasen

4.1. Strahlungswechselwirkung

Um Strahlung in Form von geladenen Teilchen oder Photonen messen und bestimmen zu können, wird ihre Wechselwirkung mit Materie ausgenutzt. Geladene Teilchen können elastisch gestreut werden, die Elektronen der Atomhülle anregen oder das Atom ionisieren. Die angeregten Atome können ihre Energie, z.B. durch Aussendung von Photonen, wieder abgeben. Mit Hilfe verschiedenster Detektoren werden solche Prozesse erfasst. Ist die Energie von geladenen Teilchen derart hoch, dass sie relativistisch werden, interagieren sie mit dem Atomkern und es entsteht unter anderem Bremsstrahlung. Diese wird erzeugt wenn Teilchen eine Richtungsänderung erfahren oder durch das Potential des Kerns abgebremst werden. Ferner wird bei Durchquerung von Materialien unterschiedlicher Dielektrizität Übergangsstrahlung (engl.: transition radiation) erzeugt.

Die Wechselwirkung von Photonen in Materie hängt stark von ihrer Energie ab. Hierbei werden der photoelektrische Effekt, die Compton-Streuung und Paarbildung unterschieden, welche im Folgenden beschrieben werden.

4.1.1. In Materie eindringende Photonen

Photonen interagieren in Materie über die elektromagnetische Wechselwirkung jeweils in einem einzigen Ereignis, in dem sie gestreut oder absorbiert werden. Die Intensität I von Photonen in einer Tiefe x im Material kann über einen Absorptionskoeffizienten μ in exponentieller Form beschrieben werden:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\{-\mu x\}. \quad (4.1)$$

Bei Energien eines Photons unterhalb 100 keV wechselwirkt es fast ausschließlich über den *Photoelektrischen Effekt*. Es wird in diesem Prozess ein Elektron eines Atoms durch das Photon so stark angeregt, dass es dieses verlassen kann und ein ionisiertes Atom hinterlässt. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{p.e.}$ des photoelektrischen Effektes steigt mit der fünften Potenz zur Ladungszahl Z des zugehörigen Atoms:

$$\sigma_{p.e.} \sim Z^5. \quad (4.2)$$

Dies bedeutet, dass sich Materialien mit hoher Kernladungszahl, z.B. Blei ($Z = 82$), besonders gut zur Abschirmung niederenergetischer Photonen eignen.

Erreicht die Energie eines Photons ca. 1 MeV, steigt die Wahrscheinlichkeit für den so genannten *Compton-Effekt* (oder auch *Compton-Streuung*) stark an. Bei diesem Effekt streut ein Photon an einem quasi-freien Elektron¹ der Hülle eines Atoms. Dieses Elektron übernimmt in einem elastischen Stoß einen Teil der Photonenenergie. Das Photon erfährt wiederum eine Vergrößerung seiner Wellenlänge. Die Änderung der Wellenlänge λ ist abhängig vom Winkel φ , der die Richtungsänderung des Photons nach dem Stoß beschreibt, und kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\varphi)). \quad (4.3)$$

Beträgt der Winkel 90° , ergibt sich eine teilchen-spezifische Größe, die Compton-Wellenlänge λ_C , die für das Elektron den Wert $\lambda_C(\text{Elektron}) \approx 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ annimmt.

Bei noch höherer Energie kann bei der Wechselwirkung des Photons im Coulombfeld eines Kerns ein Elektron-Positron-Paar entstehen; Dies wird als *Paarbildung* bezeichnet. Das Photon muss dafür mindestens die Ruheenergie der beiden Teilchen besitzen um diese zu erzeugen; überschüssige Energie wird in kinetische umgewandelt, die unter anderem zu einem Impulsübertrag auf den Kern führt:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{Kern}}} c^2. \quad (4.4)$$

Da die Masse eines Kerns verglichen mit der Elektronenmasse sehr hoch ist, vereinfacht sich Gleichung 4.4 zu:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV} \quad (4.5)$$

Im Coulombfeld eines Elektrons kann ebenfalls Paarbildung stattfinden, doch wird bedingt durch die geringere Masse des Elektronen eine höhere Photonenenergie benötigt ($E_\gamma \geq 4m_e c^2$).

Abbildung 4.1 gibt eine Übersicht über den totalen Wirkungsquerschnitt von Photonen in Bezug auf ihre Energie und das exponierte Material wieder. Ferner sind die Beiträge zum Gesamtwirkungsquerschnitt des jeweiligen Wechselwirkungsprozesses aufgetragen. Zu erkennen ist, dass es neben den drei genannten Wechselwirkungen auch noch weitere gibt, z.B. Rayleigh-Streuung. Diese werden hier nicht weiter behandelt.

¹Als quasi-frei werden die Elektronen der äußeren Schalen bezeichnet.

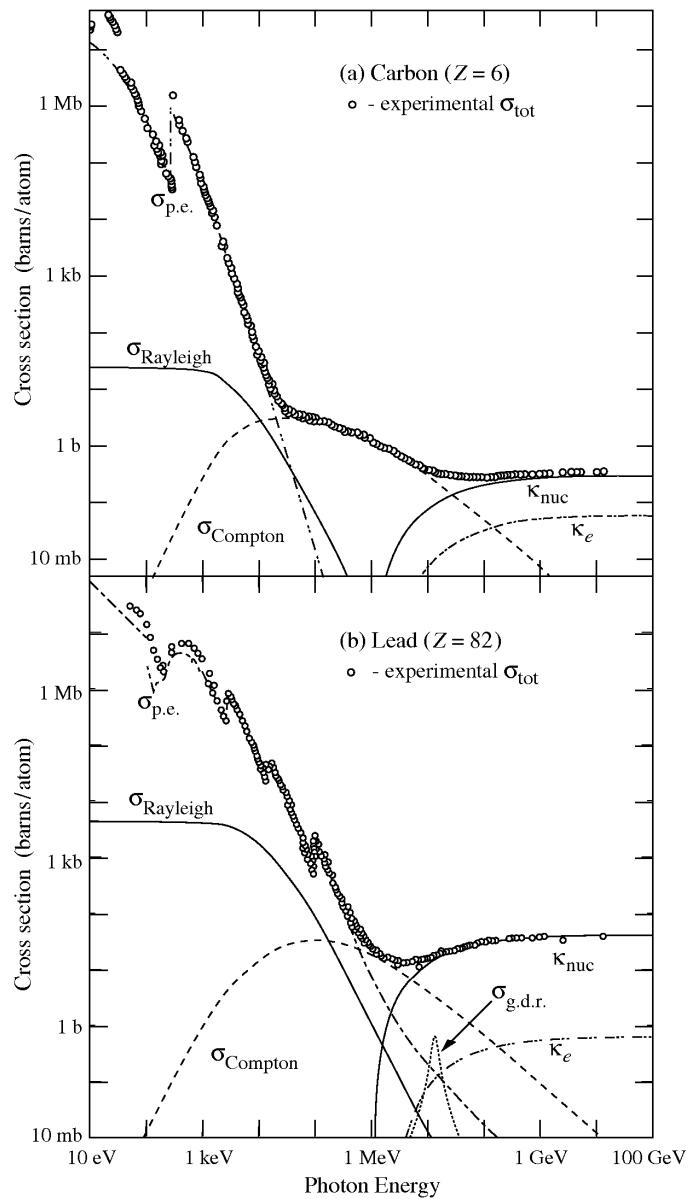


Abbildung 4.1.: Wirkungsquerschnitt von Photonen in Abhangigkeit der Energie und Ladungszahl. Oben sind die Wirkungsquerschnitte (σ) der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse in Kohlenstoff ($Z = 6$) dargestellt; unten fur Blei ($Z = 82$) [PDG12].

4.1.2. Wechselwirkung geladener Teilchen in Festkörpern

Eine theoretische Beschreibung der Wechselwirkung geladener Teilchen in Stoffen durch Ionisation und Anregung ist den Herren Bethe und Bloch gelungen. Ihre Formel ermöglicht eine Berechnung des Energieverlusts pro Weglänge, dE/dx , für Teilchen mit Massen oberhalb des Elektrons und Energien nahe der jeweiligen Ruheenergie [MRRS95]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n_e}{4\pi \epsilon_0^2 v^2 m_e} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{\langle E_B^{(e)} \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta \right\}. \quad (4.6)$$

Die ursprüngliche Bethe-Bloch-Formel benötigt im Bereich hoher Energien Korrekturen um ihre Gültigkeit zu behalten [BWW07]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2}{\langle E \rangle} \right) - \beta^2 - \frac{\delta^{corr}}{2} \right\}. \quad (4.7)$$

Wie zu sehen ist, besitzen (4.6) und (4.7) keine Massenabhängigkeit, aber eine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v des Teilchens. In Abbildung 4.2 ist exemplarisch der Energieverlust eines Myons bei Durchgang durch Kupfer aufgetragen. Darin ist der Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch-Formel durch zwei Markierungen gekennzeichnet. Außerhalb steigt der Graph zunächst an, wird aber darauf durch den Faktor $1/\beta^2$ abgeschwächt bis zu einem Minimum bei $\beta\gamma \approx 3$. Teilchen mit Impulsen in dieser Region werden als Minimal Ionisierende Partikel (M.I.P.) bezeichnet. Im weiteren Verlauf steigt der Energieverlust wiederum an. Dies wird als *relativistischer Anstieg* bezeichnet und wird durch die Korrektur in Gleichung (4.7) berücksichtigt. Oberhalb von $\beta\gamma \approx 300$ verliert die Bethe-Bloch-Formel ihre Gültigkeit. Wird ein geladenes Teilchen vollständig abgebremst durchläuft es ein Maximum des Energieverlusts kurz vor dem Stillstand. Dieses Maximum wird als *Bragg-Peak* bezeichnet und ist bei hoher Teilchenladung stark ausgeprägt.

Für die Identifikation von Teilchen ist die erweiterte Bethe-Bloch-Formel von großer Bedeutung, da sie sich verschiebt, wenn Teilchen mit gleichem $\beta\gamma$, aber unterschiedlichen Impulsen auftreten (Abbildung 4.3). Somit können sie in einem Detektor nach einer Auswertung voneinander separiert werden.

4.1.3. Übergangsstrahlung

Durchquert ein Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit unterschiedlicher Dielektrizität, ϵ_1 und ϵ_2 , wird Übergangsstrahlung emittiert, da sich die elektrischen Felder an der Grenzfläche ändern. Die abgestrahlte Intensität I der Strahlung ist proportional zum Lorentzfaktor des Teilchens und seiner Masse m [Boc98]:

$$I \sim m\gamma = \frac{m}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4.8)$$

Bei nicht-relativistischen Teilchenimpulsen wird die entstehende Strahlung im optischen Spektrum emittiert und aufgrund ihrer geringen Intensität direkt vom Material absorbiert. Steigt

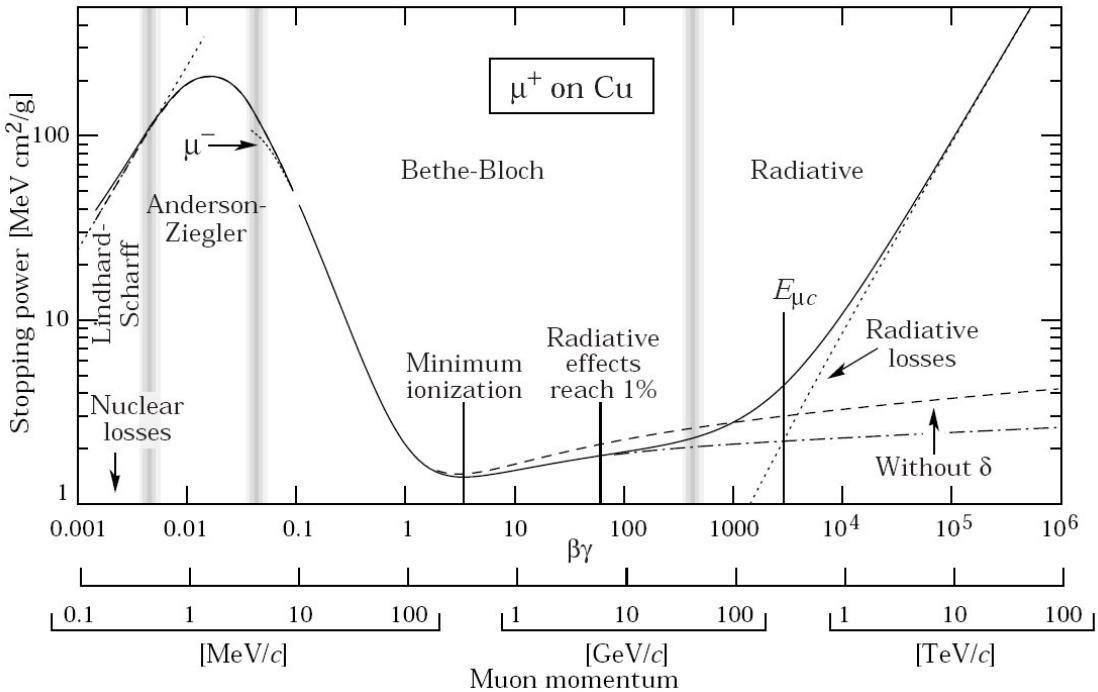


Abbildung 4.2.: Energieverlust eines Myons in Kupfer. Exemplarischer Verlauf der Bethe-Bloch-Formel für den Energieverlust eines Myons bei Durchquerung von Kupfer. Die Abszisse gibt den Teilchenimpuls wieder, die Ordinate das Bremsvermögen (engl.: stopping power) [PDG12].

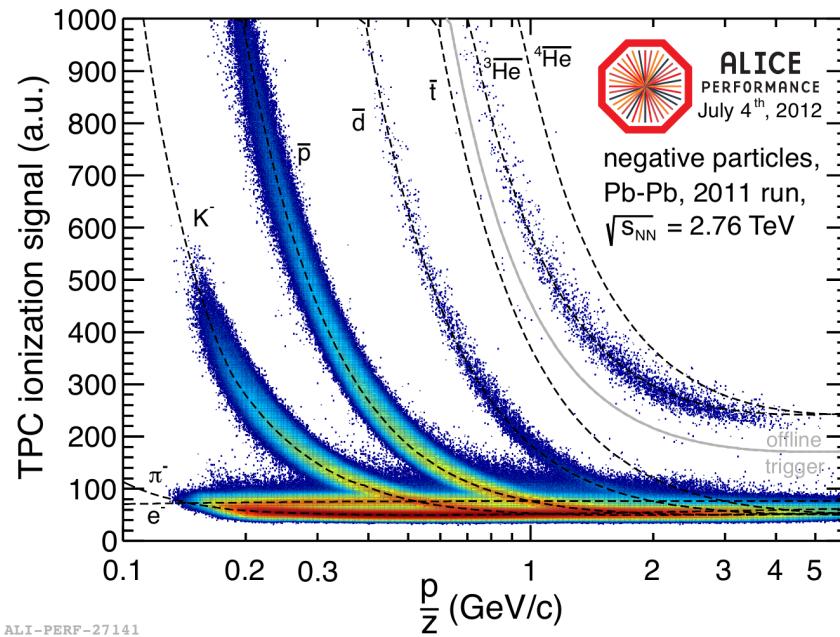


Abbildung 4.3.: Teilchenidentifikation durch dE/dx . Dargestellt ist ein Energieverlust-Plot der ALICE-TPC. Kaonen, Anti-Protonen und -Deuteronen usw. können hierin unterschieden werden [CCo12].

der Impuls in den hoch-relativistischen Bereich, erreicht sie hingegen die Wellenlänge von Röntgenstrahlung. In der Teilchenidentifikation spielt die Ausnutzung dieses Effekts eine große Rolle. Mit Hilfe von Übergangsstrahlung ist es möglich, hoch-relativistische Teilchen mit gleichen Impulsen, aber unterschiedlichen Massen voneinander zu separieren, wohingegen die Messung des Energieverlustes in diesem Regime nicht mehr anwendbar ist.

4.2. Teilchentransport in Gasen

Um die Funktionsweise des Transition Radiation Detectors (TRD) nachzuvollziehen, wie er im nachfolgenden Kapitel 6 beschrieben ist, ist ein grundlegendes Verständnis des Transports von Elektronen in Gasmischungen notwendig. Größen von besonderem Interesse sind darin die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen entlang elektrischer oder magnetischer Felder und die Gasverstärkung, bedingt durch beschleunigte Elektronen innerhalb der Gasmischung. Diese Größen hängen ihrerseits von äußeren Einflüssen ab. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die theoretischen Zusammenhänge gegeben.

4.2.1. Bewegung geladener Teilchen unter dem Einfluss äußerer Felder

Allgemein kann die Bewegung geladener Teilchen unter Einfluss elektrischer (\mathbf{E}) oder magnetischer Felder (\mathbf{B}) in Gasen anhand einer Bewegungsgleichung beschrieben werden [Sau77]:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \frac{m}{\tau}\mathbf{v}. \quad (4.9)$$

In ihr repräsentiert m die Masse, e die Ladung und \mathbf{v} die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens. Die Lorentz-Kraft $F = e\mathbf{E} + e[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ gibt den feldabhängigen Teil der Bewegung an. Der Faktor m/τ ist proportional zur Geschwindigkeit und beschreibt eine verminderte Kraft, die durch Interaktion mit Gas entsteht. τ besitzt die Dimension einer Zeit und kann als gemittelte Dauer zwischen zwei Kollisionen angesehen werden.

Wird der zeitliche Verlauf über Zeiten $t \gg \tau$ betrachtet, stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Abbremsung durch Gasinteraktion und Beschleunigung durch äußere Felder ein, so dass $d\mathbf{v}/dt = 0$ gilt. Die Endgeschwindigkeit \mathbf{v} im Gleichgewicht wird als makroskopische Driftgeschwindigkeit \mathbf{v}_D interpretiert. Ferner vereinfacht sich Gleichung (4.9) in diesem Fall zu:

$$\frac{1}{\tau}\mathbf{v}_D - \frac{e}{m}[\mathbf{v}_D \times \mathbf{B}] = \frac{e}{m}\mathbf{E} \quad (4.10)$$

Einführen der Zyklotronfrequenz ω und deren Pendant für das elektrische Feld ε liefert nach [Sau77]:

$$\omega = \frac{e}{m}\mathbf{B}, \quad (4.11)$$

$$\varepsilon = \frac{e}{m}\mathbf{E}, \quad (4.12)$$

$$\mathbf{v}_D = \frac{e}{m}\tau|\mathbf{E}| \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} (\mathbf{E} + \omega\tau[\mathbf{E} \times \mathbf{B}] + \omega^2\tau^2(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}). \quad (4.13)$$

Ein sehr einfacher Fall zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit folgt, wenn kein magnetisches Feld Einfluss nimmt und somit $\omega\tau$ verschwindet. In diesem Szenario bewegt sich das geladene Teilchen ausschließlich entlang der elektrischen Feldlinien; die resultierende Geschwindigkeit ist daher direkt proportional zum Feld:

$$v_D = \frac{e}{m}\tau E = \mu E. \quad (4.14)$$

Der Wert μ wird als *Mobilität* des Teilchens bezeichnet, er trägt das Vorzeichen der Ladung und ist direkt proportional zur charakteristischen Zeit τ .

Ist das magnetische Feld B von Null verschieden gibt es zwei Fälle, deren Lösung besonderem Interesse gilt: (1) E und B Feld sind nahezu parallel oder (2) sie sind orthogonal zueinander orientiert.

Unter der Annahme, dass das elektrische Feld entlang $E = (E_x, 0, E_z)$, mit $E_x \ll E_z$, und $B \parallel e_z$ ausgerichtet ist, folgen für die einzelnen Bestandteile der Driftgeschwindigkeit

$$v_x = \frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2} E_x, \quad (4.15)$$

$$v_y = -\frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2} \omega\tau E_x, \quad (4.16)$$

$$v_z = \mu E_z. \quad (4.17)$$

Liegen die Felder exakt parallel zueinander, also bei verschwindendem E_x , reproduziert sich die Lösung aus (4.14). Das bedeutet, dass das Magnetfeld im Grenzfall keine zusätzlichen Beiträge zur Geschwindigkeit liefert.

Im anderen Extremfall sind die beiden Felder orthogonal zueinander ausgerichtet. Hierfür gelte $E = (E_x, 0, 0)$ und $B = (0, 0, B_z)$. Wiederum ergeben sich für die drei Richtungskomponenten gesonderte Ausdrücke:

$$v_x = \frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2} |E|, \quad (4.18)$$

$$v_y = \frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2} \omega\tau |E|, \quad (4.19)$$

$$v_z = 0. \quad (4.20)$$

Aus dem Quotienten v_x/v_y kann der Winkel ψ identifiziert werden, dessen Produkt mit dem elektrischen Feld die Größe der Driftgeschwindigkeit widerspiegelt:

$$\tan \Psi \equiv \frac{v_x}{v_y} = -\omega\tau, \quad (4.21)$$

$$|v_D| = \frac{\mu}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} |E| = \mu |E| \cos \psi. \quad (4.22)$$

Dieser Winkel wird in der Literatur als *Lorentz-Winkel* bezeichnet und gibt den Winkel zwischen der Driftrichtung der Elektronen und dem elektrischen Feld an.

Der funktionale Zusammenhang zwischen den beiden Feldern ist auch als *Tonks' Theorem* bekannt. Es besagt, dass die Driftgeschwindigkeit nur von der Komponente des elektrischen Feldes abhängt, entlang dessen sich das Elektron bewegt, unabhängig von zusätzlichen magnetischen Feldern:

$$|v_D| = f(E, B) = F(E \cos \psi, 0). \quad (4.23)$$

4.2.2. Elektronenbewegung in Gasen

Der vorangegangene Abschnitt beschreibt die Elektronenbewegung auf makroskopischen Zeit- und Längenskalen. Dort stellt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit und Bewegungsrichtung ein. Im Nachfolgenden wird die Bewegung von Elektronen auf mikroskopischer Ebene betrachtet, d.h. es gilt nun nicht mehr $t \gg \tau$.

Während der Bewegung in elektrischen und magnetischen Feldern streut ein Elektron an den Gasatomen oder -molekülen. Die Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit kann aufgrund der leichten Elektronenmasse, als statistisch verteilt angesehen werden. Allein durch den beschleunigenden Beitrag der Felder erhält das Elektron makroskopisch eine zusätzliche, gerichtete Komponente, die proportional zur vergangenen Zeit seit der letzten Kollision ist:

$$v_D = \frac{eE}{m}\tau. \quad (4.24)$$

Bereits beim nächsten Stoß wird dieser zusätzliche Energiebetrag in Form von Anregung oder Rückstoß wieder abgegeben. Mit der Zeit stellt sich zwischen Energieverlust und -aufnahme ein Gleichgewicht ein. Auf einer Driftstrecke x und einem zeitlichen Abstand τ der Kollisionen folgt für ein energetisches Gleichgewicht:

$$\frac{x}{v_D\tau} \Delta \cdot \varepsilon_E = eEx \quad (4.25)$$

Hierin spiegelt Δ den mittleren Energieverlust bei einer Kollision wieder; ε_E ist die Gleichgewichtsenergie zwischen Energieaufnahme durch das Feld und -abgabe durch Kollisionen, ohne Berücksichtigung der thermischen Energie der Gasbestandteile. Die mittlere Zeit τ hängt wiederum von gas-spezifischen Parametern (Wirkungsquerschnitt σ , Teilchendichte N) und der zufälligen Geschwindigkeit v_e des Elektrons direkt nach der Interaktion ab:

$$\frac{1}{\tau} = N\sigma v_e. \quad (4.26)$$

Dabei hängt v_e von der Gesamtenergie des Elektrons inklusive der thermische Energie des Gases ab:

$$\frac{1}{2}mv_e^2 = \varepsilon = \varepsilon_E + \frac{3}{2}k_B T. \quad (4.27)$$

Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten der Elektronen, die typischerweise in Teilchendetektoren driften, kann der Beitrag der thermischen Bewegung vernachlässigt werden; es gelte $\varepsilon_E \gg 3/2k_B T$. Unter diesen Voraussetzungen können die vorangegangenen Gleichungen zusammengefasst und vereinfacht werden. Es ergeben sich zwei Gleichgewichtsgeschwindigkeiten:

$$v_D^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{\Delta}{2}} \quad (4.28)$$

und

$$v_e^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{2}{\Delta}}. \quad (4.29)$$

Δ und σ sind jeweils Funktionen der Energie ε ; das bedeutet, mit auf Null absinkendem Δ erliegt die Driftgeschwindigkeit. Ferner erreicht Δ circa das zweifache des Massenverhältnisses der Kollisionspartner, sofern ε das Anregungsniveau unterschreitet, und das Elektron wird ausschließlich elastisch gestreut.

4.2.3. Äußere Einflüsse auf die Bewegung der Elektronen

Elektronen, die durch Ionisation des Gases frei werden, werden erst ab dem Zeitpunkt der Interaktion im Feld beschleunigt. Bei diesen Bedingungen ist der Einfluss der äußereren Gaseigenschaften nicht zu vernachlässigen. Wie in (4.24) gezeigt, hängt die Driftgeschwindigkeit von der mittleren Zeit τ zwischen zwei Kollisionen im Gas ab. Ferner steht diese im direkten Zusammenhang mit der Teilchendichte des Gases und ist somit auch proportional zur Massendichte ρ :

$$\tau \sim \frac{1}{N} \Rightarrow \tau \sim \frac{1}{\rho}. \quad (4.30)$$

Aus dem idealen Gasgesetz folgt eine Abhängigkeit der Massendichte ρ von Druck p_{Gas} und Temperatur T_{Gas} des Gases oder des Gemisches. Mit Hilfe der Gleichung (4.24) lässt sich ein Ausdruck proportional zur makroskopischen Driftgeschwindigkeit finden:

$$\rho = \frac{p_{Gas}}{R \cdot T_{Gas}}, \quad (4.31)$$

$$v_D \sim \frac{1}{\rho} \sim \frac{E \cdot T_{Gas}}{p_{Gas}}. \quad (4.32)$$

Der Faktor $R = 8,3145 \text{ J/mol K}$ stellt die universelle Gaskonstante dar.

Zu erkennen ist, dass eine Erhöhung der Gastemperatur, ebenso ein fallender Druck, einen Anstieg der Driftgeschwindigkeit nach sich zieht.

4.2.4. Elektronenanlagerung

Entlang ihres Driftweges können Elektronen an elektronegativen Verunreinigungen angelagert bzw. absorbiert werden. Sauerstoff und Wasser sind solche Verunreinigungen die sich negativ auf die Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung auswirken. Durch eine geringe Verstärkung wird z.B. in einem Detektor weniger Energie deponiert und somit ein geringeres messbares Signal erzeugt. Der Signalverlust kann mit einer Exponentialfunktion beschrieben werden, die vom absoluten Druck p_{abs} , dem Partialdruck der Verunreinigung (z.B. $p(\text{O}_2)$) und der Driftzeit t_{drift} der Elektronen abhängt:

$$N(t_{drift}) = N(0) \cdot \exp \{-p_{abs} \cdot p(\text{O}_2) \cdot C_{att} \cdot t_{drift}\} \quad (4.33)$$

Hierin ist C_{att} ein von der Gasmischung abhängiger Anlagerungskoeffizient (attachement coefficient), der bei Mischungen mit CO_2 besonders groß wird, da Kohlenstoffdioxid sehr tief liegende Anregungsniveaus besitzt [ALI01]. Diese Niveaus können durch Elektronen angeregt werden. Dadurch verlieren sie kinetische Energie und können somit leichter eingefangen werden. Neben den genannten Gasen gibt es noch weitere Gase, die in gasgefüllten Detektoren durch Lecks, Ausgasungen und Austausch mit der Umgebungsluft auftreten können.

5. Gas-Ionisations-Detektoren

In der Experimentalphysik werden gasgefüllte Detektoren sehr häufig verwendet, da sie ein großes Spektrum verschiedenster Aufgaben erfüllen können. Je nach Konstruktion und Zusammenstellung ermöglichen sie die Rekonstruktion der Teilchenspuren von passierenden Partikeln, eine Bestimmung der Teilchenart oder anderer Charakteristika der Teilchen.

Der zugrunde liegende Aufbau wiederholt sich dabei in allen Fällen. Ein abgeschlossenes Volumen wird mit einem Gas oder einer Gasmischung gefüllt. Darin befinden sich mindestens eine Kathode und Anode in gewissen Abstand voneinander, durch die ein Potentialgefälle erzeugt wird. Durchqueren hochenergetische geladene Teilchen das Gasvolumen, kommt es zur Ionisation und es entstehen freie Elektronen-Ionen-Paare, die durch das elektrische Feld, welches durch das Potentialgefälle entsteht, separiert werden. Treffen diese nun auf die Kathode bzw. die Anode, erzeugen sie ein elektrisches Signal.

Durch geschickte Wahl der Geometrie, zum Beispiel mit Anodendrahten anstelle einer Fläche, können bei gleichem Potential große elektrische Felder im Nahfeld um die Elektrode erzeugt werden. In Gleichung (5.1) ist der Zusammenhang zwischen Feldstärke und Radius des Anodendrahtes in einer zylindrischen Kammer dargelegt:

$$E(r) = \frac{U_0}{r \cdot \ln(r_{\text{Anode}}/r_{\text{Kammer}})} \quad (5.1)$$

Dies führt zu einer starken Beschleunigung der Elektronen bis hin zu Energien, die ausreichen um weitere Gasatome oder -moleküle zu ionisieren, so dass eine lawinenartige Entladung in Richtung der Elektroden stattfindet. Der dadurch erreichte Energieeintrag auf den Anoden ist wesentlich höher (Abbildung 5.1). Ferner wird dadurch auch das auslesbare Signal verstärkt und verlangt als Folge eine weniger sensitive Ausleseelektronik.

Im Folgenden sollen die grundlegenden Typen von Ionisationsdetektoren beschrieben werden. Deren konsequente Weiterentwicklung und Optimierung an die gegebenen Anforderungen finden im Transition Radiation Detector (Kapitel 6) Anwendung.

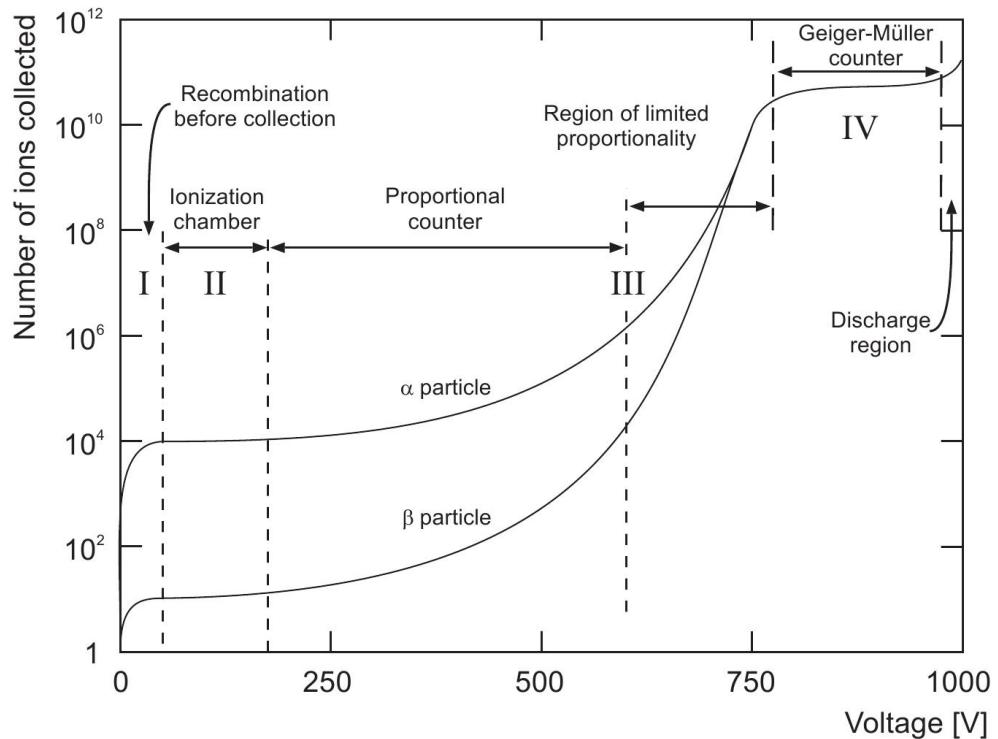


Abbildung 5.1.: Gas-Ionisation. Arbeitsmodi der verschiedenen Gas-Ionisations-Detektoren und deren Teilchenausbeute am Anodendraht [Sau77].

5.1. Ionisationskammer

Mit Hilfe von Ionisationskammern ist es möglich, den Energieverlust von Photonen oder die Ionisierung geladener Teilchen zu messen. Oftmals ist der Aufbau sehr simpel gehalten und besteht aus einer Kathode und einer Anode, die, ähnlich einem Plattenkondensator, in einem gewissen Abstand parallel zueinander zwei Flächen bilden. Diese befinden sich in einem abgeschlossenen Gasvolumen. Anode und Kathode erzeugen ein elektrisches Feld gemäß

$$E = \frac{U_0}{d}. \quad (5.2)$$

Ebenfalls gebräuchlich ist die koaxiale Anordnung der Elektroden, bei der die Anode als Draht innerhalb einer zylindrischen Kathode gespannt ist. Die anliegende Spannung U_0 ist dabei so gewählt, dass die eingetragene Energie nicht ausreichend ist, um weitere Ionisationen des Gases hervorzurufen.

Werden die passierenden Teilchen oder Photonen vollständig durch das Gas absorbiert, entspricht der gemessene Ladungseintrag der Gesamtenergie des Teilchens.

Ionisationskammern finden häufig Anwendung in Strahlungsmessgeräten und Dosimetern.

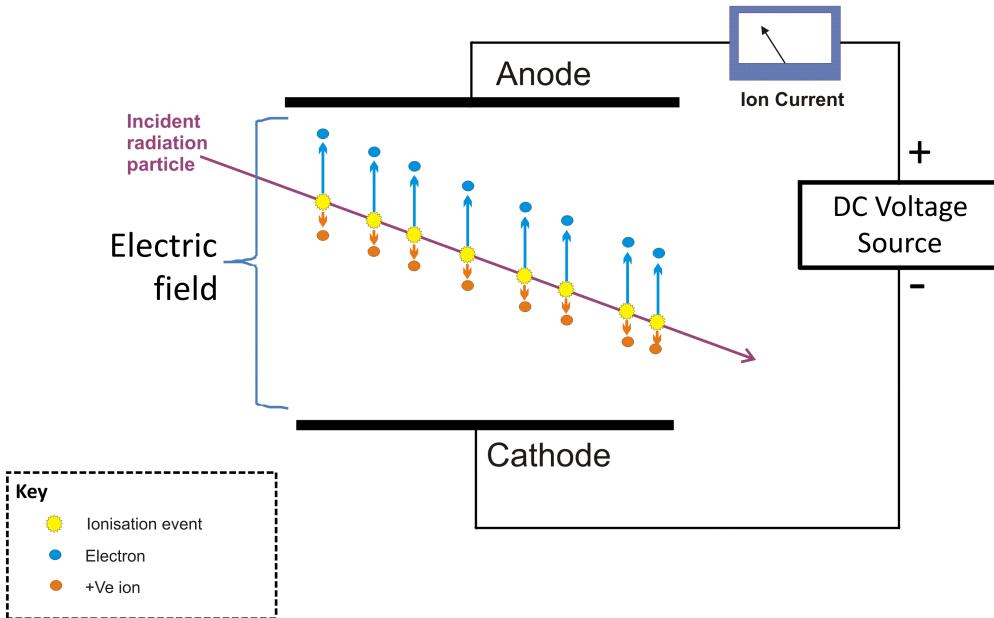


Abbildung 5.2.: Schema einer Ionisationkammer. Die Ionisationskammer ist hier mit einer Anoden- und Kathodenfläche aufgebaut, die sich in einem Gasvolumen befindet [WC].

5.2. Proportionalzähler

Reichen die Spannung bzw. das elektrische Feld aus, um die Elektronen und Ionen aus der primären Ionisation derart zu beschleunigen, dass sie das Gas ihrerseits wiederholt ionisieren können, wird vom Arbeitsbereich eines Proportionalzählers gesprochen. Für diesen werden sehr dünne Anodendrähte verwendet, um sehr starke lokale elektrische Felder zu erzeugen. Bei koaxialem Aufbau von Kathode (r_a) und Anode (r_i) wird der Zuwachs an kinetischer Energie der Elektronen ΔE_{kin} zwischen zwei Kollisionen an den Punkten r_1 und r_2 durch folgende Gleichung beschrieben [Kle05]:

$$\Delta E_{kin} = -e \int_{r_1}^{r_2} E(r) dr = eU \frac{\ln(r_2/r_1)}{\ln(r_a/r_i)}. \quad (5.3)$$

Überschreitet der Energiezuwachs die Ionisationsenergie der Gasatome oder -moleküle, setzt eine lawinenartige Sekundärionisation ein, da jedes weitere freie Elektron seinerseits das Gas ionisieren kann.

Eine Beschreibung für die Vervielfältigung freier Elektronen-Ionen-Paare gelingt über den *Townsend-Koeffizienten* α . Er gibt die Anzahl der zusätzlich eingetragenen Elektronen-Ionen-Paare pro Längeneinheit an, die während der Stoßentladung durch Elektronen hinzukommen. Die Größe von α hängt entscheidend von der Gaszusammensetzung und äußeren Parametern wie dem elektrischen Feld, dem Druck und der Temperatur ab.

Die Anzahl frei werdender Teilchen N nach einer Driftstrecke x im Gasvolumen hängt über den Townsend-Koeffizienten α von der Menge der Primärelektronen N_0 ab:

$$N(x) = N_0 \cdot \exp \{ \alpha x \}. \quad (5.4)$$

Ferner ist α vom elektrischen Feld und damit vom Ort abhängig. Die Zahl der freien Elektronen ergibt sich dann aus der Integration des Townsend-Koeffizienten α von dem Punkt, an dem der Energiezuwachs ΔE_{kin} groß genug ist um das Gas wiederum zu ionisieren, bis zum Rand r_a des Anodendrahtes, an dem die Elektronen abgeführt werden:

$$N(x) = N_0 \cdot \exp \left\{ \int_{r_k}^{r_a} \alpha(x) dx \right\}. \quad (5.5)$$

Durch Verhältnisbildung zwischen den erzeugten Elektronen und den primären Elektronen ist ein Multiplikationsfaktor M definierbar:

$$M = \frac{N(x)}{N_0}. \quad (5.6)$$

Anschaulich ist der Verstärkungsprozess in Abbildung 5.3 dargestellt. Ein Elektron driftet entlang des elektrischen Feldes in Richtung des Anodendrahtes. In dessen Umgebung steigt das Feld stark an, so dass das Elektron genug Energie zwischen zwei Kollisionen aufnehmen kann um selbst das Gas zu ionisieren. Dabei entstehen freie Elektronen-Ionen-Paare, deren Ionen zur Kathode wandern und die Elektronen zur Anode. Diese Sekundärelektronen ionisieren wiederum das Gas, wodurch es zu einer lawinenartigen Ionisierung in Richtung des Drahtes kommt. Aufgrund der lokalen Erhöhung positiver Ladungsträger wird das Feld des Anodendrahtes abgesenkt. Dieser Vorgang verhindert ab einer kritischen Größe die weitere Verstärkung. Typischerweise breitet sich die Elektronenwolke tropfenförmig aus, bis sie den sehr dünnen Anodendraht vollständig umgibt. Über die Anode werden die Elektronen abgeführt, wohingegen die Ionen weiter zur Kathode driften.

Das messbare Signal an der Anode ist proportional zur Energie des Teilchens, welches das Gas durchquert, und daher namensgebend für den Proportionalzähler.

5.3. Gasentladungszählrohr

Für den Betrieb eines Gasentladungszählrohrs liegt an den Elektroden eine noch höhere Spannung als im Proportionalzähler an. Dadurch muss die Photoionisation stärker in Betracht gezogen werden. Angeregte Gasteilchen emittieren Photonen, deren Energie ausreichend ist, mittels Photoeffekt Elektronen-Ionen-Paare zu erzeugen. Da die Photonenausbreitung unabhängig von der Feldrichtung ist, können sie im gesamten Gasvolumen oder in den Detektorwänden Photoelektronen lösen. Wie bereits im Proportionalzähler ionisieren die driftenden Elektronen das Gas lawinenartig, jedoch geschieht dies nun im gesamten Zählrohr. Somit ist bereits ein einziges durchquerendes Teilchen ausreichend um eine vollständige Gasentladung hervorzurufen. Aufgrund der stets auftretenden kompletten Entladung des Gases ist keine Proportionalität zur

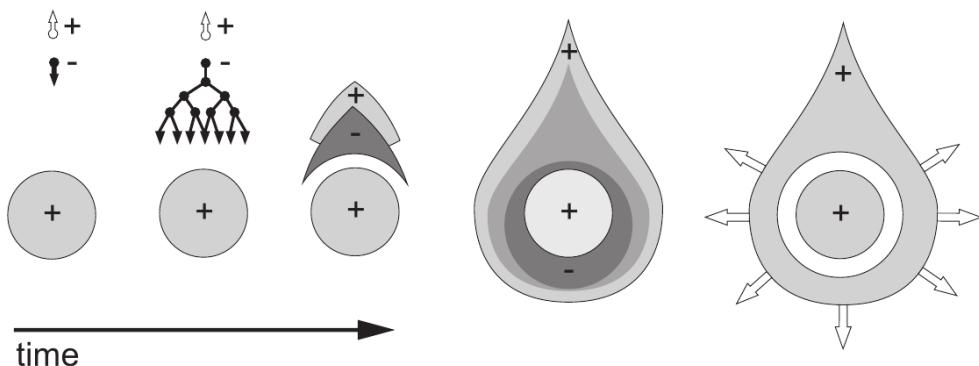


Abbildung 5.3.: Gasverstärkung im elektrischen Feld. Zeitliche Entwicklung der lawinenartigen Ionisierung des Detektorgases im stark ansteigenden elektrischen Feld eines Anodendrahtes [Sau77].

eingetragen Energie des ionisierenden Teilchens bestimmbar; dieser Arbeitsbereich wird auch als Geiger-Bereich bezeichnet. Derartige Zählrohre werden zur Teilchenzählung verwendet, besitzen aber eine gewisse Totzeit nach der Entladung bis das Gas neutralisiert ist. Ihr Vorteil besteht allerdings darin, dass die der Ladungseintrag am Anodendraht sehr hoch ist und bereits ohne verstärkende Elektronik auslesbar ist.

5.4. Vieldraht-Proportional-Kammern

Vieldraht-Proportional-Kammern sind eine Erweiterung der Proportionalzähler dahingehend, dass sie eine ebene Anordnung einer Vielzahl solcher Zähler sind, aber ohne trennende Wände [Gru96]. Im Gegensatz zu einer zylindrischen Symmetrie sind in der Kammer zur Felderzeugung parallel und in gleichen Abständen Anodendrähte montiert, die sich zwischen zwei ebenen Kathodenflächen befinden. Die Gasverstärkung im Nahfeld der Drähte entwickelt sich genau wie im Proportionalzähler. Eben diese Geometrie erlaubt eine Spurrekonstruktion der durchquerenden Teilchen. Für diese Zwecke sind die Kathoden orthogonal zu den Anodendrähten in Segmente unterteilt. Die driftenden Ionen erzeugen eine Spiegelladung auf den Kathoden, deren Intensität ausgelesen werden kann, wodurch eine eindimensionale Ortsauflösung, z.B. in y -Richtung, möglich ist. Eine weitere Positionsangabe (x -Richtung) ist durch den Anodendraht gegeben, an dem das Elektronensignal gemessen wird. Werden die Kathodenflächen zusätzlich orthogonal zu den Drähten segmentiert, kann über diese ebenfalls die Positionsbestimmung in x -Richtung geschehen. Die Auflösung wird hier durch den Abstand der Drähte zueinander bestimmt. Bei den Kathoden kann die Auflösung verbessert werden, indem die Signale benachbarter Segmente mit einer analytischen Funktion, der *Pad Response Function*, ausgewertet werden. Eine Bestimmung der z -Komponente ist bei diesem Zählertyp nur durch den Aufbau mehrerer Lagen aus Vieldraht-Proportional-Kammern möglich. Abbildung 5.4 zeigt einen schematischen Aufbau einer Vieldraht-Proportional-Kammer und das Signal der Spiegelladungen auf den Kathoden, deren Ladungsverteilung einen Schwerpunkt zeigt.

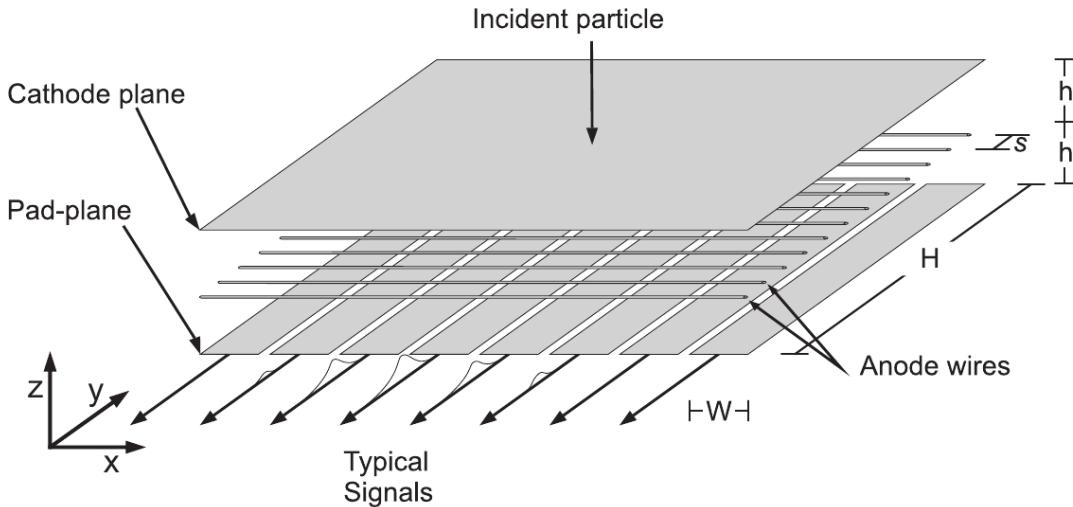


Abbildung 5.4.: Aufbau einer Vieldraht-Proportional-Kammer Ober- und unterseitig sind jeweils die Kathoden, dazwischen orthogonal die Anodendrahte; schematisch ist ein Signal auf den Kathoden dargestellt [Ber09].

5.5. Driftkammern

Konzeptionell wurden Driftkammern entwickelt, um die Zeit zu messen, die ein durch primäre Ionisation erzeugtes Elektron benötigt, das Gas zu durchqueren. Trifft ein Teilchen auf die Driftkammer, wird mittels eines weiteren Detektors eine Zeitmessung gestartet, welche mit Erreichen des Anodendrahtes gestoppt wird. In Verbindung mit einer Vieldraht-Proportional-Kammer ermöglicht die Driftkammer eine dreidimensionale Rekonstruktion einer Teilchenspur. Über die Driftzeit und Kenntnis des Gastransports in der Kammer kann die zurückgelegte Strecke des Teilchens errechnet werden (Abb.: 5.5). Mit dieser Information ist der Startpunkt in z -Richtung bestimmbar. Die TPC von ALICE nutzt einen solchen Aufbau, in Form eines zylindrischen Gasvolumens mit Vieldraht-Kammern an den Enden.

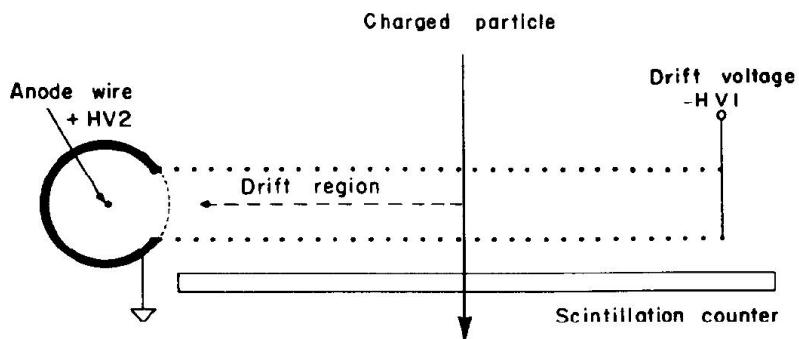


Abbildung 5.5.: Funktionsprinzip einer Driftkammer. Das geladene Teilchen durchquert das Gasvolumen orthogonal zur Feldrichtung und trifft auf einen Szintillator. Durch das Signal am Szintillator wird die Zeitmessung gestartet. Bei Auftreffen der Elektronen auf der Anode wird die Messung beendet. [Sau77].

6. Der Transition Radiation Detector

Der Transition Radiation Detector (TRD) ist ein Detektor, der den Effekt der Übergangsstrahlung ausnutzt um eine Separierung von Elektronen und Pionen mit Impulsen oberhalb $1 \text{ GeV}/c$ zu erzielen. Im Zusammenspiel mit ITS und TPC kann die Produktion von Elektronen, z.B aus dem Zerfall von Quarkonia studiert, werden. Außerdem beteiligt er sich an der Rekonstruktion von Teilchenspuren.

Durch eine korrekte Elektronenidentifikation sowie schnelle Triggerentscheidungen ist es mit dem TRD möglich, eine höhere Ausbeute an Υ oder auch J/Ψ zu erzielen.

6.1. Funktionsprinzip des Detektors

Durchqueren geladene Teilchen den Detektor, insbesondere das Gasgemisch, ionisieren diese auf ihrem Weg die Gasmoleküle. Die so befreiten Elektronen wandern daraufhin entlang des elektrischen Feldes im Driftbereich, wie in Abbildung 6.1 zu sehen. Sind die Teilchen hoch-relativistisch mit einem Lorentz-Faktor $\gamma > 1000$ erzeugen diese beim Passieren des Radiators zusätzlich Übergangsstrahlung mit einigen keV Energie. Der Photonenstrahl der Übergangsstrahlung propagierte durch das Gasgemisch und verliert durch Ionisation gemäß eines exponentiellen Abfalls an Intensität. Ein Edelgas mit hoher Ladungszahl, hier Xenon ($Z = 54$), besitzt eine hohe Absorptionseffizienz, so dass die Detektorkammer sehr flach gebaut werden kann (Höhe des Driftbereichs des TRD: $\approx 3 \text{ cm}$). Die Elektronen, die durch Übergangsstrahlung frei werden, driften ebenfalls entlang des Feldes und erzeugen einen zusätzlichen Ladungseintrag, der in Abbildung 6.2 auf der rechten Seite zu sehen ist.

Um eine Unterscheidung zwischen Pionen und Elektronen zu treffen, werden ihre Eigenschaften ausgenutzt. Ein Elektron das einen oben genannten Lorentz-Faktor besitzt (dies entspricht einem Impuls über $0,5 \text{ GeV}/c$) erzeugt im Radiator Übergangsstrahlung. Pionen hingegen besitzen eine höhere Ruhemasse und sind dementsprechend bei gleichen γ langsamer und es kommt zu keiner Emission von Übergangsstrahlung. Wird nun der Energieeintrag der

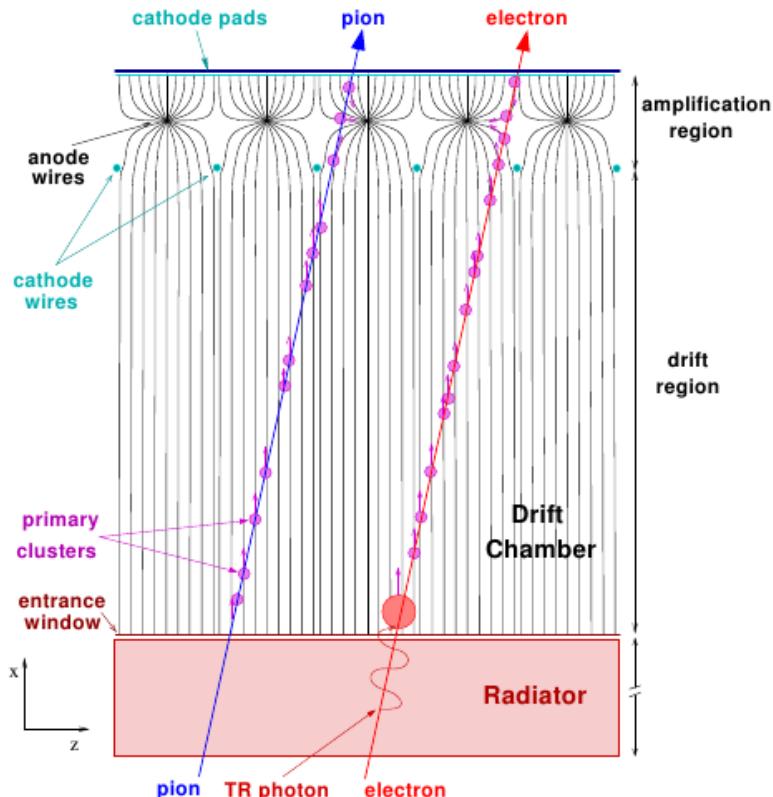


Abbildung 6.1.: Gasionisation: Durchgang je eines Elektrons und eines Pions durch den TRD unter Bildung von Elektronenwolken im Gasgemisch; bei Elektronen ist die zusätzliche Ionisierung aufgrund von Übergangsstrahlung verdeutlicht [ALI01].

driftenden Elektronen auf den Pads gemessen, nachdem sie das Gasgemisch passiert haben, ergeben sich unterschiedliche Graphen, siehe Abbildung 6.2. Deutlich ist zu erkennen, dass bei Erzeugung von Übergangsstrahlung durch Elektronen das Signal nochmals ansteigt. Hingegen fällt es bei den Pionen oder Elektronen ohne Übergangsstrahlung nach einem ausgedehnten Plateau direkt ab.

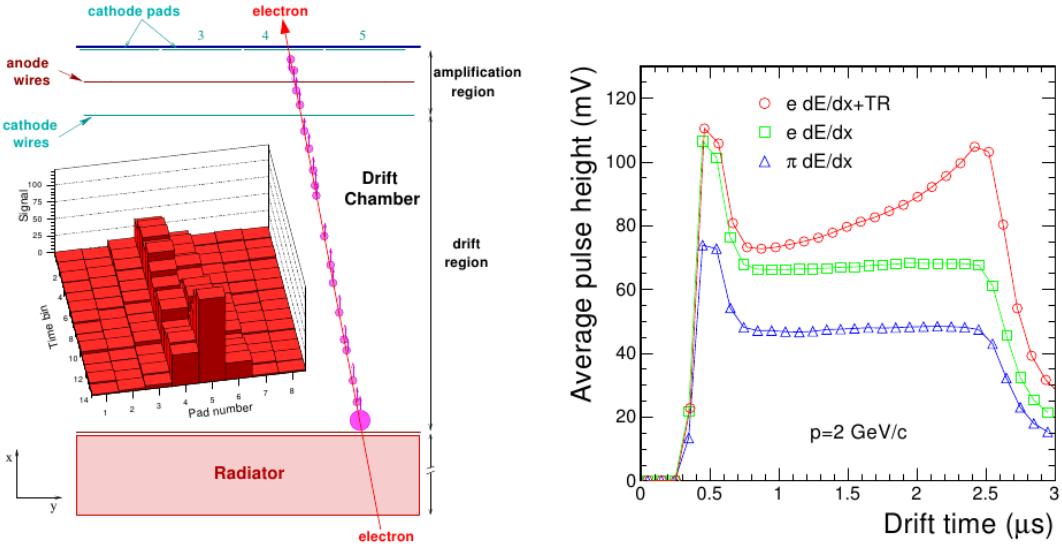


Abbildung 6.2.: Teilchenunterscheidung links: Signalbildung auf den Auslese-Pads im zeitlichen Verlauf bei Elektron-induzierter Ionisation des Gasgemisches [ALI01]; rechts: Vergleich der Pulshöhen von Pionen und Elektronen mit und ohne Erzeugung von Übergangsstrahlung [And07].

6.2. Technischer Aufbau

Wie bereits in Abbildung 3.3 zu erkennen ist, befindet sich der TRD zwischen der TPC und TOF. Aufgebaut ist der Detektor aus 522 einzelnen Kammern, die auf 18 als Supermodul bezeichnete Grundträger verteilt sind. Jedes Supermodul nimmt dabei 30 Detektorkammern auf, die auf fünf Stacks mit je sechs Lagen aufgeteilt sind. Auf der dem PHOS zugewandten Seite sind in drei Supermodulen im mittleren Stack keine Kammern verbaut, um die Strahlungslänge vor eben jenem zu verkleinern.

Jede Auslesekammer (Read-Out-Chamber) für sich repräsentiert einen vollständig funktionsfähigen Übergangsstrahlungsdetektor, bestehend aus einem Radiator, einem Driftbereich mit Vieldraht-Proportional-Teil und Auslese-Pads, einer wabenförmigen Rückwand zur Stabilisierung sowie der Steuerungselektronik.

Die Auslese-Pads bestehen aus Kupferstreifen mit 12–16 Reihen parallel und 144 orthogonal zur Strahlachse. Ausgelesen werden die Pads über so genannte MCMs (Multi-Chip-Module), von denen je nach Kammer zwischen 104 und 138 verbaut sind. Die Module sind ihrerseits

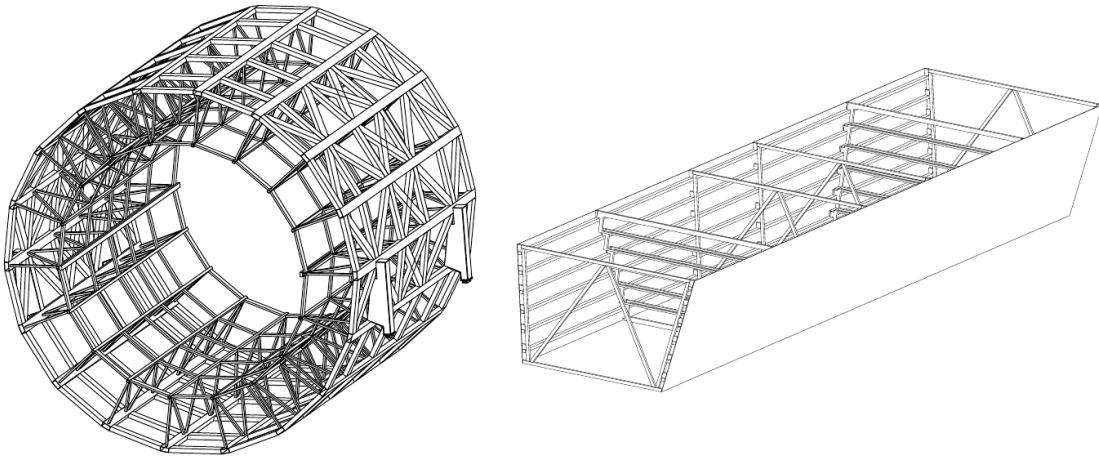


Abbildung 6.3.: Spaceframe und Supermodul. links: Der zylinderförmig um die TPC gelegte Spaceframe, er nimmt die 18 Supermodule auf und dient als Tragegerüst innerhalb des L3 Magneten; rechts: Exemplarisches Supermodul, in dem die jeweiligen Read-Out-Kammern verbaut sind [ALI01].

wieder auf Read-Out-Boards (ROB) aufgebracht und werden mit einem DCS-Board (Detector Control System) gesteuert (Abbildung 6.4).

6.3. Die Read-Out-Kammern

Wie bereits weiter oben beschrieben, besteht jede Read-Out-Kammer aus mehreren gleichen Bauteilen. In Abbildung 6.5 ist der schematische Aufbau dargestellt.

Dem Strahlrohr zugewandt befindet sich der Radiator. Dieser ist aus zwei verschiedenen inhomogenen Materialien aufgebaut, die Ober- und Unterseite sind aus Rohacell-Schaum und umschließen Polypropylen-Fasermatten. Abschließend ist das Radiator-Sandwich mit einer Aluminium-beschichteten Mylar-Folie versehen, die zur Abdichtung des Gases und gleichzeitig als Elektrode für die Driftregion dient. Insgesamt erreicht der Radiator dadurch eine Höhe von 48 mm und ist zur Stabilisierung in einen Aluminiumrahmen eingefasst.

Die Konstruktion aus Schaumstoffen und Fasern wurde für das Design des ALICE-TRD entschieden, da sie bei verhältnismäßig hoher Ausbeute an Übergangsstrahlung ein leichtes Gewicht aufweist und im Vergleich zu Folien-Radiatoren keine komplexe Trägerkonstruktion benötigt, die wiederum eine größere Abschattung im Detektor hervorrufen würde.

An den Radiator schließt sich die 37 mm hohe Driftkammer an, deren oberes Ende in einen Vieldraht-Proportional-Bereich übergeht (Abb. 6.6). Die Mylar-Folie liegt auf einem negativen Potential von 2,1 kV, wohingegen die Kathoden vor und nach dem Proportionalitäts-Bereich geerdet sind. Sie umschließen die Anodendrähte, deren Potential auf 1,5 kV eingestellt ist. Die obere Kathode wird bereits durch die Auslese-Pads gebildet. Aus diesen Parametern ergibt sich bei der vorliegenden Dimensionierung der Driftkammer ein elektrisches Feld von 700 V/cm. Störungen des Feldes an den Randbereichen werden mit Hilfe von Kupferstreifen, die mit einer

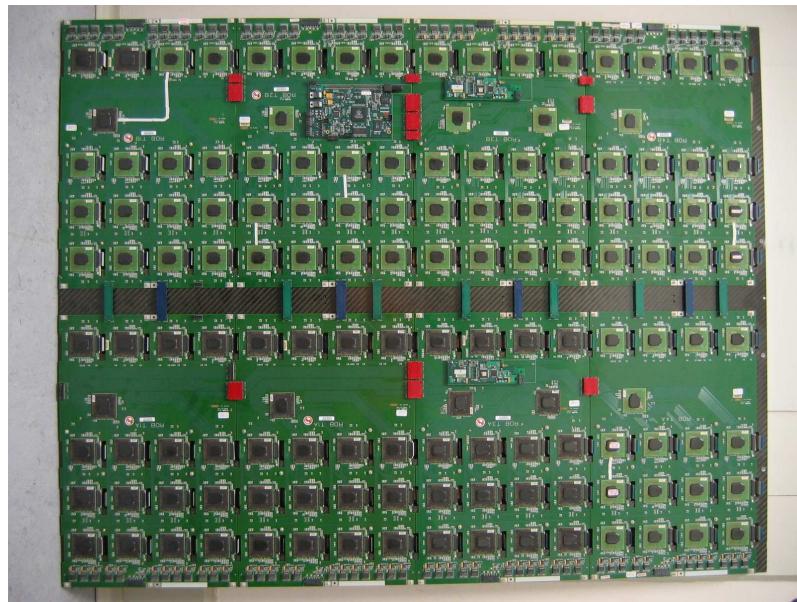


Abbildung 6.4.: ReadOut-Boards mit MCMs und DCS-Board. Aufsicht auf die Auslese-Elektronik einer Read-Out-Kammer [Ems10].

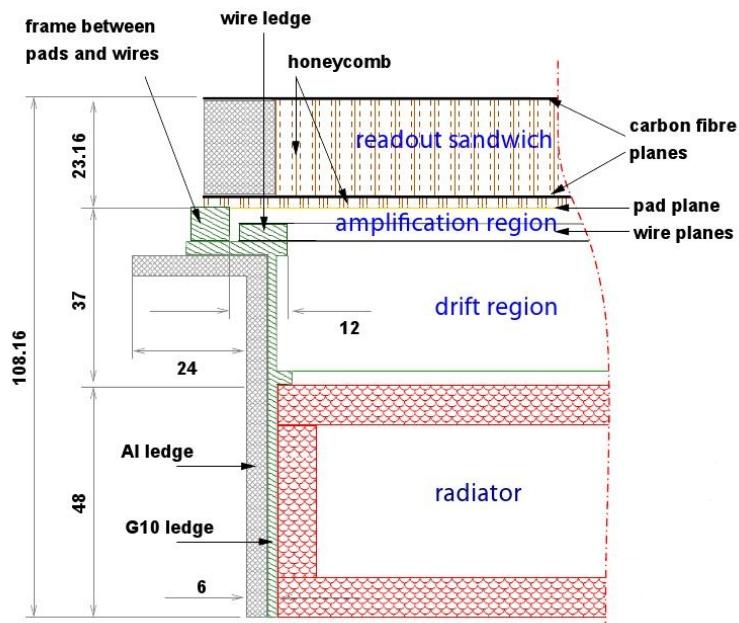


Abbildung 6.5.: ReadOut-Kammer im Detail. Abgebildet ist die Seitenansicht einer Read-Out-Kammer. Der Radiator ist dem Strahlrohr zugewandt. An diesen schließen sich Driftbereich und Ausleseelektronik an [Ems10].

Widerstandskette verbunden sind, kompensiert. Der Abstand der Anodendrähte zueinander sowie zu den Auslese-Pads, wurde dahingehend optimiert, dass eine möglichst gleichmäßige Ladungsverteilung auf diesen stattfindet.

Für den Betrieb wurde eine Gasmischung aus Xenon (85 %) und Kohlenstoffdioxid (15 %) gewählt. Sie soll dafür Sorge tragen, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Driftbereich gemittelt $1,5 \mu\text{m/s}$ beträgt. Durch Änderung der Hochspannung und damit der Feldstärke, kann ebenfalls die Driftgeschwindigkeit eingestellt werden. Im Vieldraht-Proportional-Bereich werden die driftenden Elektronen stark auf die Anodendrähte hin beschleunigt. Dabei kommt es zur Gasverstärkung, d.h. das Gasgemisch wird durch die beschleunigten Elektronen ionisiert, wodurch ein Vielfaches an Elektronen auf die Anodendrähte eingetragen wird. Das Kohlenstoffdioxid dient hierbei als *Quencher* um eine vollständige Entladung des Xenon zu verhindern und eine Totzeit des Detektors zu vermeiden.

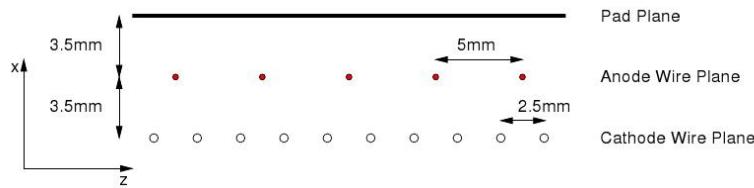


Abbildung 6.6.: Vieldraht-Proportionalitäts-Bereich. Vergrößerung der Verstärkungsregion in Richtung der Anodendrähte [ALI01].

Die oberste Lage einer Detektorkammer bilden die Auslese-Pads und die Steuerungselektronik. Auf der Unterseite, also im Anschluss an den Vieldraht-Proportional-Bereich, befinden sich die Kupfer-Auslese-Pads. Sie werden von einer wabenförmigen Tragestruktur gehalten, welche mit Carbonfasern beidseitig abgeschlossen ist. Diese Konstruktion bietet eine möglichst ebene Fläche, die selbst bei einem Überdruck des Gasgemisches von 1 mbar sicherstellt, dass die mechanische Auslenkung klein gehalten wird ($< 150 \mu\text{m}$). Die Oberseite beherbergt die Steuerungselektronik mit den bereits erwähnten MCMs und DCS-Boards (Foto 6.7).

6.4. Auslese-Elektronik und Global Tracking Unit (GTU)

Jede Kammer ist mit der gesamten notwendigen Elektronik bestückt, um unabhängig von anderen Read-Out-Kammern operieren zu können. Sie sind mit sechs bis acht Read-Out-Boards bestückt. Über zwei optische Schnittstellen (ORI) können alle Daten ausgelesen werden. Jedes Supermodul leitet die Daten mit 60 optischen Fasern an die GTU (Global Tracking Unit). Diese analysiert die eingehenden Informationen um Level-1-Triggerentscheidungen zu treffen oder leitet sie zur Speicherung weiter.

Wie in Abschnitt 6.2 bereits erwähnt, beherbergen die ROBs eine Vielzahl von Multi-Chip-Modulen. Die MCMs sind aus zwei anwendungs-spezifischen integrierten Schaltkreisen (ASIC) aufgebaut, einem Mehrkanal-Vorverstärker (PASA) und einem so genannten *Tracklet Processor* (TRAP). Mit PASA werden die eingehenden Signale verstärkt und geformt. Der TRAP übernimmt die Digitalisierung der Daten, korrigiert Nicht-Linearitäten und die Gasverstärkung und erstellt rekonstruierte Spur-Elemente (Tracklets). Variationen der Gasverstärkung innerhalb einer

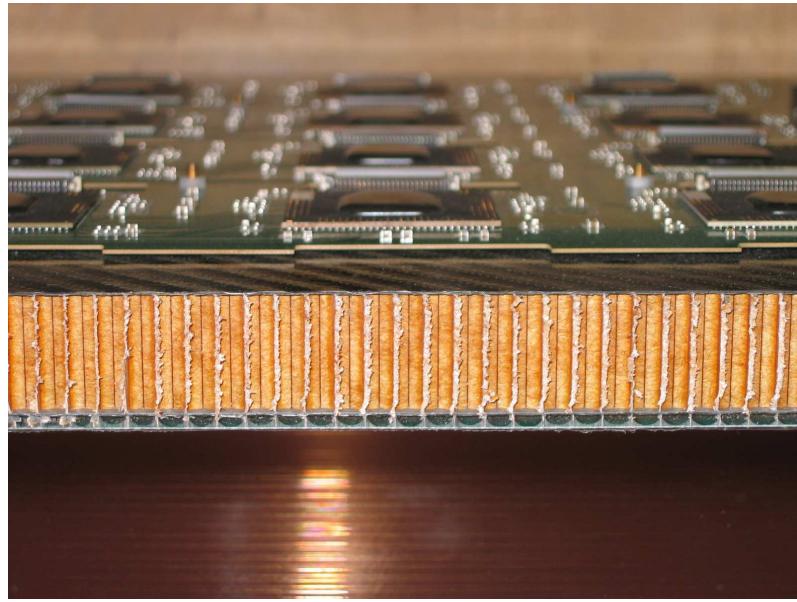


Abbildung 6.7.: Querschnittsfoto der Trägerstruktur. Wabenförmige Trägerstruktur mit unten verklebten Kupferstreifen, den Auslese-Pads und oben befestigter Auslese-Elektronik mit gut sichtbarem MCM [Ems10].

Kammer können mit Hilfe eines Filters kanalweise um bis zu 12 % korrigiert werden. Während die Elektronen innerhalb der Kammer driften sammelt der TRAP Informationen, um einen linearen Fit durch die Punkte der primären Ionisation zu legen. Außerdem verbessert der TRAP die Rekonstruktion von Spur-Elementen durch *Tail Cancellation*, d.h. der Signalfortsatz, den die driftenden Ionen erzeugen, wird herausgerechnet.

Die in den MCMs aufbereiteten Daten werden anschließend an die GTU weitergeleitet. Dort werden die Tracklets in einer dreidimensionalen Rekonstruktion zusammengesetzt und an die Datenakquisition (DAQ) weitergeleitet. Um Level-1-Triggerentscheidungen treffen zu können, müssen alle 1,15 Mio analogen Kanäle, die für die globale Rekonstruktion notwendig sind, innerhalb von $6,5 \mu\text{s}$ nach der Kollision verarbeitet werden. Dies gelingt durch Zusammenfassung der Daten auf verschiedenen Ebenen des Analyse-Prozesses und Parallelisierung der Datenverarbeitung.

7. Messsystem für Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung

Die vorangegangenen Kapitel haben verdeutlicht, dass eine genaue Kenntnis der Gaseigenschaften für gasgefüllte Detektorsysteme unabdingbar ist. Für die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen unter Einfluss äußerer Parameter wurde der Gas prOportional cOuter For drIfting Electrons (GOOFIE) konzipiert. Er besteht aus einem Feldkäfig zur Erzeugung eines homogenen elektrischen Feldes, welches über externe Hochspannungsnetzteile versorgt wird. Der Käfig befindet sich innerhalb eines abgeschlossenen Gasvolumens, dessen Temperatur und Druck mit Sensoren ausgelesen werden können. Zwei radioaktive Quellen ionisieren das Gas und erzeugen auf diese Weise freie Elektronen-Ionen-Paare, die entlang der Feldlinien driften. Außerdem werden die Teilchen aus dem radioaktiven Zerfall in zwei Zählern nachgewiesen. Ein Zählereignis triggert eine Zeitmessung die durch das Auftreffen der driftenden Elektronen an einem Stoppzähler am unteren Ende des GOOFIE angehalten wird. Aus der Driftzeit und der zurückgelegten Strecke wird die Driftgeschwindigkeit v_D bestimmt.

Der GOOFIE wurde 2001 an der Universität von Heidelberg entwickelt und aufgebaut. Erste Untersuchungen mit dem GOOFIE wurden von Stella Wende [Wen01] und Isabell Weimann [Wei01] durchgeführt, danach wurde der GOOFIE außer Betrieb genommen. Ein Nachweis der Funktionsfähigkeit des GOOFIE, sowie Messungen der Driftgeschwindigkeit in verschiedenen Gasen wurden von Friederike Poppenborg in ihrer Diplomarbeit [Pop11] gezeigt. Auf den nachfolgenden Seiten wird der Aufbau und die Funktion des GOOFIE genauer beschrieben. Im Anschluss daran wird erörtert, wie der GOOFIE zur Messung der relativen Gasverstärkung genutzt werden kann.

7.1. Aufbau und Funktion

7.1.1. Messprinzip

Der Aufbau des GOOFIE ist schematisch in Abbildung 7.1 gezeigt; Abbildung 7.4 zeigt die technische Realisierung des Aufbaus. Im GOOFIE sind in unterschiedlichen Höhen zwei Americium-Quellen (siehe 7.1.2) angebracht, die unter α -Strahlung zerfallen. Die vollständig positiv geladen Heliumkerne besitzen genügend Energie, um das zu untersuchende Gas zu ionisieren, wodurch freie Elektronen-Ionen-Paare entstehen. Zudem werden die α -Teilchen der beiden Quellen genutzt, um in zwei Zählern, genannt S_1 und S_2 , Signale für Messbeginn zu generieren. Die Zähler und Quellen befinden sich jeweils in einer Halterung im Feldkäfig. Mit Hilfe eines homogenen elektrischen Feldes werden die Elektronen zum unteren Ende des GOOFIE geführt. Am unteren Ende des Feldkäfigs befindet sich ein weiter Zähler T , der durch die driftenden Elektronen ein Stoppsignal für die Messung liefert (Abbildung 7.1).

Aufgrund der Geometrie des Stoppzählers T tritt im Bereich des Zählergehäuses eine Inhomogenität des Feldes auf. Deshalb wird die Driftgeschwindigkeit der Elektronen aus der Differenzstrecke zwischen der ersten und zweiten Americium-Quelle berechnet. Ferner wird durch zwei Startzähler die Präzision der Messung verbessert. Da die α -Teilchen zwischen Quelle und Zähler eine gewisse Strecke zurücklegen und die Ionisationen auf dem Weg sich nicht immer zum selben Zeitpunkt oder am selben Ort ereignen, ergeben sich Laufzeitunterschiede bei Messung mit nur einem Startsignal. Bei zwei Quellen mit äquidistanten Zählern wird dieser Unterschied gemittelt und hat so keinen Einfluss mehr:

$$v_D = \frac{t_1 - t_2}{l_{S_1 S_2}}. \quad (7.1)$$

7.1.2. Radioaktive Quellen

Zur Ionisierung des Gases werden zwei Americium-Quellen (^{241}Am) genutzt. Dieser α -Strahler hat eine Kernladung von $Z = 95$ und besitzt 164 Neutronen. Er zerfällt mit einer Halbwertszeit $t_{1/2} = 432,6$ a zu Neptunium. Die α -Teilchen tragen eine Energie von 5,486 MeV beim Zerfall. Die hier verwendeten Quellen besitzen zum Zeitpunkt der Messung eine Aktivität von 41,4 kBq und 45,6 kBq.

7.1.3. Design der Zähler

Bei den drei verbauten Zählern handelt es sich um Proportional-Zähler mit einem Aluminiumgehäuse und innen liegendem Anodendraht. Die Startzähler sind identisch aufgebaut, sie bestehen aus einem 36 mm langem zylindrischen Gehäuse mit einem 15 mm langen Messing-Abschluss. Der innere Durchmesser des Zählerröhrchens beträgt 3 mm. In der Mitte des Zylinders befindet sich der Anodendraht (20 μm) aus Kupfer-Beryllium. Er ist an den Enden mit PEEK¹ arretiert, die diesen gleichzeitig gegen das Gehäuse isolieren. Der aus Messing bestehende Teil ist mit der

¹PEEK ist ein Thermoplastik mit hoher Stabilität bis 250 °C. Die Abkürzung PEEK steht für Poly-Ether-Ether-Keton.

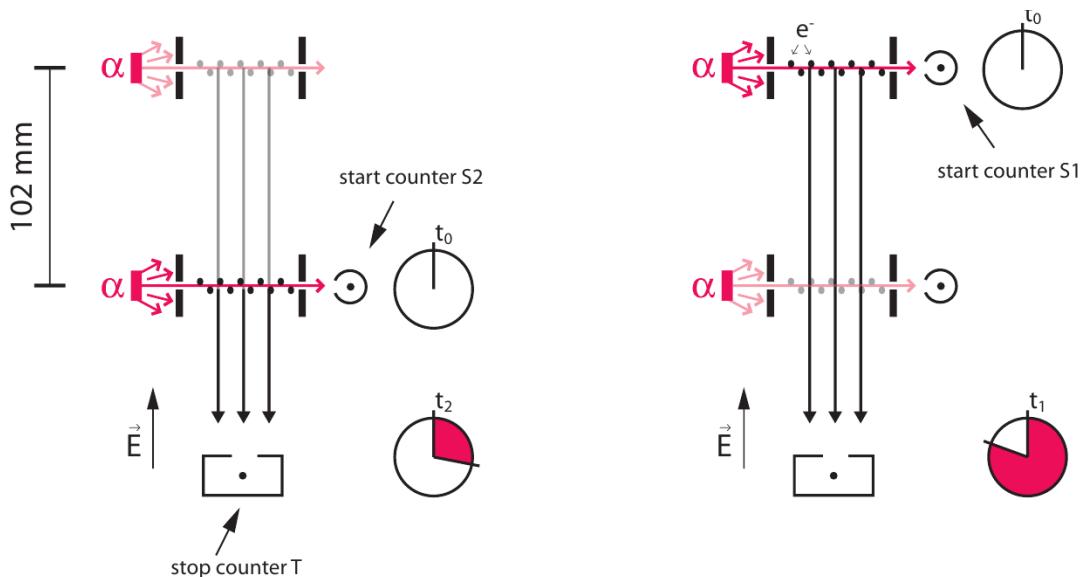


Abbildung 7.1.: Messprinzip des GOOFIE links: Driftzeitmessung mit unterer Americium-Quelle; rechts: Messung beginnend bei der oben angebrachten Quelle [Pop11].

internen Widerstandskette des Feldkäfigs verbunden, um das Gehäuse auf passendes Potential zu legen. Der Draht wird durch eine PEEK-Kappe nach außen geführt, so dass an ihm eine Hochspannung angelegt werden kann. Über einen Kondensator am Anodendraht kann zudem das Signal der eingebrachten Ladung ausgekoppelt werden.

Damit die α -Teilchen die Anode erreichen können ist das Zählergehäuse mit einem rechteckigen Schlitz ($4 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$) versehen, der der Americium-Quelle zugewandt ist. In den nachfolgenden Abbildungen ist die genaue Bemaßung eines Startzählers (Abb.: 7.2) angegeben, sowie eine dreidimensionale Modellierung (Abb.: 7.3).

Der Stoppzähler befindet sich am Ende der Driftstrecke der Elektronen. Im Gegensatz zu den Startzählern besitzt er ein quaderförmiges Gehäuse mit einer 3 mm großen runden Öffnung auf der Oberseite. Über diese können die Elektronen zum Anodendraht gelangen, der hier ebenfalls einen Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ hat. Der innere Aufbau des Zählers orientiert sich im Design an den Startzählern. Dafür ist in den Aluminiumquader eine 3 mm durchmessende Bohrung eingebracht, die an den Enden mit PEEK abgeschlossen ist, um zum Einen den Draht zu halten und zum Anderen den Draht wiederum gegen das Gehäuse zu isolieren.

7.1.4. Feldkäfig

Zur Erzeugung des elektrischen Feldes ist im GOOFIE ein Driftkäfig aufgebaut. Dieser besteht aus 24 Edelstahlplatten, die mittels einer Trägerstruktur übereinander befestigt sind (Abbildung 7.4). Ihr Abstand beträgt dabei jeweils $5,5 \text{ mm}$. Sie sind über eine Widerstandskette miteinander verbunden, um sie auf ein berechnetes Potential zu legen. Zwischen den Gliedern der Kette, d.h. zwischen den Edelstahlplatten, befinden sich jeweils $8,2 \text{ M}\Omega$ -Widerstände. Durch das Potentialgefälle wird ein homogenes elektrisches Feld innherhalb des GOOFIE generiert.

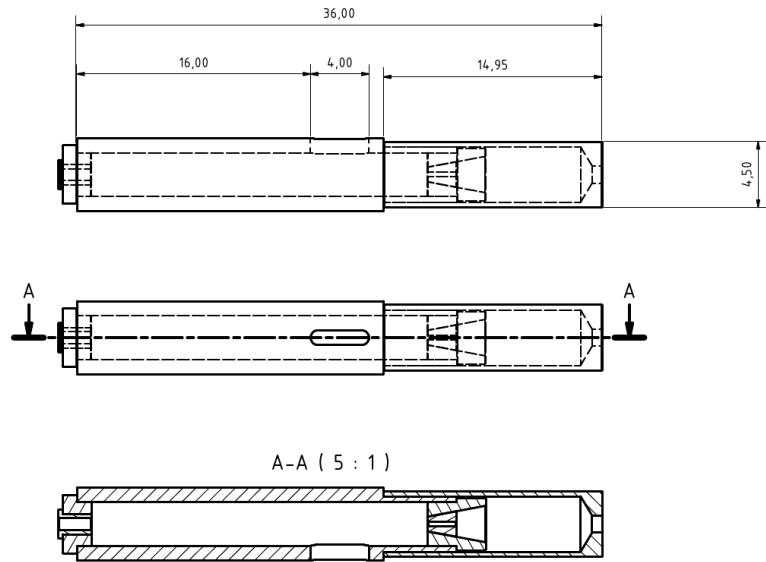


Abbildung 7.2.: Bemaßung eines Startzählers. Technische Zeichnung in verschiedenen Ansichten [Ver].



Abbildung 7.3.: Modell der Startdetektoren. Auf der rechten Seite befindet sich die Messingkappe; links das Aluminiumgehäuse mit dem Schlitz, durch den Teilchen passieren können. Leicht durchscheinend ist der innere Aufbau mit dem Anodendraht erkennbar [Ver].

Um eine störungsfreie Drift der Elektronen im inneren Bereich des Stapels zu ermöglichen, besitzen alle Edelstahlplatten mittig eine Bohrung (12 mm).

In der Höhe der 2. und 21. Platte sind die Quellen samt ihrer gegenüberliegenden Zähler angebracht. Am unteren Ende des Feldkäfigs ist der Stoppzähler eingebaut.

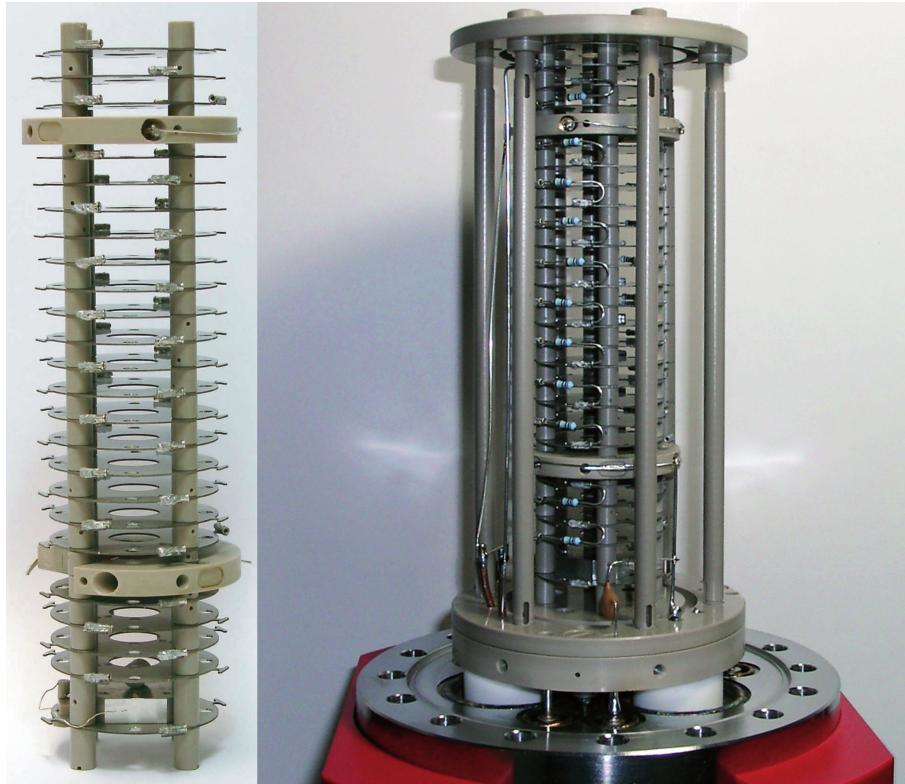


Abbildung 7.4.: Innerer Aufbau des GOOFIE. links: Deutlich zu erkennen sind die Edelstahlplatten, die mit einer nicht leitenden Trägerkonstruktion gestapelt sind. Die beiden Startzähler und ihre Quellen befinden sich auf verschiedenen Höhen; Am unteren Ende ist das quaderförmige Gehäuse des Stoppzählers zu sehen; rechts: Den Driftkäfig umgibt eine übergeordnete Struktur, die zur Stabilisierung und Befestigung innerhalb des gasdichten Gehäuses dient. Am Standfuß sind die Durchführungen für Signalkabel und Hochspannungsversorgung angebracht. [Pop11].

Die Hochspannungsversorgung der Anodendrähte und der Widerstandskette geschieht über externe Netzteile der Firma FuG [FUG]. An der obersten Edelstahlplatte wird ein starkes negatives Potential angelegt, auf der untersten ein positives. Durch die Widerstandskette, mit der alle Platten verbunden sind, fungiert der Käfig wie ein Spannungsteiler. Die Gehäuse der Zähler sind ebenfalls mit der Widerstandskette verbunden, so dass das Potential am Zählergehäuse den Potentialverlauf nicht beeinflusst und im Feld keine Inhomogenität erzeugt.

Da das gesamte System gasdicht abgeschlossen ist, werden alle Spannungsversorgungen mittels spezieller Hochspannungsanschlüsse aus dem Gehäuse geführt. Gleichermaßen wird mit den Signalausgängen der Anoden verfahren.

7.1.5. Anwendungsgebiet

Am ALICE-Experiment werden zur Kalibrierung von TPC und TRD ähnliche GOOFIE Messsysteme eingesetzt. Diese unterscheiden sich in ihrem Aufbau, jedoch ist das Funktionsprinzip gleichbleibend. Jeweils ein GOOFIE befindet sich im Gassystem dieser Detektoren und wird somit mit der jeweiligen detektortypischen Gasmischung betrieben. Anhand der gemessenen Driftgeschwindigkeit, sowie der Verstärkung und deren Änderungen, sollen zum Einen Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des Gases (Stickstoff-, Wasser- und Sauerstoffeinlagerungen, etc.) und zum Anderen eine aktive Kalibrierung der Anoden und Driftspannung der Detektoren ermöglicht werden [Ant06] [Her12].

7.1.6. Bestimmung der Gasverstärkung

Zur Bestimmung der Gasverstärkung reicht bereits eine radioaktive Quelle aus, da hierbei nur der Ladungseintrag der driftenden Elektronen am Anodendraht des Stoppzählers ausschlaggebend ist. Das Signal wird vorverstärkt und anschließend an eine *NemboX* der Firma W-Ie-Ner [WIENER] weitergeleitet. Bei dieser handelt es sich um ein frei programmierbares Logik-Modul, welches auch zur Datenakquisition genutzt werden kann. Die NemboX kann mit der graphischen Programmierumgebung LabView gesteuert und ausgelesen werden. Um die Gasverstärkung zu bestimmen wird die NemboX als Diskriminator verwendet. Für ein festgelegtes Zeitintervall werden alle Ereignisse bei einer bestimmten Diskriminatorschwelle gezählt. Dieser Vorgang wird für höhere Schwellen wiederholt. Auf diese Weise entsteht ein integriertes Amplitudenspektrum der Gasverstärkung. Bei niedrigen Diskriminatorschwellen besitzt das Spektrum ein Plateau. Am Ende des Plateaus fallen die Zählereignisse stark ab bis sie nahezu verschwinden. Durch Differenzieren des integrierten Amplitudenspektrums ist es möglich, das Amplitudenspektrum zu rekonstruieren. Dieses Spektrum weist ein Maximum auf, dessen Lage die wahrscheinlichste Amplitude angibt. Über die Position des Maximums kann die Gasverstärkung berechnet werden (Abbildung: 7.5). Eine Bestimmung des absoluten Verstärkungsfaktors ist nicht möglich, da keine Möglichkeit besteht, die Anzahl der primär ionisierten Elektronen festzustellen. Zudem wird durch die verstärkende Elektronik das originale Signal um einen Faktor verändert. Ein Programm zum Auslesen des integrierten Amplitudenspektrums wurde von Paul Popp [PSP11] in seiner Bachelorarbeit realisiert.

Der GOOFIE konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht vollständig in Betrieb genommen werden. Mit der externen Widerstandskette [Pop11] zur Ansteuerung der Anodenspannungen ist es nicht möglich gewesen, ein nachweisbares Signal für den S_2 -Zähler sowie den Stoppzähler T über einen längeren für eine Messung ausreichenden Zeitraum zu stabilisieren, bzw. zu erzeugen. Da das Konzept zur Spannungsregulierung an den Anodendrähten Drehpotentiometer mit einem Gesamtwiderstand von $60\text{ M}\Omega$ je Potentiometer vorsieht, wurden diese zunächst auf Funktionstüchtigkeit getestet. Bei den Widerständen handelte es sich um eine Reihenschaltung mehrerer hochohmiger Widerstände von geringer Baugröße. In den meisten Fällen haben diese Widerstände gezeigt, dass sie aufgrund der hohen anliegenden Spannungen, verrußt und daher nicht mehr verwendbar sind. Um dies zu beheben sind die Drehpotentiometer durch Festwiderstände ersetzt worden, die man auswechseln kann, damit Messungen mit unterschiedlichen Anodenspannungen möglich sind. Auch mit den Festwiderständen ist es nicht gelungen stabile Signale zu erzeugen. Eine Messung der internen Widerstandskette hat gezeigt, dass

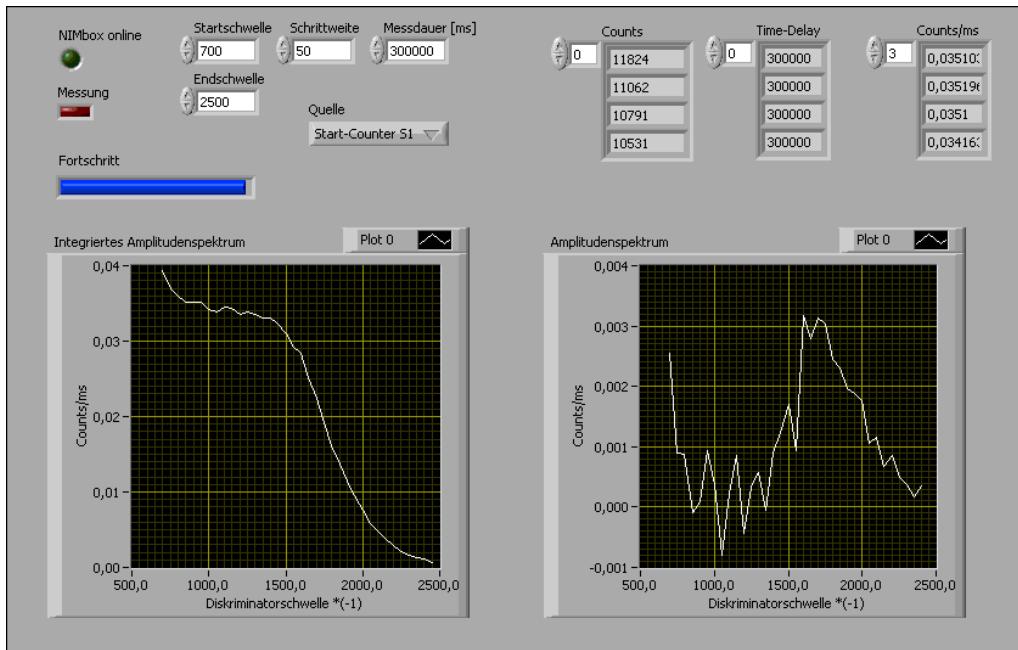


Abbildung 7.5.: Ausschnitt aus dem Programm zu Bestimmung der Gasverstärkung. Auf der linken Seite befindet sich das integrierte Amplitudenspektrum. Der Plot auf der rechten Seite zeigt das durch Differentiation rekonstruierte Amplitudenspektrum [PSP11].

diese noch intakt ist. In einem letzten Versuch ist die externe Widerstandskette vollständig ersetzt worden. Zur Versorgung der Anodendrähte sind nun einzelne Hochspannungsnetzteile der Fima iseg [ISEG] verwendet worden, die in er Lage sind einen Stromfluss anzuzeigen. Da die Drähte vollständig von der internen Widerstandskette isoliert sind, darf kein Stromfluss stattfinden. Jedoch hat sich im Stoppzähler ein Anstieg im Strom gezeigt. Dies ist ein Indiz, dass der Anodendraht im Zähler gerissen ist und mit dem Zählergehäuse in Kontakt steht. Daraufhin ist der GOOFIE im Reinraum geöffnet und begutachtet worden. Es war festzustellen, dass der gesamte Driftkäfig mit einer viskosen Flüssigkeit benetzt ist. Es hat sich herausgestellt, dass es sich um Diffilen-Öl handelt, welches in Bubblern verwendet wird. Ferner war der Draht des Stoppzählers gerissen. Ein Neuaufbau des GOOFIE war innerhalb der verbleibenden Zeit nicht möglich.

Während der Bestandsaufnahme des GOOFIE sind bereits einige Erweiterungen hinsichtlich der Überwachung äußerer Parameter und Steuerung von Hochspannungen durchgeführt worden. Hierbei handelt es sich um Temperatursensoren zur ständigen Überwachung der Gastemperatur, einen Monitor zur Messung des Umgebungsdrucks und eine rechnergestützte Ansteuerung der Hochspannungsversorgung. Eine Verbesserung des Programms zur Bestimmung der Gasverstärkung, um die Messzeit zu verkürzen indem weniger Datenpunkte aufgenommen werden, ist implementiert worden, konnte allerdings nicht getestet werden. Im Anhang B finden sich Beschreibungen zu den einzelnen Erweiterungen.

8. Simulationen zur Gasverstärkung

Die Simulation von Gasverstärkungen und auch Driftgeschwindigkeiten gelingt mit der Software GARFIELD und MAGBOLTZ. MAGBOLTZ wurde an der University of Liverpool entwickelt. Es dient zur Berechnung des Elektronentransports in Gasmischungen unter einstellbaren äußereren Bedingungen. Die Gasmischung lässt sich ebenfalls vorgeben. Die Software GARFIELD hat ihren Ursprung am CERN. Sie berechnet elektrische und magnetische Felder in zwei- oder dreidimensionalen Modellen von Detektoren.

Im Jahr 1988 erschien die erste Version von MAGBOLTZ. Mit ihr war es möglich die Boltzmann-Gleichungen für den Transport von Elektronen in Gasen analytisch zu bestimmen [MAG1]. Ab den späten 90er Jahren wurde mit MAGBOLTZ 2 eine Weiterentwicklung veröffentlicht. Seitdem nutzt MAGBOLTZ Monte-Carlo-Algorithmen, wodurch die Genauigkeit des Programms verbessert wurde [MAG2]. Diffusionskoeffizienten¹ können mit einer Präzision von weniger als 1 % Abweichung und Driftgeschwindigkeiten mit maximal 2 % Abweichung bestimmt werden. Bei der Berechnung der Elektronenbewegung in Gasmischungen greift MAGBOLTZ auf vorab gespeicherte Tabellen mit Wirkungsquerschnitten und weiteren Gasinformationen zurück, welche stets erweitert werden [Vee09].

GARFIELD bietet die Möglichkeit neben der Berechnung von elektrischen und magnetischen Feldern auch die Bewegung von Teilchen in diesen zu simulieren. Außerdem ist in GARFIELD ein Interface zu MAGBOLTZ integriert, durch das Berechnungen auch in gasgefüllten Umgebungen stattfinden können [GAR]. Die Eingabestruktur des Programms ist in Zellen aufgeteilt, die verschiedene Teilbereiche der Problemstellung darstellen. In der `&Cell` Sektion können Geometrien per Hand oder als Datei implementiert werden. Sie können Flächen, Drähte oder auch komplexere Strukturen beinhalten. Über `&Gas` wird das MAGBOLTZ Interface angesteuert und erlaubt so eine Integration von verschiedensten Gasmischungen und äußereren Parametern. In weiteren Eingabefeldern können Informationen über die Anwesenheit, Richtung und Stärke äußerer magnetischer oder elektrischer Felder ergänzt werden, die nicht durch Bestandteile

¹Der Diffusionskoeffizient (oder Diffusionskonstante) dient in den *Fickschen Gesetzen* zur Berechnung des thermisch bedingten Transports eines Stoffes aufgrund der zufälligen Bewegung der Teilchen.

der Geometrien erzeugt werden. GARFIELD wird stetig weiterentwickelt und verbessert, so dass genauere Beschreibungen der Anregungsniveaus oder Ionisierungsenergien von immer mehr Gasen verfügbar sind.

Bei der Simulation der Gasverstärkung spielen diese beiden Computerprogramme eine wichtige Rolle. So stellt MAGBOLTZ die vorberechnete Gasmischung bereit sowie den in Kapitel 5 beschriebenen Townsend-Koeffizienten. GARFIELD nimmt diese Daten auf und bestimmt mit Hilfe einer Geometrie die Verstärkung.

Zur Automatisierung und Parallelisierung der Berechnungen auf einem Batchsystem sind unterschiedliche Skripte geschrieben und erweitert worden [Cua11]. Wann diese im Laufe der Simulation aufgerufen werden ist in einem Flussdiagramm, Abbildung 8.1, dargestellt. Das CreateMagAndGas-Skript erwartet die Temperatur T , den Druck p , die verwendete elektrische Feldstärke sowie die zu mischenden Gase und deren prozentualen Anteile als Eingabe. Weiterhin muss angegeben werden, für wie viele verschiedene Feldstärken die Townsend-Koeffizienten der Gasbestandteile berechnet werden sollen. Aus der angegebenen Anzahl werden die Feldstärken ab einem festgelegten Punkt in äquidistanten Schritten erhöht. Derzeit wird bei 30 000 V/cm begonnen, da unterhalb dieser Feldstärke die Townsend-Koeffizienten derartig klein sind, dass sie vernachlässigt werden können. Als letzter Parameter muss die Berechnungspräzision von MAGBOLTZ (NMAX) angegeben werden, ihre Auswirkung wird in Abschnitt 8.2 untersucht. Mit diesen Angaben erstellt das Skript drei Eingabe-Dateien für MAGBOLTZ – .gasInput, .magInput, .driftInput. Diese Dateiendungen sind frei gewählt, deuten allerdings bereits auf den Inhalt der Ausgabe-Dateien hin.

Über ein weiteres Skript, JobSubmit, werden die Eingabe-Dateien an MAGBOLTZ übergeben und anschließend auf ein Batchsystem geschickt.

Nach erfolgreicher Berechnung gibt MAGBOLTZ mehrere Dateien, .gas, mag.dat, magv.dat und .drift, aus. Die .drift-Datei beinhaltet die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in der angegebenen Gasmischung. In der .gas-Datei sind alle Informationen über die Gasmischung selbst gespeichert. Dabei handelt es sich um die Mischungsverhältnisse, Beweglichkeit der Atome und weitere gas-spezifische Angaben. In die .mag Datei werden für alle berechneten elektrischen Felder die Ionisations-, Anregungs- und Rotationsenergien der Atome und Moleküle, die sich im Gasgemisch befinden, gespeichert. Zusätzlich ist zu jeder Energie der zugehörige Townsend-Koeffizient angegeben und mit einem Label versehen, mittels dem er zugeordnet werden kann. Mit dem ReadTownsend-Skript werden ausgesuchte Labels in einer GARFIELD-konformen Formatierung in eine Datei mit der Endung .twn geschrieben. Die Auswahl des ersten Labels richtet sich nach der Ionisierungsenergie des Gasatoms, welches im Gemisch, z.B. durch hochenergetische Elektronen, ionisiert wird. Besitzen die anderen Gasbestandteile Anregungen oder Rotationen mit höherer Energie, werden diese ebenfalls angegeben.

Als letztes wird das Skript CreatePick aufgerufen. Es nutzt die .gas-Datei sowie die Townsend-Koeffizienten aus der .twn-Datei. Weiterhin benötigt es eine Angabe, welche Geometrie berechnet werden soll und erstellt anhand dessen eine .pick-Datei, benannt nach der englischen Bezeichnung PickUp-Detector für den Stoppzähler. Sie beinhaltet den Verstärkungsfaktor der Gasmischung unter Berücksichtigung aller oben genannter Parameter. Eine ausführliche Beschreibung der Skripte findet sich im Anhang A.

Im Zuge dieser Arbeit wird die Gasverstärkung für drei verschiedene Systeme simuliert. Diese sind der Transition Radiation Detector, der GOOFIE im Gassystem des TRD, und der münsteraner

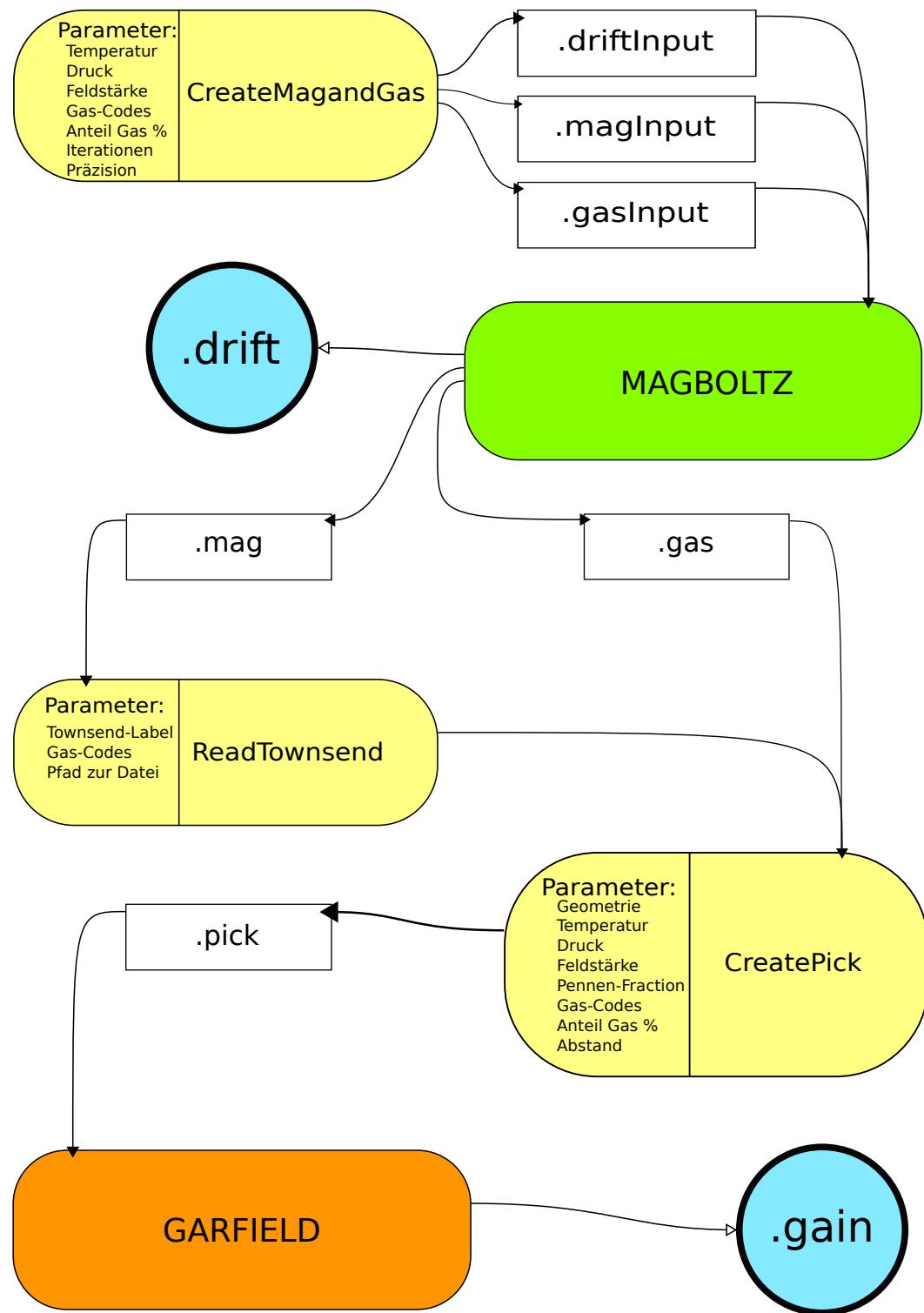


Abbildung 8.1.: Flussdiagramm der Simulation. Schrittweise Anwendung der Skripte und Simulationssoftware, inklusive der Ein- und Ausgabe-Dateien. Mit gelblichem Hintergrund sind Skripte zum Erstellen von Eingabe-Dateien abgebildet. Grün und Rot kennzeichnen die Simulationssoftware. In Blau ist der Ausgabe mit den Ergebnissen dargestellt.

GOOFIE. Die beiden GOOFIES unterscheiden sich nicht in ihrer Funktionsweise, jedoch in ihrer Dimensionierung und dem Design der Zähler.

8.1. Geometriedateien im Detail

Wie oben bereits erwähnt, werden drei verschiedene Aufbauten simuliert und im Folgenden auch miteinander verglichen. Zunächst werden die Geometrien der einzelnen Systeme beschrieben, welche Unterschiede sie besitzen und wie sich diese auf die Gasverstärkung auswirken.

Zur Vereinfachung werden die hier behandelten Systeme als zweidimensional betrachtet. Der GOOFIE ist, bis auf die Ausrichtung des Anodendrahtes, rotationssymmetrisch zur z -Achse. Die z -Achse entspricht der Höhe des Turms aus Edelstahlplatten (vgl. Abb. 7.4). Weiterhin tritt die Verstärkung erst nahe des Anodendrahtes auf, daher muss nicht die gesamte Länge der Driftstrecke in Betracht gezogen werden. Die untersten Platten sollen den homogenen Bereich des Driftbereiches ausreichend widerspiegeln. Zudem werden die Platten in der Simulation als sehr dicht aneinander liegende Drähte mit gleichem Potential interpretiert. Ihr Durchmesser entspricht der Dicke der Platten. Eine Modellierung als Fläche ist nicht möglich, da diese im Programmcode ausschließlich eine unendliche Ausdehnung ohne Unterbrechungen besitzen können. Der Aufbau des Stoppzählers und der Edelstahlplatten unterscheidet sich zwischen dem TRD GOOFIE und dem Vergleichsmodell in Münster (Abbildung 8.2). In Münster wird ein einzelner Anodendraht verwendet, am TRD GOOFIE sind es drei, über denen sich zusätzlich ein Drahtgitter befindet (Abbildung 8.3). Dieses ist auf der gleichen Höhe wie die unterste Platte des Driftkäfigs angebracht und wird auf das gleiche Potential gelegt, um keine Feldstörungen zu verursachen. Die Dicke der im TRD-GOOFIE verwendeten Edelstahlplatten beträgt 0,5 mm und ihre mittige Bohrung hat einen Durchmesser von 10 mm. Auch ihr Abstand zueinander ist mit 8 mm größer dimensioniert (Vergleich GOOFIE Münster: Abschnitt 7.1.4).

Die Geometrie einer TRD Kammer ist bereits in Kapitel 6, Abbildung 6.6, dargestellt worden. Für die Simulation wird sie durch zwei unendlich ausgedehnte Kathodenflächen genähert. Die Anodendrähte sind als äquidistante, fortlaufende Wiederholung implementiert.

Welche Auswirkungen die verschiedenen Geometrien des münsteraner GOOFIE auf den Verstärkungsfaktor besitzen, wird in Abbildung 8.4 dargestellt. Für diese Zwecke werden Gasmischungen aus Argon und Kohlenstoffdioxid mit verschiedenen Mischungsverhältnissen berechnet. Beginnend mit 65 % Ar zu 35 % CO₂ wird in 1 %-Schritten der Anteil des Edelgases auf 90 % erhöht. Temperatur, Druck und elektrisches Feld werden nicht verändert, damit die Datenpunkte vergleichbar sind.

Es ist zu erkennen, dass die unterschiedlichen Modelle des Stoppzählers Auswirkungen auf den Verstärkungsfaktor zeigen. Beginnend mit dem Modell des einfachen Anodendrahtes ohne Gehäuse steigt die Verstärkung bis zur Modellierung des Zählergehäuses mit oberem Schlitz und einfacher Röhre um den Anodendraht. Dies liegt darin begründet, dass die Feldliniendichte am Anodendraht zunimmt, da durch das Gehäuse ein zusätzliches Potentialgefälle von allen Seiten zum Anodendraht vorliegt. Somit erfahren die Elektronen eine starke Beschleunigung, die weitere sekundäre Elektronen lawinenartig löst und dadurch einen höheren Ladungseintrag an der Anode mit sich zieht. Im Modell welches eine fast geschlossene Röhre mit Schlitz

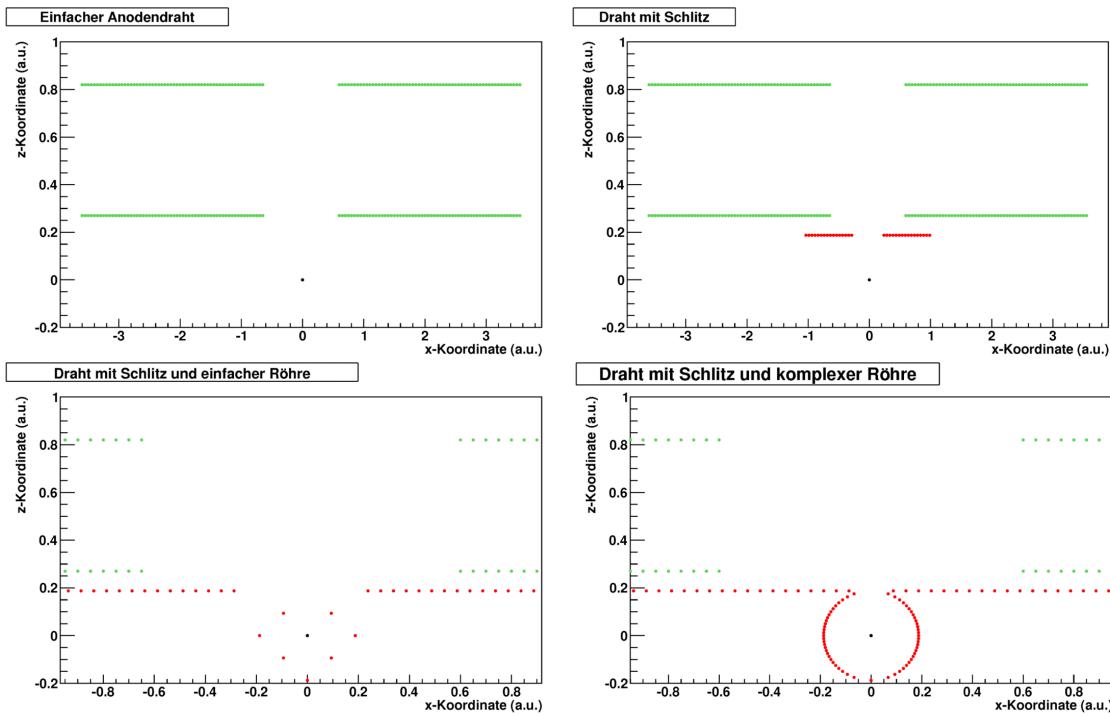


Abbildung 8.2.: Modelle der münsteraner GOOFIE-Geometrie. Darstellung der verschiedenen Modelle der Gometrie des Stoppzählers des münsteraner GOOFIEs.

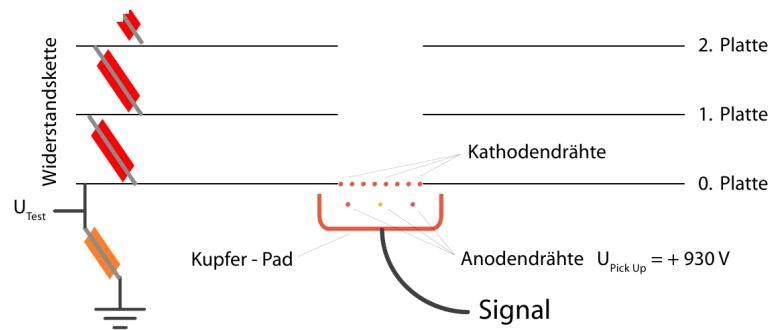


Abbildung 8.3.: Stoppzähler des TRD-GOOFIE. Zu erkennen ist das Drahtgitter auf Höhe der untersten Platte, sowie die drei Anodendrähte [Weg08].

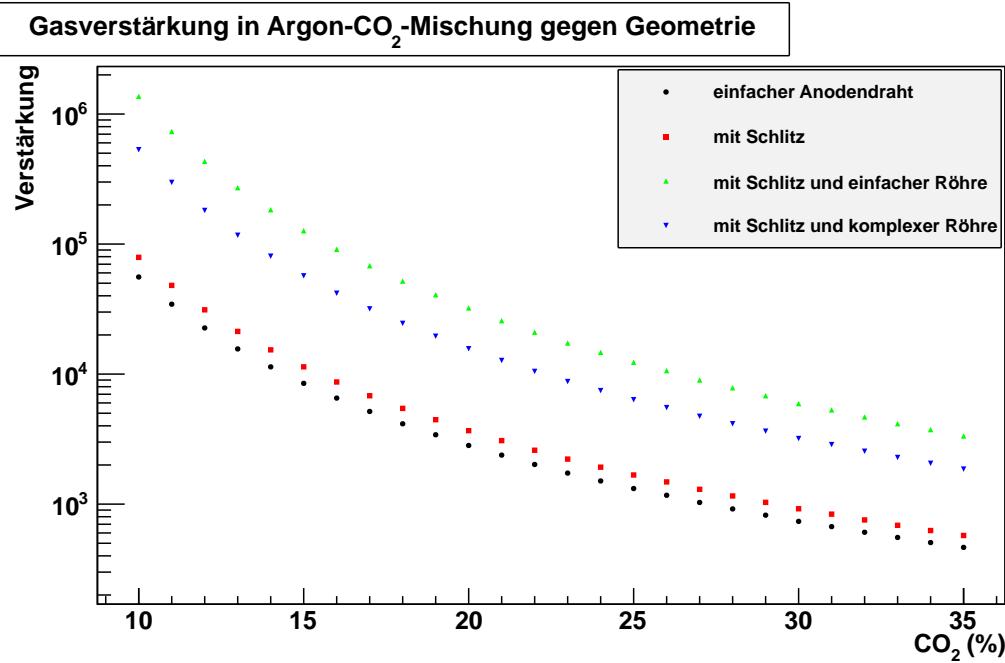


Abbildung 8.4.: Simulation der Gasverstärkung zu verschiedenen GOOFIE Geometrien. Im Graph ist die Gasverstärkung gegen den prozentualen Anteil CO₂ einer Argon-Kohlenstoffdioxid-Mischung aufgetragen. Farblich gekennzeichnet sind die vier verschiedenen Modelle von GOOFIE Geometrien aus Münster.

beinhaltet, sinkt der Verstärkungsfaktor hingegen wieder ab. Nahe der Öffnung werden hier Elektronen aus der Elektronenwolke gegen die Gehäusewand gelenkt und können keinen Ladungseintrag mehr auf dem Anodendraht erzeugen.

Abbildung 8.4 kann entnommen werden, dass sich die Verstärkungen mit unterschiedlichen Geometrien nur durch einen Skalierungsfaktor unterscheiden. Da in einer realen Messung nur eine relative Gasverstärkung gemessen werden kann, muss zunächst eine Normierung stattfinden. Daher kann keine Unterscheidung getroffen werden, welche der Geometrien die Messwerte des GOOFIE am besten widerspiegelt.

8.2. Fehleranalyse der Simulationssoftware

Bereits bei den ersten Simulationen mit der TRD-Kammer-Geometrie und der TRD-GOOFIE-Geometrie ist aufgefallen, das selbst bei kleinsten Variation der Umgebungsvariablen (Druck, Temperatur, Mischung, usw.) die Gasverstärkung sehr stark schwankt.

Um dies näher zu untersuchen ist es notwendig, die Abläufe in der GARFIELD-Simulation zu verstehen. Zu Beginn der Berechnung werden nacheinander an 5000 verschiedenen, vorher festgelegten Punkten innerhalb der Geometrie Testelektronen gestartet. Sie besitzen jeweils ausreichend Energie, um das Gas zu ionisieren. Die im Vorfeld berechneten Townsend-Koeffizienten geben an, wie viele sekundäre Elektronen pro Wegstrecke zusätzlich frei werden und daraufhin entlang des Potentialgefälles im Gasgemisch driften. Trifft eine Elektronenwolke auf dem Anodendraht auf, wird der Verstärkungsfaktor abgespeichert. Verfehlt die vollständige Wolke den Draht, weil die Elektronen an die Ränder der Geometrie oder an die übrigen Elektroden gedriftet sind, wird das primäre Elektron nicht in die Auswertung einbezogen. Typischerweise verfehlten 0 bis 10 der 5000 Elektronen den Draht und können daher vernachlässigt werden. Nach der Berechnung aller 5000 Elektronen wird aus allen positiven Zählungen der Mittelwert gebildet. Dieser repräsentiert die Gasverstärkung eines simulierten Datenpunktes. Obschon durch die Mittelung über die Testelektronen starke Schwankungen minimiert werden sollten, wirken sich minimale Veränderungen der Gaszusammensetzung, der Temperatur oder des Drucks intensiv auf die Verstärkung aus. Daher wird eine Häufigkeitsverteilung der simulierten Datenpunkte für die TRD-spezifischen Geometrien erstellt. Hierfür wird die Variation eines einzelnen Parameters näher betrachtet – alle anderen Bedingungen werden fixiert. Beginnend mit der TRD-GOOFIE-Geometrie wird eine Gasmischung aus Xenon-CO₂ im Verhältnis 85 : 15 eingestellt und der CO₂-Anteil in 21 Schritten zu 0,001 % variiert. Der Wert NMAX für die Berechnungspräzision des Gasgemisches ist zunächst auf 20 festgelegt. Werte oberhalb von 10 werden in den Kommentaren zum Sourcecode von MAGBOLTZ für elastische Gase wie Argon empfohlen. Die Berechnung eines Datenpunktes dauert in diesem Fall ca. fünf Stunden. Die daraus resultierenden Datenpunkte sind in Abbildung 8.5 aufgetragen. Zu erkennen ist, dass die Verstärkung in diesem Plot keinen erkennbaren Trend zu höherem oder niedrigerem CO₂-Gehalt zeigt.

Werden die Daten in ein Histogramm eingetragen, ist eine Häufung der Datenpunkte in einem bestimmten Wertebereich zu erkennen (Histogramm 8.6). Aus der Breite der Verteilung (RMS) ergibt sich ein absoluter Fehler von 0,112, dies entspricht einem relativen Fehler von ca. 0,31 %. Wird die Berechnungspräzision NMAX auf den Wert 30 erhöht ergibt sich eine Verbesserung in der Häufigkeitsverteilung auf ca. 0,096 und entspricht damit einem relativen Fehler von 0,26 %. Allerdings steigt die Berechnungszeit eines Datenpunktes um drei Stunden an. Noch höhere Werte von NMAX werden aufgrund sehr hoher Berechnungszeiten unpraktikabel. Die folgenden Simulationen werden hinsichtlich der leichten Verbesserung in der Unsicherheit immer mit NMAX = 30 ausgeführt.

Gleichermaßen wird mit der Geometrie einer TRD-Kammer verfahren, um die statistische Schwankung zu bestimmen. Zunächst ist bei dieser Geometrie zu bemerken, dass der Verstärkungsfaktor innerhalb der Kammergeometrie um zwei Größenordnungen höher ist als der des GOOFIE. Auch die Breite der Variation ist hier höher und liegt annähernd bei 40. Daraus ergibt sich ein relativer Fehler von 0,6 % für Temperaturänderungen, Abb. 8.7 oben,

und Druckänderungen, Abb. 8.7 unten. Da die Fehler jeder Variation unabhängig von dem betrachteten Parameter sind, müssen diese von der Simulationssoftware selbst stammen.

Im Folgenden werden die auf diese Weise ermittelten Unsicherheiten für die jeweilige Geometrie verwendet. Außerdem fließen diese in sie Ausgleichsrechnungen der Simulationsergebnisse ein.

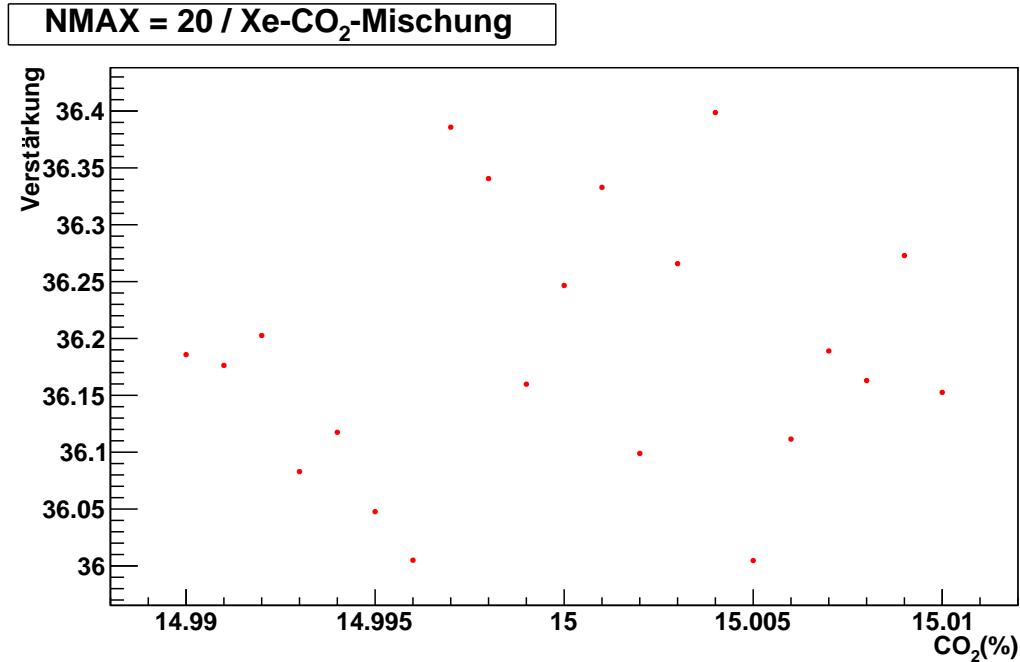
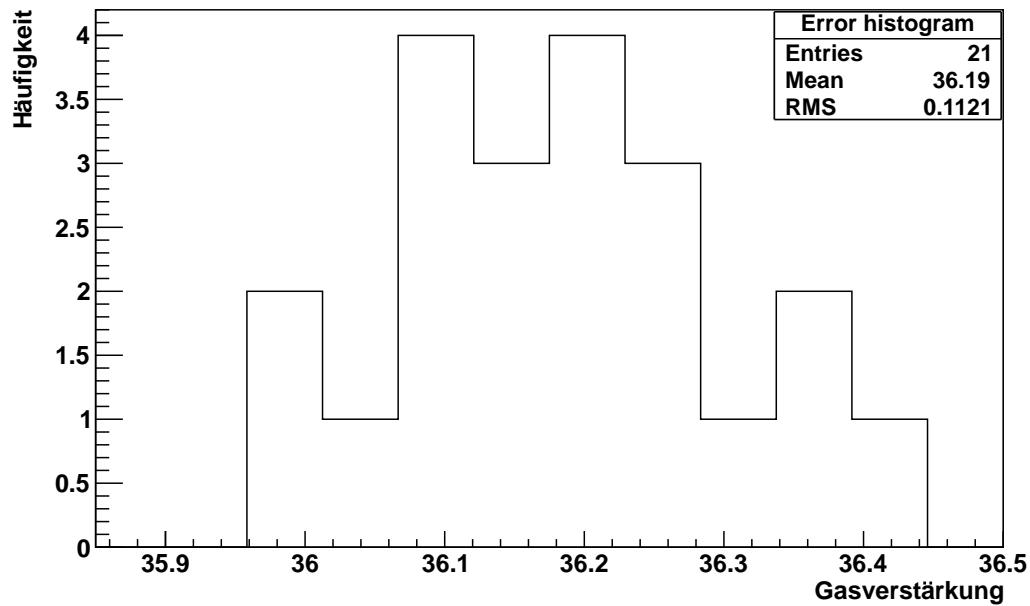


Abbildung 8.5.: Datenpunkte aus minimaler Gasgemisch-Variation. Bereits Veränderungen des Gemisches um wenige 1000stel führen zu Sprüngen der Gasverstärkung.

Statistische Verteilung der Gasverstärkung / GOOFIE CERN



Statistische Verteilung der Gasverstärkung / GOOFIE CERN

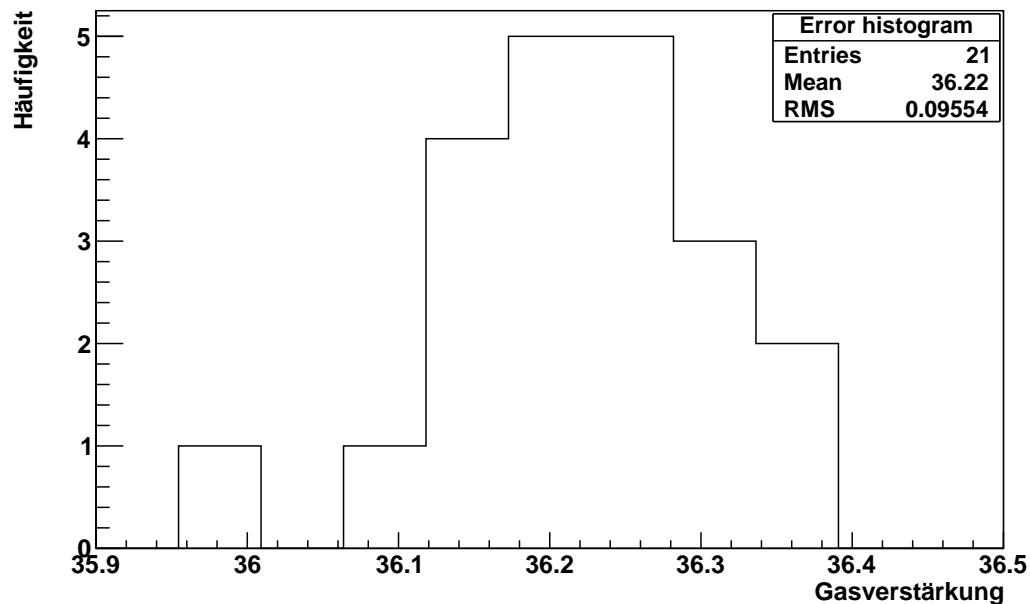


Abbildung 8.6.: Histogramm über die Verteilung der simulierten Gasverstärkungen. Oben: Datenpunkte aus minimaler Variation in der Gasmischung, darin ist das Gas mit einer Präzision von NMAX = 20 berechnet worden; Unten: Erhöhung der Präzision auf NMAX = 30 bei gleichen Gemischen.

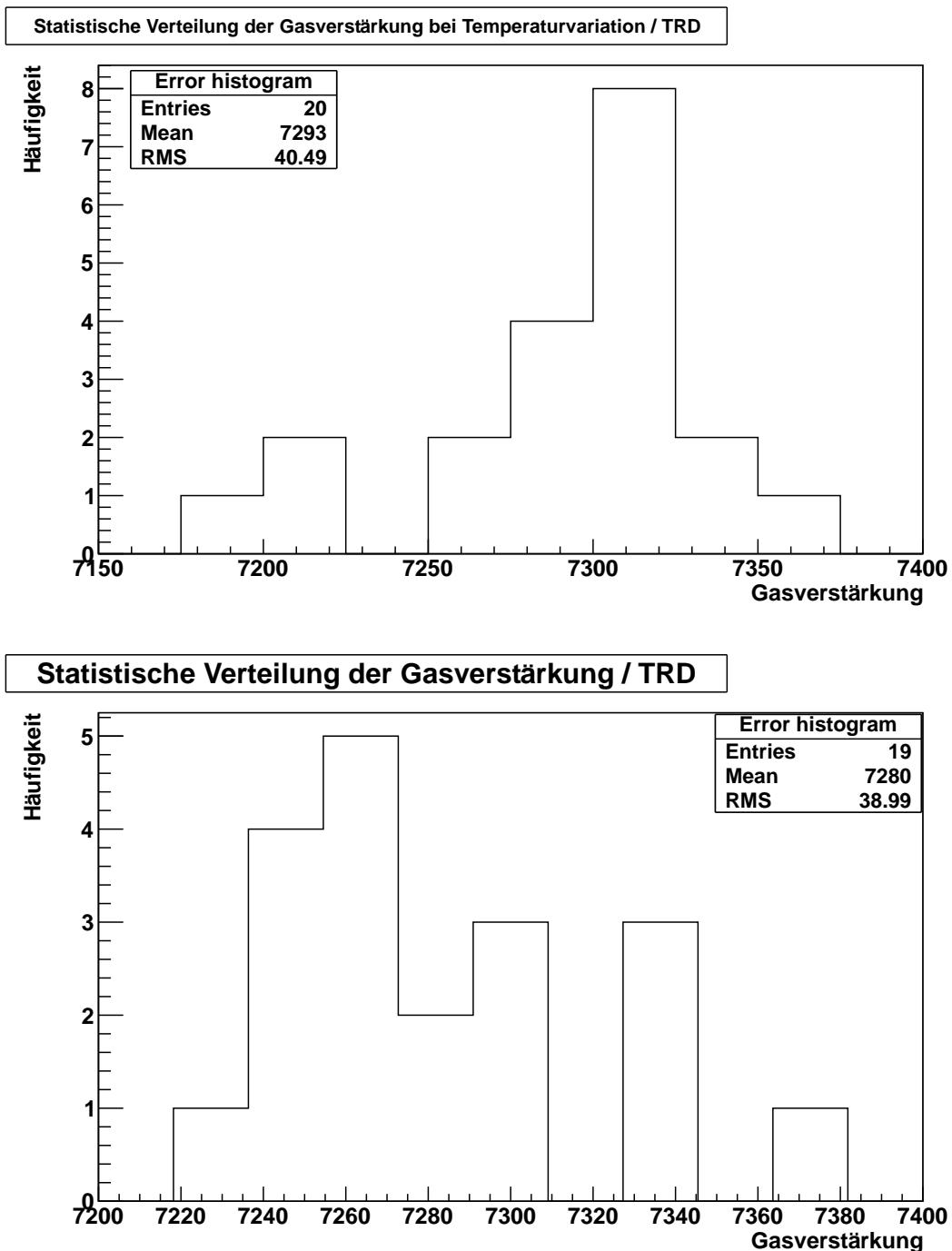


Abbildung 8.7.: Verteilung der Gasverstärkung bei Variation der äußeren Parameter. Schwankung bei Temperatur- (oben) und Druckänderung (unten).

8.3. Gasmischungen unter äußeren Einflüssen

Die bauliche Größe des ALICE-Experiments verhindert eine vollständige Isolierung, so dass äußere Einflüsse, wie Temperatur- und Druckänderungen, berücksichtigt werden müssen. Wie in Kapitel 4.2.3 bereits beschrieben, nehmen Temperatur und Druckänderungen Einfluss auf Driftgeschwindigkeit und Verstärkung eines Gasgemisches. Dies schlägt sich natürlich auf gasgefüllte Detektorsysteme wie den TRD und auch den GOOFIE nieder. Mit Hilfe von Simulationen soll das Verhalten des Verstärkungsfaktors in den genannten Detektoren untersucht werden.

Als nominelle Temperatur für die Kaverne, in der sich ALICE befindet, werden $20,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ und für den Druck 750,06 torr, dies entspricht 1000 hPa, angenommen. Um diese Werte wird, wie auch in Abschnitt 8.2, eine Variation vorgenommen. Diesmal ist der untersuchte Bereich breiter und die Abstände benachbarter Datenpunkten größer. Für die Temperatur wird der Bereich zwischen $20,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $21,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ untersucht, sowohl für die GOOFIE, als auch die TRD-Geometrie. Ebenso wird in einem Druckbereich von 700 torr bis 800 torr verfahren (Abbildung 8.9).

Die Änderung der Gasverstärkung bei der Variation der Temperatur kann über den betrachteten Bereich für beide Geometrien als linear angenommen werden. Eine Ausgleichsgerade liefert für GOOFIE eine relative Steigung von $(1,41 \pm 0,36)\text{ }%/^{\circ}\text{C}$. In der TRD-Geometrie steigt der Verstärkungsfaktor, mit einer relativen Steigung von $(2,16 \pm 0,76)\text{ }%/^{\circ}\text{C}$, näherungsweise 1,5mal so stark. Für die Druckänderung bietet sich ein exponentieller Fit an, um die Daten wiedergeben. Allgemein besitzt der Fit folgende Form:

$$f(x) = B \cdot \exp \{a \cdot x\}. \quad (8.1)$$

In Tabelle 8.1 sind die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung zusammengefasst.

Geometrie	$a [1/\text{torr}]$	B
GOOFIE	$-0,004\,06 \pm 0,000\,03$	700 ± 14
TRD	$-0,007\,42 \pm 0,000\,06$	$(1905 \pm 95) \cdot 10^3$

Tabelle 8.1.: Parameter, gewonnen aus exponentiellem Fit der Druckvariation

Die in Kapitel 4.2 für die Driftgeschwindigkeit beschriebene Abhängigkeit von Druck und Temperatur zeigt ein ähnliches Verhalten auch bei der Gasverstärkung. Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer linearen Steigerung der Verstärkung. Eine Erklärung folgt der gleichen Argumentation wie bei der Driftgeschwindigkeit. Die erhöhte Temperatur führt zu einer Verringerung der Dichte innerhalb des Gases, wodurch der mittlere zeitliche Abstand τ zwischen einzelnen Kollisionen erhöht wird. Somit erhalten die Elektronen mehr Energie durch die Beschleunigung im elektrischen Feld. Dies resultiert in einem größeren Vermögen, weitere Gasatome oder -moleküle zu ionisieren. Auf der anderen Seite wird durch eine Druckerhöhung die Dichte vergrößert. Somit wird die mittlere Zeit τ zwischen den Kollisionen kleiner und die Elektronen können weniger Energie aufnehmen und der Druck sinkt. Allerdings fällt der Druck in der Simulation exponentiell ab, dadurch ergibt sich für die Gasverstärkung folgender Ausdruck:

$$\text{Verstärkung} \sim \frac{T_{\text{Gas}}}{\exp \{p_{\text{Gas}}\}} \quad (8.2)$$

8.3 Gasmischungen unter äußeren Einflüssen

Werden beide Geometrien unter den Gesichtspunkten von Druck und Temperatur verglichen, zeigt sich, dass die TRD-Kammer wesentlich empfindlicher auf Änderungen reagiert, als die GOOFIE-Geometrie. Weiterhin beträgt die Änderung der Gasverstärkung im Bereich der untersuchten Temperatur zwischen 20,0 °C und 21,0 °C lediglich 1 % im GOOFIE und 1,5 % im TRD. Derartige weitläufige Schwankungen, wie sie in den Parametern simuliert wurden, treten innerhalb der ALICE-Kaverne nicht auf. Die Temperatur des TRD wird hauptsächlich durch dessen Elektronik und Kühlung bestimmt und bleibt praktisch konstant. Daher kann sie als Einfluss auf die Verstärkung vernachlässigt werden.

In Abschnitt 8.5 werden die Gasverstärkungen beider Geometrien gegeneinander aufgetragen, um ihre Abhängigkeit von äußeren Einflüssen zu untersuchen.

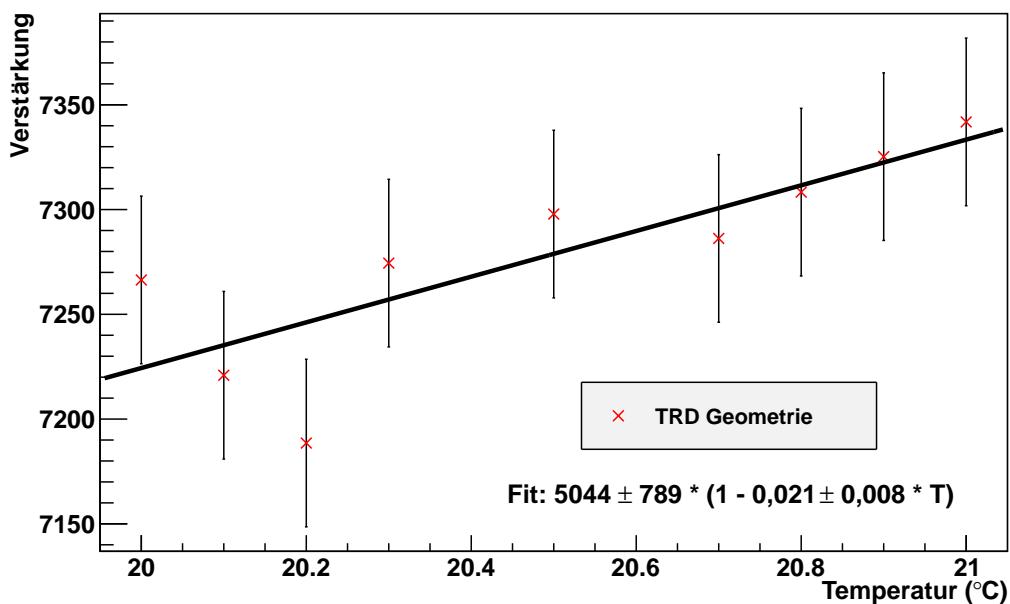
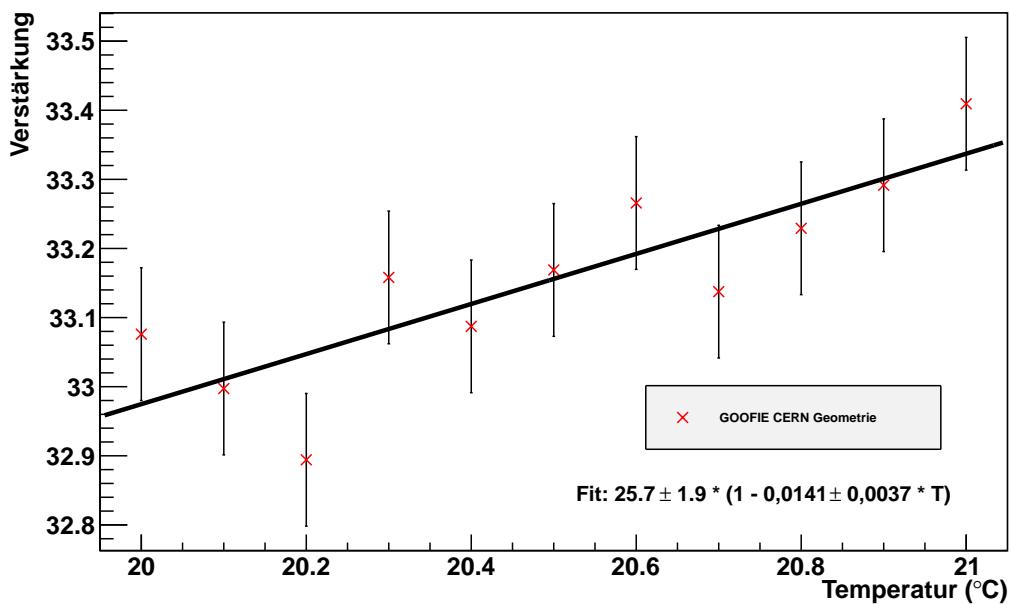


Abbildung 8.8.: Auswirkung der Temperaturänderung auf die Gasverstärkung.
Die Temperatur wird für die Analyse von 20,0 °C auf 21,0 °C erhöht, was ebenfalls ein Ansteigen der Gasverstärkung mit sich zieht.

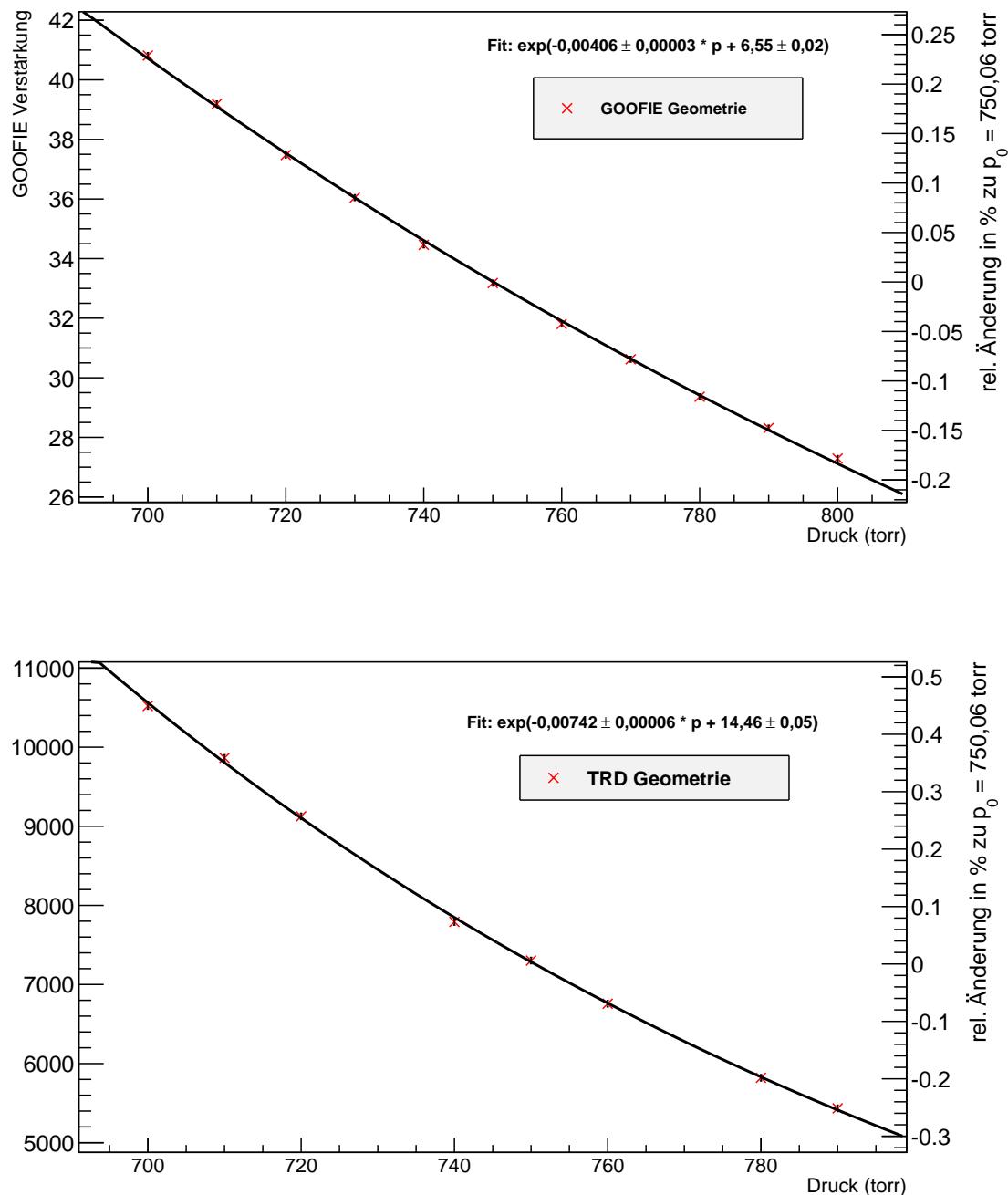


Abbildung 8.9.: Druckabhängigkeit der Xenon-Kohlenstoffdioxid-Mischung.
Erkennbar ist das ein Ansteigen des Drucks eine Abschwächung der Verstärkung zur Folge hat.

8.4. Variation der Gasmischungen

Am CERN wird für ALICE, bzw. den TRD, ein Gassystem mit einer automatischen Mischanlage genutzt, um die gewünschten Gasmischungen bereit zu stellen. Als nominelle Mischung wird ein Gemisch aus 85 % Xenon und 15 % CO₂ verwendet, wie es weiter oben beschrieben wurde. Bei Xenon handelt es sich um ein sehr teures Edelgas, daher wird die Gasmischung in einem geschlossenen System zirkuliert, in dem sich ebenfalls der TRD-GOOFIE befindet. Mit der Zeit können sich innerhalb des Gassystems andere Gase anlagern, z.B. durch Ausgasung der Kammern oder durch Austausch mit der Umgebungsluft. Die größten Anteile an Fremdgasen bilden Stickstoff (N₂), Sauerstoff (O₂) und Wasser (H₂O). Wasser und Sauerstoff können durch so genannte *Purifier* aus dem Gemisch entfernt werden. Um den Stickstoff im System zu reduzieren, nutzt man die Tatsache, dass N₂ einen tieferen Siedepunkt als Xenon besitzt. Wird das Gasgemisch ausreichend abgekühlt, kann der Stickstoff in einem aufwändigen Verfahren entfernt werden. Die Einflüsse von Kohlenstoffdioxid, Stickstoff, Sauerstoff und Wasser auf die Gasverstärkung werden im Folgenden betrachtet.

Zunächst wird eine Veränderung der ursprünglich eingestellten Mischung von Xe(85) : CO₂(15) untersucht. Diese wird in Schritten zu 1 % von 10 % CO₂ auf einen Anteil von 25 % angehoben. Das Gasgemisch wird jeweils mit Xenon auf 100 % ergänzt. In beiden Geometrien ist deutlich ein linearer Zusammenhang im untersuchten Mischungsintervall zu erkennen (Abbildung 8.10). Für den GOOFIE ergibt sich eine relative Steigung von $(-0,68 \pm 0,01)\%/\text{CO}_2$. Bei der TRD Geometrie ergibt sich diese zu $(-1,20 \pm 0,02)\%/\text{CO}_2$. Die TRD Geometrie reagiert demnach ca. 2-mal so stark auf eine Änderung des CO₂-Anteils in der Mischung. Ferner zeigt sich die Wirkung des Kohlenstoffdioxid als Quencher, da er mit steigendem Anteil im Gasgemisch die Gasverstärkung absenkt.

In das Gemisch aus Xenon und Kohlenstoffdioxid wird im nächsten Schritt Stickstoff eingebracht. Der N₂-Gehalt wird von 0 % auf 2 % gesteigert. Dabei verdrängt es zu gleichen Teilen die übrigen Gase, d.h. bei 1 % N₂ enthält das Gasgemisch 84,5 % Xe und 14,5 % Kohlenstoffdioxid. Die Daten lassen sich ebenfalls linear fitten (Abbildung 8.11). Die zugehörigen Geradengleichungen lauten für den TRD:

$$7267 \pm 19 \cdot [1 + (3,00 \pm 0,21)\%/\text{N}_2] \quad (8.3)$$

und für die GOOFIE Geometrie:

$$33,29 \pm 0,04 \cdot [1 + (1,61 \pm 0,12)\%/\text{N}_2]. \quad (8.4)$$

Wiederum ist die Auswirkung in der TRD-Geometrie um einen Faktor zwei höher als in der GOOFIE-Geometrie. Stickstoff zeigt im Gasgemisch bereits bei kleinen Mengen einen sehr starken, negativen Effekt auf die Verstärkung. Da es sehr aufwendig ist, Stickstoff aus dem Gasgemisch zu entfernen, wie eingangs beschrieben, ist es notwendig, Kontaminationen weitestgehend zu verhindern.

In Abbildung 8.12 ist die Gasverstärkung gegen eine Erhöhung der Anteile von Kohlenstoffdioxid von 14 % bis 16 % und Stickstoff von 0 % bis 2 % für die GOOFIE-Geometrie in einem 3D-Plot aufgetragen. An die Datenpunkte wird eine Ebene gefittet, deren Parameter zur Gasbestimmung genutzt werden.

Die allgemeine Ebenengleichung mit relativen Steigungen lautet:

$$f(x,y) = a \cdot (1 + b \cdot x + c \cdot y) \quad (8.5)$$

Der Fit liefert im Falle der GOOFIE-Geometrie die folgende Gleichung:

$$\text{Verst.} = (40,695 \pm 0,262) \text{ Verst.} \cdot [1 - (1,69 \pm 0,04) \% / \text{N}_2 - (0,73 \pm 0,04) \% / \text{CO}_2]. \quad (8.6)$$

Durch Austausch mit der Umgebungsluft kann Wasser und Sauerstoff in das nominelle Gasgemisch eingetragen werden. Um dies zu untersuchen, wird in der Simulationen 0 % bis 2 % Wasser bzw. 0 % bis 2 % Sauerstoff eingemischt. Im Gegensatz zur Mischung mit Stickstoff wird hier für beide Fremdgase der Anteil an CO₂ von 15 % festgehalten und ausschließlich Xenon verdrängt, da ansonsten kein Trend in den Datenpunkten erkennbar ist – die Auswirkungen von Wasser bzw. O₂ und CO₂ heben sich gegenseitig auf (Abbildung 8.13). Die Auswirkung von H₂O bei fixiertem CO₂ ist in Abbildung 8.14 dargestellt. In diesem Fall beträgt die relative Steigung des linearen Fit bei Berechnung für den GOOFIE ($-0,5 \pm 0,1$) %/H₂O und in der TRD-Geometrie ($-1,1 \pm 0,2$) %/H₂O. In Abbildung 8.15 ist die Gasverstärkung gegen den prozentualen Anteil von Sauerstoff im Xe-CO₂-Gemisch aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Verstärkung zu höheren Anteilen von O₂ absinkt. Aus einem linearen Fit der Daten ergeben sich folgende relativen Steigungen für den GOOFIE: ($-1,2 \pm 0,1$) %/O₂; und für den TRD: ($-2,5 \pm 0,2$) %/O₂.

Sowohl Wasser als auch Sauerstoff zeigen einen negativen Effekt auf die Gasverstärkung. O₂ stellt gegenüber Wasser eine größere Verunreinigung des Gases dar. Die Anteile beider Gase werden durch Purifier im Gassystem minimiert, so dass die Auswirkungen auf die Gasverstärkung klein im Vergleich zum Eintrag von Stickstoff sind.

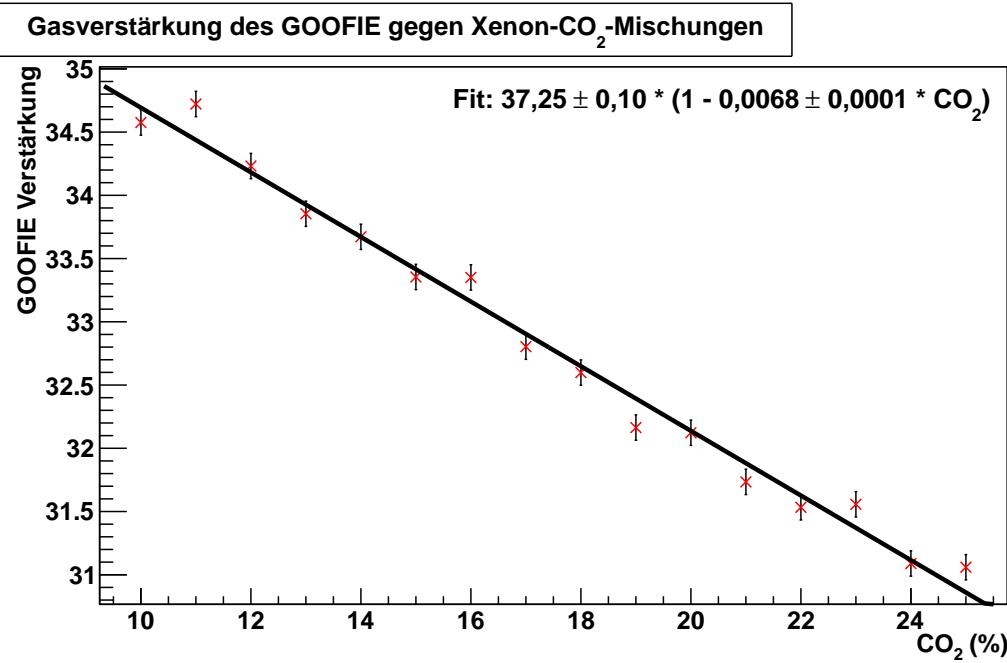
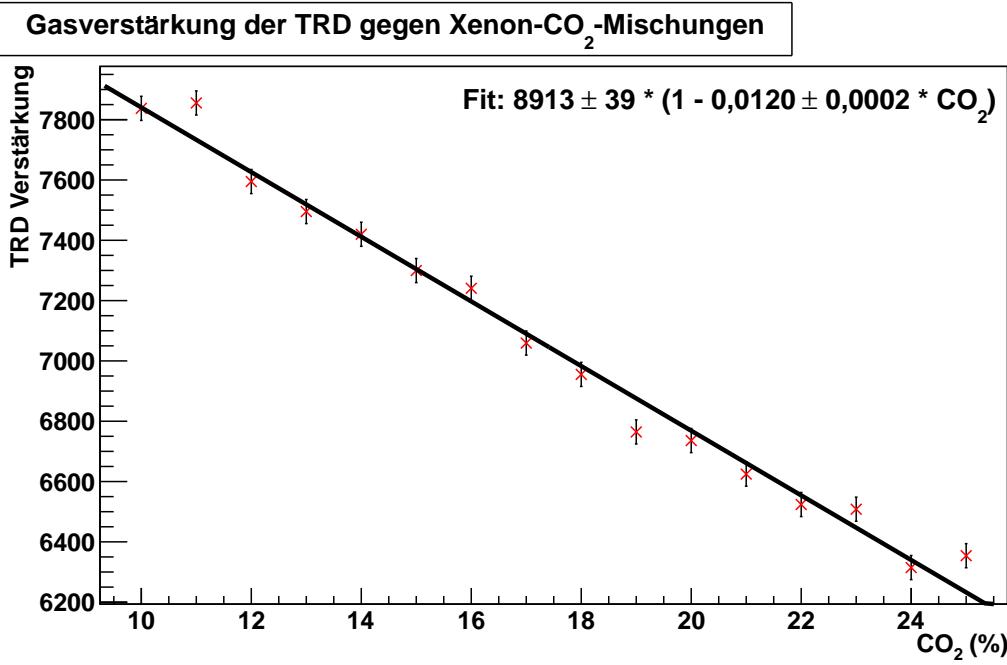


Abbildung 8.10.: Änderung der Gasverstärkung bei unterschiedlichen Xe-CO₂-Verhältnissen. Es wird das nominelle Mischungsverhältnis von 85 : 15 variiert.

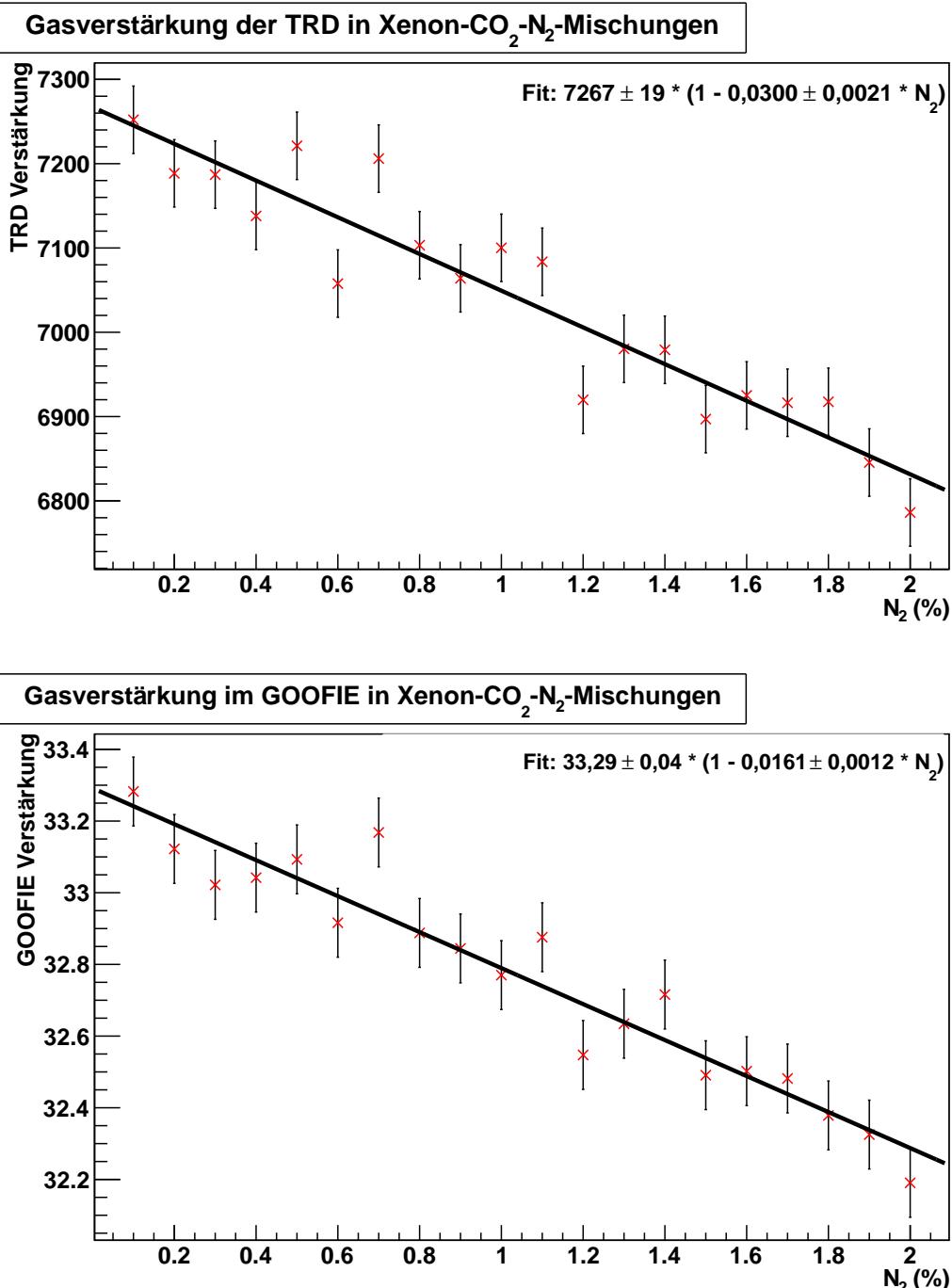


Abbildung 8.11.: Kontamination der Gasmischung durch Stickstoff. Stickstoff bewirkt eine Verringerung der Gasverstärkung, die proportional zur Menge des Stickstoffs ist.

3D-Darstellung der Gasversäkung einer Xenon-CO₂-N₂-Mischung

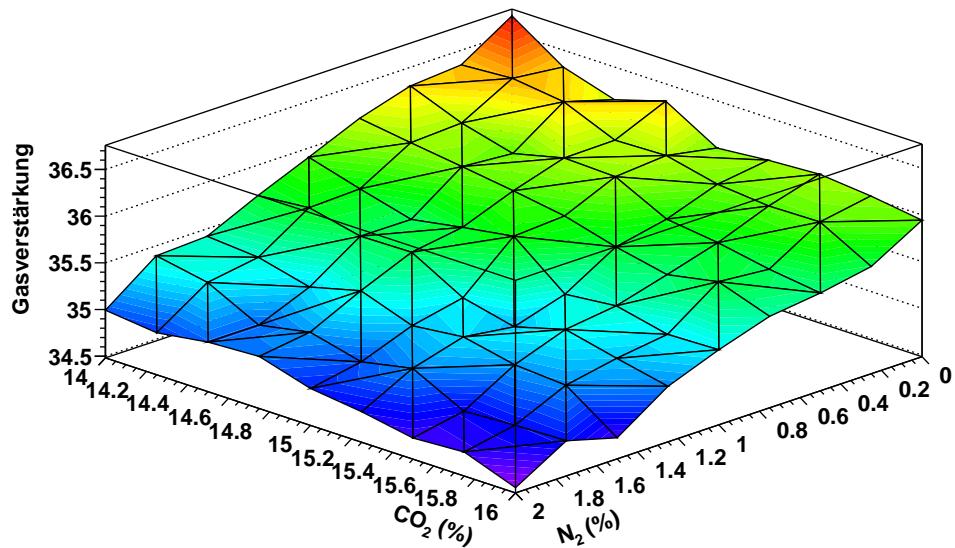


Abbildung 8.12.: Gasverstärkung bei drei Gasbestandteilen. Die Höhe des Verstärkung ist farblich auf der z-Achse markiert, x- und y-Achse repräsentieren den Anteil an Kohlensotffdioxid und Stickstoff in einer Mischung mit Xenon.

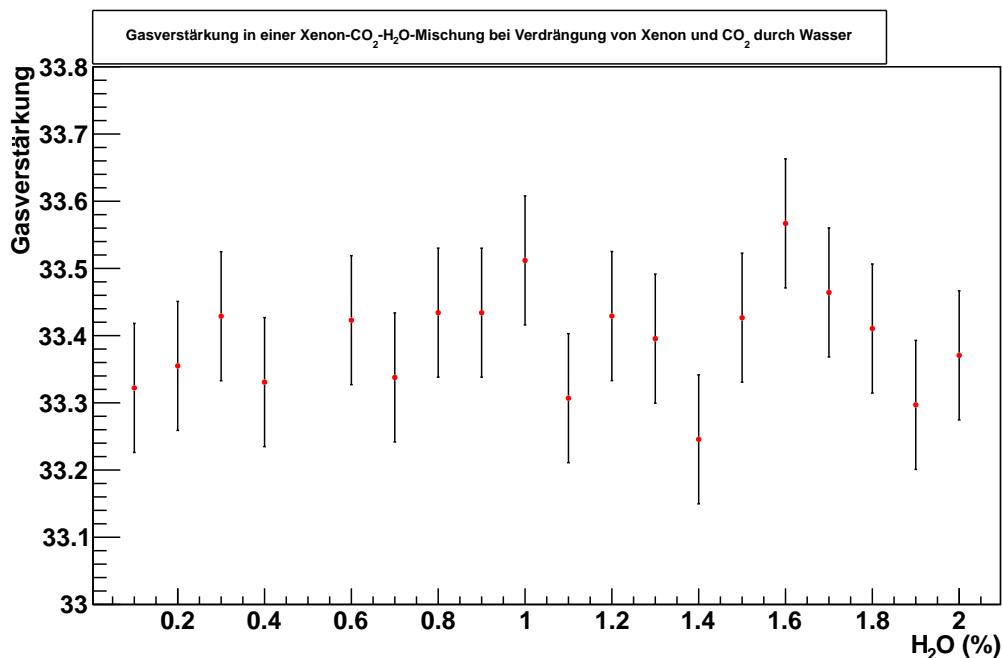


Abbildung 8.13.: Einmischung von Wasser bei gleichzeitiger Entfernung von Xenon und CO₂. Kein Trend der Gasverstärkung bei der Erhöhung des Anteils an Wasser und gleichzeitiger Erniedrigung des Kohlenstoffdioxid-Anteils.

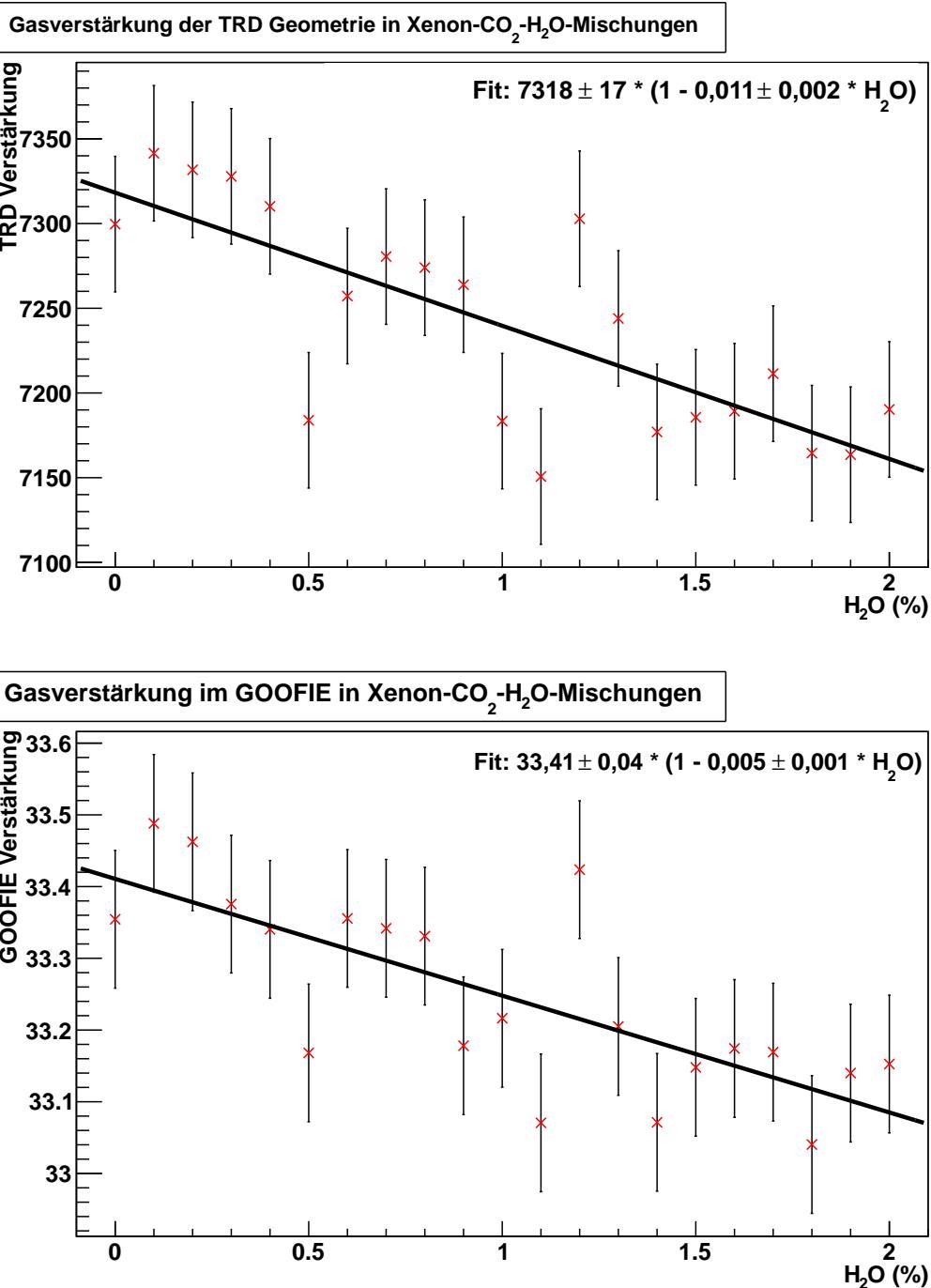


Abbildung 8.14.: Wasser im Detektor-Gasgemisch. Ähnlich zum Stickstoff führt die Einlagerung von Wasser zu sinkender Gasverstärkung.

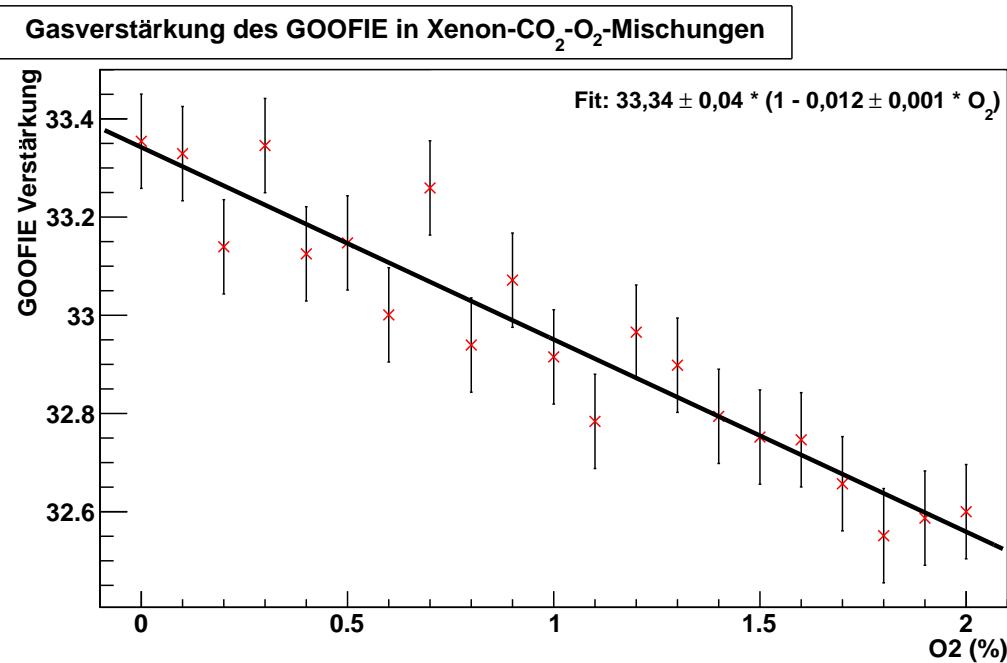
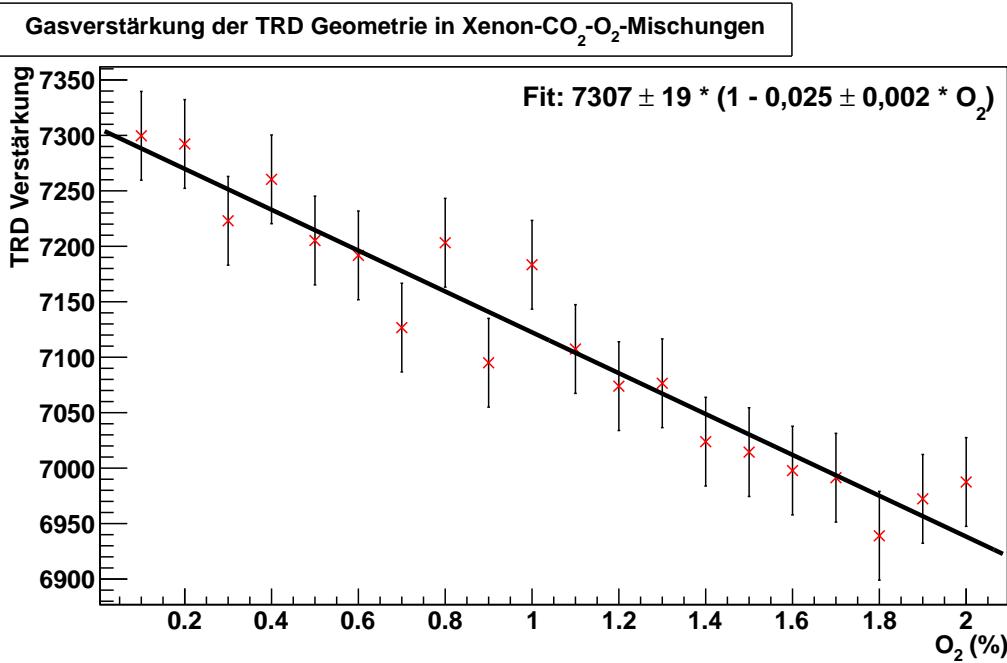


Abbildung 8.15.: Erhöhung des Sauerstoffgehalts im Gemisch. Die obere Plot zeigen die Auswirkung von Sauerstoff auf die Gasverstärkung in der GOOFIE- und der TRD-Geometrie.

8.5. Zusammenhänge zwischen GOOFIE und TRD

Werden die Gasverstärkungen von GOOFIE- und TRD-Geometrie in einen Zusammenhang gestellt, kann untersucht werden, ob Änderungen bestimmter Parameter unterschiedliches Verhalten der Verstärkung innerhalb der beiden Geometrien hervorrufen. Ziel ist es, aus der Beobachtung des einen Systems Rückschlüsse auf das Verhalten des jeweils anderen ziehen zu können, da sich diese im gleichen Gassystem befinden. Hierfür wird der einheitenlose Faktor

$$R \equiv \frac{\frac{\Delta \text{TRD}}{\text{TRD}}}{\frac{\Delta \text{GOOFIE}}{\text{GOOFIE}}} \quad (8.7)$$

eingeführt. Aus ihm wird ersichtlich um welchen prozentualen Anteil sich die Gasverstärkung in der TRD-Geometrie ändert, wenn eine ein-prozentige Änderung der Gasverstärkung in der GOOFIE-Geometrie stattfindet. Aus den gewonnenen Daten, z.B. aus dem GOOFIE, wird dadurch eine aktive Korrektur der Anoden- und Driftspannung des TRD während des Betriebs ermöglicht, die unabhängig von theoretischen Annahmen über das Verhalten der Gasmischung im Detektor sind.

In Abbildung 8.16 oben sind die Gasverstärkungen der TRD- und GOOFIE-Geometrie für die in Abschnitt 8.3 beschriebene Temperaturänderung gegeneinander aufgetragen. Von links unten nach rechts oben steigt die Temperatur von 20,0 °C bis 21,0 °C. Der Fit zeigt einen linearen Zusammenhang der Geometrien mit einem Faktor $R = 1,94 \pm 1,53$. Der untere Graph in der gleichen Abbildung zeigt die Änderung der Gasverstärkung der Geometrien bei sinkendem Druck (vgl. 8.9). Der Faktor R beträgt hier $R = 1,85 \pm 0,05$ und ist Rahmen der Unsicherheiten vergleichbar zur Temperaturänderung. Daraus folgt, dass sich keiner der beiden Parameter in einer der Geometrien besonders auszeichnet, z.B. durch schnelleres Ansteigen oder Absinken der Gasverstärkung.

Bei der Variation der Gase zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Werden die Verstärkungen der TRD- und GOOFIE-Geometrie für verschiedene Mischungsverhältnisse von Xenon und Kohlenstoffdioxid gegeneinander aufgetragen (Abb. 8.17 oben), können die Datenpunkte ebenfalls linear gefittet werden. Die resultierende Faktor beträgt $R = 1,94 \pm 0,12$. Ein Fit durch die Gasverstärkung bei zusätzlichem Eintrag von N₂ in die nominelle Gasmischung, Abbildung 8.17 unten, weist ebenfalls ein lineares Verhalten auf mit $R = 2,04 \pm 0,44$. Die Faktoren sind auch hier innerhalb der Unsicherheiten vergleichbar.

Werden H₂O oder O₂ (Abbildung 8.18) betrachtet, fällt auf, dass die Datenpunkte stärker variieren. Außerdem ist die Änderung der Gasverstärkung innerhalb des untersuchten Intervalls der Mischungen geringer als bei Stickstoff. Dennoch können die Daten von beiden Gasmischungen durch eine Ausgleichsgerade angenähert werden. Es ergibt sich für Wasser ein Faktor $R = 2,22 \pm 1,16$ und für das Gemisch aus Xenon, Kohlenstoffdioxid und Sauerstoff $R = 2,16 \pm 0,68$.

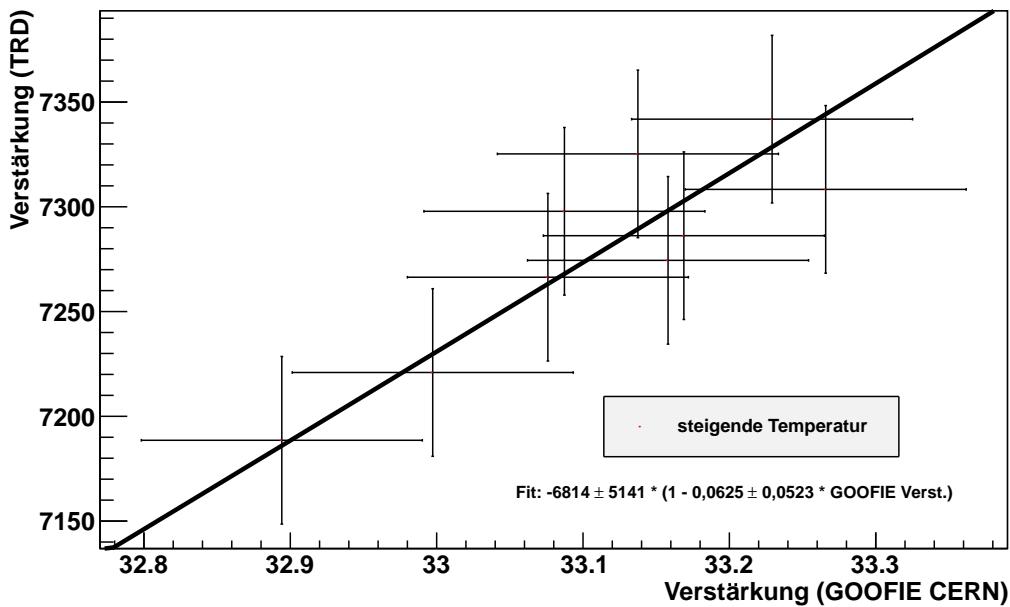
Die Simulationen zeigen, dass die beiden Geometrien innerhalb der Unsicherheiten auf alle Änderungen gleichermaßen reagieren (vgl. Tabelle 8.2). Kein Parameter zeigt in einer der beiden Geometrien ein besonders auffälliges Verhalten, so dass eine gesonderte Betrachtung notwendig wäre. Werden alle Änderungen der Parameter verglichen, ist festzustellen, dass Druckänderungen den größten Einfluss auf die Gasverstärkung nehmen. Anders als bei der

Gaszusammensetzung ist es nicht möglich eine Änderung des Drucks aktiv zu verhindern. Daher stellt dieser Parameter die wichtigste Komponente bei der Einstellung der Spannungsversorgungen des Driftfeldes und der Anoden dar.

Parameter	Faktor R
Temperatur	$1,94 \pm 1,53$
Druck	$1,85 \pm 0,05$
Kohlenstoffdioxid	$1,94 \pm 0,12$
Stickstoff	$2,04 \pm 0,44$
Wasser	$2,22 \pm 1,16$
Sauerstoff	$2,16 \pm 0,68$

Tabelle 8.2.: Abhängigkeit des Faktors R vom variierten Parameter

Gasverstärkung gegen Temperatur



Zusammenhang der Gasverstärkung bei Druckänderungen

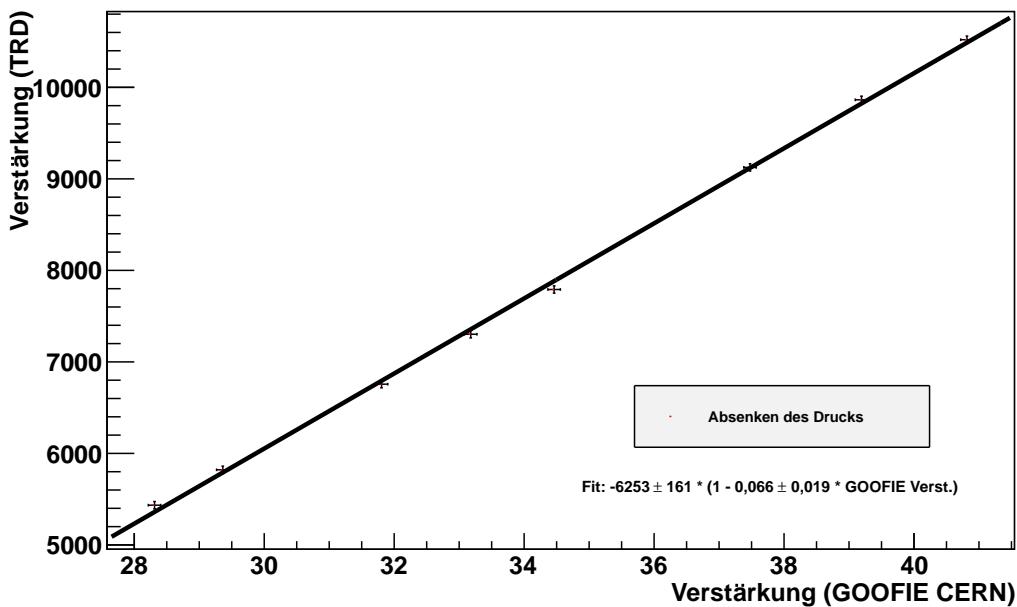


Abbildung 8.16.: Gegenüberstellung von GOOFIE- und TRD-Gasverstärkung.
oben: Temperaturänderung; unten: Druckvariation.

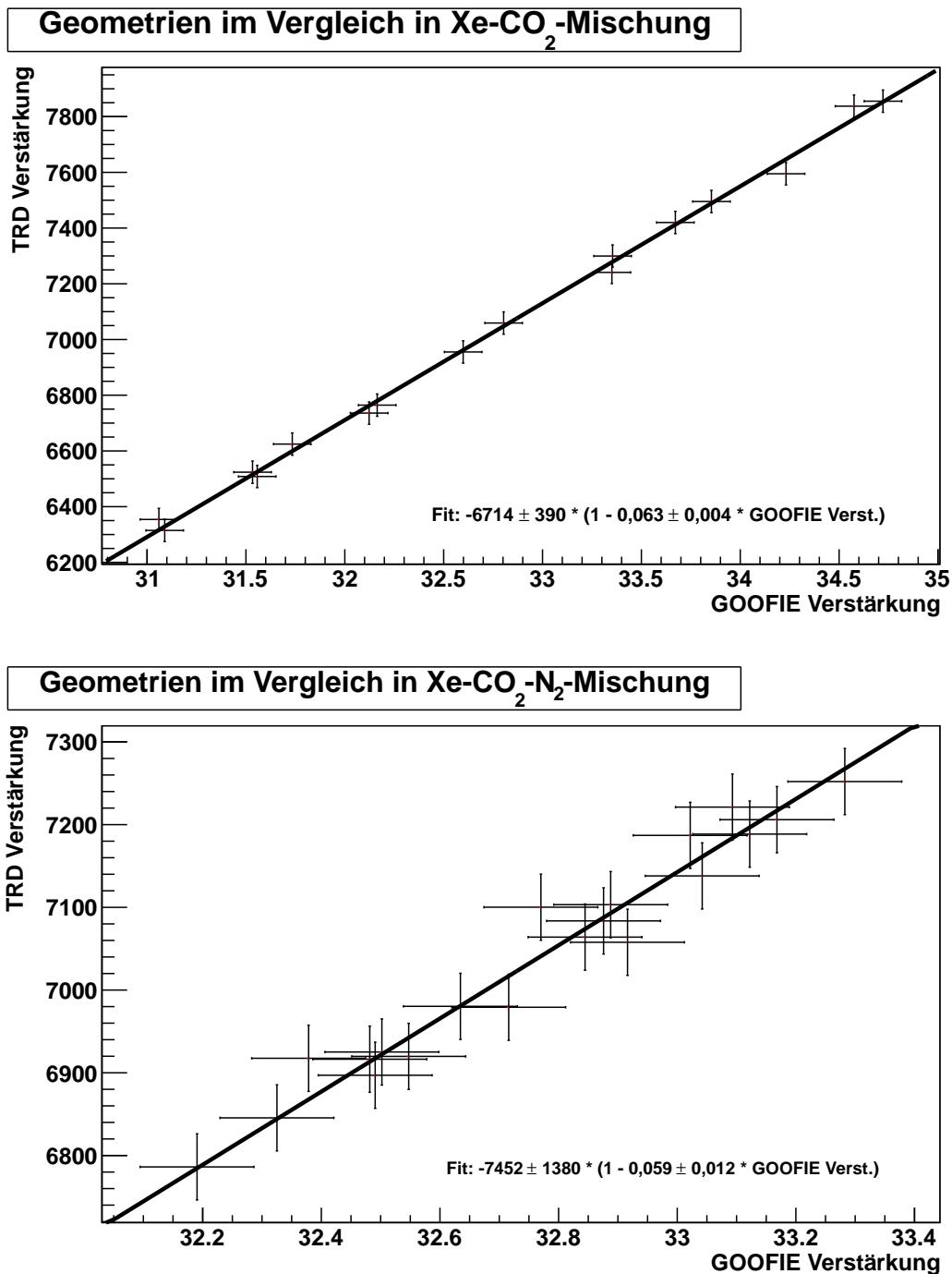
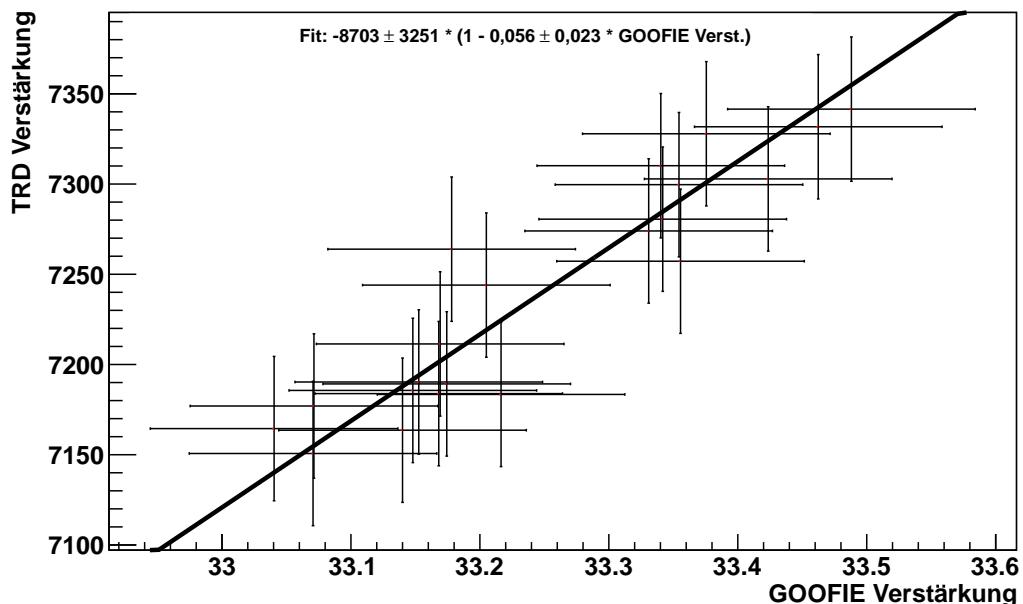


Abbildung 8.17.: Verknüpfung der beiden Geometrien. Im oberen Graphen werden Mischungen aus Xe und CO₂ betrachtet. Der untere Plot zeigt das Verhalten der Gasverstärkungen zueinander, wenn Stickstoff in die nominelle Mischung eingefügt wird.

Geometrien im Vergleich in Xe-CO₂-H₂O-Mischung



Geometrien im Vergleich in Xe-CO₂-O₂-Mischung

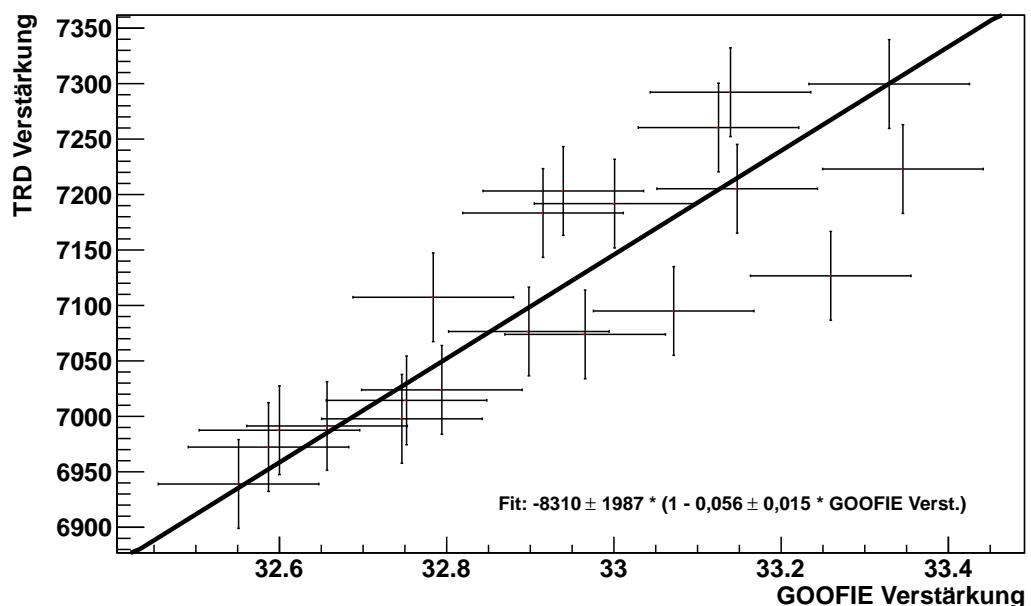


Abbildung 8.18.: Änderung der Gasverstärkungen im Vergleich. Oben werden die Gasverstärkungen der TRD- und GOOFIE-Geometrie unter Beimischung von Wasser und unten unter Ergänzung von Sauerstoff miteinander verglichen.

9. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sind Untersuchungen zu Gasverstärkungen des ALICE-TRD, dem TRD-GOOFIE am CERN und des GOOFIE-Systems in Münster durchgeführt worden. Darin ist der GOOFIE ein Messsystem zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und der Gasverstärkung in Gasen.

Eine Inbetriebnahme des GOOFIE aus Münster war aufgrund technischer Schwierigkeiten nicht vollständig möglich, da keine Signale am Stoppzähler erzeugt werden konnten. Dennoch ist der GOOFIE im Verlauf dieser Diplomarbeit durch Hard- und Software erweitert worden. Es stehen nun Temperatursensoren zur Messung und Speicherung der Gastemperatur zur Verfügung. Außerdem wird der Umgebungsdruck aus Daten des Universitäts-Wetterdienstes mitgeschrieben. Die Steuerung der Hochspannungsversorgung ist mittels eines Computers möglich. Eine zentrale Kontrolle aller Programme findet in einem Monitor-Programm statt, welches alle eingehenden Daten graphisch darstellt und abspeichert.

Der Hauptteil der Arbeit widmet sich der Simulation der Gasverstärkung in den oben genannten Systemen. Simulationen bezüglich des GOOFIE in Münster beschränken sich auf eine Variation der Argon-Kohlenstoffdioxid-Mischung für verschiedene Geometriemodelle des verbauten Stoppzählers, da die gewonnenen Daten derzeit nicht mit realen Messwerten verglichen werden können. Allerdings zeigt sich, dass die unterschiedlichen Geometrien über einen Skalierungsfaktor miteinander verknüpft sind und sich somit kein Modell hervorhebt. Anhand der Geometrien einer TRD-Read-Out-Kammer und des TRD-GOOFIE sind zunächst die Auswirkungen von Temperatur- und Druckänderungen auf die Gasverstärkung untersucht worden. Hierin zeigt sich, dass die Verstärkung proportional mit der Temperatur ansteigt, bei Steigerung des Drucks fällt die Gasverstärkung hingegen exponentiell ab. Daraus ergibt sich für die Abhängigkeit von Temperatur und Druck:

$$\text{Verst.} \sim \frac{T_{Gas}}{\exp\{p_{Gas}\}}. \quad (9.1)$$

Ferner ist die Gasmischung bei fester Temperatur und festem Druck variiert worden. Bei Erhöhung oder Erniedrigung des CO₂-Anteils der nominellen Xenon-Kohlenstoffdioxid-Mischung

(85 : 15) ändert sich die Verstärkung linear. Sie steigt mit niedrigerem CO₂-Anteil und sinkt bei Erhöhung, wie es für ein Quencher-Gas zu erwarten ist. Ebenfalls sind Kontaminationen der Gasmischung durch Stickstoff, Wasser und Sauerstoff untersucht worden. Diese Gase lagern sich durch Ausgasen der Kammern oder durch Austausch mit der Umgebungsluft im Gassystem an. Der Anteil der Gase in den Simulationen wird von 0 % bis 2 % in der nominellen Mischung erhöht. In allen drei Fällen sinkt die Gasverstärkung linear mit zunehmendem Anteil an Fremdgasen. Werden die Veränderungen aller Parameter verglichen, zeigt sich, dass eine Druckänderung bereits bei kleinen Variationen die größten Auswirkungen auf der Gasverstärkung mit sich zieht. Abschließend wird untersucht, in welchem Zusammenhang die beiden Geometrien unter Variation der Parameter stehen. Hier zeigt sich, dass beide Modelle gleichermaßen auf alle Veränderungen in den Parametern reagieren und somit direkte Rückschlüsse von Änderungen des einen Systems auf das andere möglich sind.

Wird das GOOFIE-System zukünftig wieder aufgebaut, so dass es voll funktionstüchtig und einsatzbereit ist, können mit ihm weiter Analysen zur Gasverstärkung durchgeführt werden. Dadurch können die simulierten Verstärkungen anhand realer Messwerte verglichen werden. Außerdem ist es möglich, mit Hilfe des einstellbaren Gassystems Untersuchungen zu verschiedenen Gasmischungen zu unternehmen. Die Simulationen zur TRD- und TRD-GOOFIE-Geometrie können anhand von realen Daten aus einer Datenbank dieser Detektorssysteme überprüft werden. So kann gezeigt werden, inwiefern Simulation und Experiment übereinstimmen.

A. Skripte und Beispiele der Ausgabe

CreateMagAndGas Erzeugt automatisch passend formatierte Eingabedateien für MAGBOLTZ anhand vorgegebener Parameter. Die Eingabedateien ermöglichen die Berechnung der Driftgeschwindigkeit, der Anregungs- und Ionisationsenergien der Konstituenten des Gases sowie der Townsend-Koeffizienten und der Eigenschaften des Gases selbst. Als Dateiendung wird immer ein Kürzel des zu berechnenden Typs plus die Kennung *Input* benutzt (.magInput, .gasInput, .driftInput).

Erwartete Parameter:

- **Temperatur** (in °C)
- **Druck** (in torr)
- **elektrische Feldstärke** (in V/cm)
- **Gas-Codes** (z.B. 7-12 für Xenon-CO₂¹)
- **Prozentualer Anteil der Gase** (z.B. 85-15)
- **Iterationen** (Gibt an, für wie viele Feldstärken die Townsend-Koeffizienten berechnet werden. Wichtig für Felder nahe des Anodendrahts.)
- **Präzision** (Legt den Wert NMAX für MAGBOLTZ fest, höherer Wert bedeutet längere Berechnungsdauer, gleichzeitig allerdings auch höhere Genauigkeit der Gaskalkulation.)

Nach Berechnung mit MAGBOLTZ ergeben sich entsprechend der Eingabe verschiedene Typen des Ausgabe. Das simulierte Gas wird in einer .gas-Datei abgespeichert, die berechnete Driftgeschwindigkeit in .drift. Nach der Berechnung der .magInput-Datei entstehen zwei Dateien, .dat und v.dat. In der .dat sind die Townsend-Koeffizienten aller Energiezustände (Ionisationsenergie, Rotationsenergien, etc.) der Gasatome abgespeichert, von denen nur einige zur Bestimmung der Gasverstärkung nützlich sind. Jeder Townsend-Koeffizient ist mit einem Label

¹Die Gas-Codes sind Synonyme für die Namen der benutzten Gase. Eine Tabelle in der alle Gase und ihre Codes aufgeführt sind findet sich z.B. im CreateMagAndGas-Skript.

versehen, anhand dessen er dem Energiezustand zugeordnet werden kann.

Eine Auflistung der Eingabe-Dateien zur Berechnung eines Xenon(85 %)-CO₂(15 %)-Gemischs bei einer Temperatur von 20,5 °C und einem Druck von 750,06 torr befindet sich in A.1, A.2 und A.3.

Auflistung A.1: Eingabedatei für MAGBOLTZ: 7-12_85-15_20.5_750.06.magInput
(Mischung aus Xenon(85 %) und CO₂(15 %) bei einer Temperatur von 20,5 °C und einem Druck von 750,06 torr)

```

1      2      30    0.00000
2      7 12    0    0    0    0
3  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
4 30000.000  0.000  0.000
5      2      30    0.00000
6      7 12    0    0    0    0
7  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
8 40000.000  0.000  0.000
9      2      30    0.00000
10     7 12    0    0    0    0
11  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
12 50000.000  0.000  0.000
13      2      30    0.00000
14     7 12    0    0    0    0
15  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
16 60000.000  0.000  0.000
17      2      30    0.00000
18     7 12    0    0    0    0
19  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
20 70000.000  0.000  0.000
21      2      30    0.00000
22     7 12    0    0    0    0
23  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
24 80000.000  0.000  0.000
25      2      30    0.00000
26     7 12    0    0    0    0
27  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
28 90000.000  0.000  0.000
29      2      30    0.00000
30     7 12    0    0    0    0
31  85.0000  15.0000  0.0000  0.0000  0.0000  20.5000  750.0600
32 100000.000 0.000  0.000

```

Auflistung A.2: 7-12_85-15_20.5_750.06.gasInput: Eingabedatei zur Berechnung des Gases

```

1 &gas
2   opt nogas-print
3   temperature 20.500 celsius
4   pressure 750.060 torr
5   magboltz XENON 85.000 C02 15.000 ...
6   e-range 300 200000 n-e 80 linear-e-scale ...
7   collisions 5
8   write
   ↪ "/ddfs/user/data/s/s_dyba01/GoofieSim/Spielwiese/Reprogramm/gas/7-12_85-15_20.5_750.06.gas"
9 &main
10 &stop

```

Auflistung A.3: Aus der Datei 7-12_85-15_20.5_750.06.driftInput wird die Driftgeschwindigkeit berechnet

```

1 &gas
2 opt gas-print
3   temperature 20.500 celsius
4   pressure 750.060 torr
5   magboltz XENON 85.000 C02 15.000 electric-field 700.00 ... collisions 5
6 &drift

```

ReadTownsend Dieses Skript liest unter Angabe der Label entsprechende Townsend-Koeffizienten aus den .dat-Dateien aus und formatiert die extrahierten Townsend-Koeffizienten. In einer .twn-Datei wird der Output zur späteren Berechnung abgespeichert. In A.4 ist eine beispielhaft Tabelle mit Townsend-Koeffizienten aufgelistet.

Erwartete Parameter:

- **Label der Townsend-Koeffizienten** (z.B. 2-95-96-97 für ein Xenon-CO₂-Gemisch)
- **Dateiname der auszulesenden .dat-Datei**

Auflistung A.4: Die Datei 7-12_85-15_20.5_750.06.twn enthält die ausgelesenen Townsend-Koeffizienten

1	30000.0000	172.8	3.1	0.1277E-02	0.1169E-03	0.8910E-04	0.1550E-06
2	40000.0000	369.2	2.5	0.3611E-02	0.2946E-03	0.2660E-03	0.5927E-06
3	50000.0000	609.4	2.2	0.7449E-02	0.5378E-03	0.5585E-03	0.1861E-05
4	60000.0000	867.1	1.9	0.1289E-01	0.8534E-03	0.9650E-03	0.4017E-05
5	70000.0000	1137.5	1.6	0.1991E-01	0.1215E-02	0.1489E-02	0.7552E-05
6	80000.0000	1418.5	1.4	0.2859E-01	0.1634E-02	0.2107E-02	0.1318E-04
7	90000.0000	1703.3	1.3	0.3880E-01	0.2095E-02	0.2827E-02	0.2028E-04
8	100000.0000	1980.6	1.1	0.5061E-01	0.2604E-02	0.3656E-02	0.3025E-04
9	110000.0000	2264.8	1.0	0.6396E-01	0.3134E-02	0.4539E-02	0.4087E-04
10	120000.0000	2552.6	0.9	0.7884E-01	0.3708E-02	0.5518E-02	0.5608E-04
11	130000.0000	2828.2	0.8	0.9513E-01	0.4316E-02	0.6568E-02	0.7168E-04
12	140000.0000	3105.5	0.7	0.1126E+00	0.4929E-02	0.7697E-02	0.8829E-04
13	150000.0000	3382.0	0.7	0.1314E+00	0.5590E-02	0.8895E-02	0.1082E-03
14	160000.0000	3658.5	0.7	0.1514E+00	0.6247E-02	0.1014E-01	0.1298E-03
15	170000.0000	3917.5	0.6	0.1726E+00	0.6943E-02	0.1144E-01	0.1515E-03
16	180000.0000	4190.9	0.6	0.1948E+00	0.7634E-02	0.1280E-01	0.1757E-03
17	190000.0000	4445.3	0.5	0.2180E+00	0.8377E-02	0.1419E-01	0.2035E-03
18	200000.0000	4704.4	0.5	0.2420E+00	0.9113E-02	0.1560E-01	0.2338E-03

JobSubmit Hiermit werden die Eingabe-Dateien zur schnelleren und verteilten Berechnung auf ein Batchsystem gesendet. Die Parameter zur Ausführung des Skripts geben an, in welche Warteschlange die Berechnungen eingereiht werden sollen und welcher Typ von Simulationsprogramm verwendet werden soll (MAGBOLTZ, GARFIELD).

- **Berechnungssoftware** (MAGBOLTZ oder GARFIELD, sind numerisch festgelegt, 1,2)
- **Warteschlange** (short, medium, long)
- **Bezeichnung der Eingabedatei**

CreatePick Mit diesem Skript werden die vorher berechneten .gas-Dateien sowie die Townsend-Koeffizienten (.twn) zur Simulation in einer angegeben Geometrie zusammengefasst. Wiederum werden einige Umgebungsparameter zur Ausführung verlangt:

- **Geometrie**
- **Temperatur**
- **Druck**
- **elektrische Feldstärke**

- **Penning-Fraction²**
- **Abstand zwischen Anode und Kathode** (nicht immer benötigt, da geometrieabhängig)
- **Gas-Codes**
- **Prozentualer Anteil der Gase**
- **Label der Townsend-Koeffizienten** (z.B. 2-95-96-97 für Xenon-CO₂)
- **Pfad zu den Townsend-Dateien**
- **Pfad zu den Gasdateien**

Als Dateiendung für die GARFIELD-Eingabe wird das Schlüsselwort `.pick` genutzt; ein Beispiel für eine `.pick`-Datei ist in A.5 aufgelistet. Im Anschluss an die Berechnung mit GARFIELD wird die simulierte Gasverstärkung in einer `.gain`-Datei abgespeichert.

Auflistung A.5: GARFIELD benutzt die Datei 7-12_85-15_20.5_750.06.pick als Eingabe zur Berechnung der Gasverstärkung

```

1 !add meta type PostScript file-name
   ↪ "/ddfs/user/data/s/s_dyba01/GoofieSim/Spielwiese/Reprogramm/pick/7-12_85-15_20.5_750.06.pick.ps"
2 !open meta
3 !act meta
4
5 &cell
6   reset
7   opt layout
8   opt nowire-marker
9   cell-id "GOOFIE-CERN"
10  Global dVel=-700.00
11  Global gap=0.85
12  Global topPlane=0.27+gap*2.0
13  Global topVolt=2.0*dVel*gap
14  plane y={topPlane}, v={topVolt}, label T
15  define vanode 1100.0
16  plane y=-0.158, v=0.0, label p
17 ROWS
18  s 2 0.002 -0.1+0.2*i 0.0 vanode 0.00036 1.49 W
19  s 2 0.002 -0.225+0.45*i 0.0 vanode 0.00036 1.49 W
20  e 1 0.0075 -0.325 0.0 vanode 0.0051 1.49 CU-BE
21  e 1 0.0075 0.325 0.0 vanode 0.0051 1.49 CU-BE
22  k 8 0.0075 -0.45+0.125*i 0.27 0.0 0.0051 1.49 CU-BE
23  d 65 0.04999 -3.725+0.05*i 0.27 0.0
24  d 65 0.04999 0.525+0.05*i 0.27 0.0
25  d 65 0.04999 -3.725+0.05*i 0.27+{gap} {dVel}*{gap}
26  d 65 0.04999 0.525+0.05*i 0.27+{gap} {dVel}*{gap}
27
28
29 &gas
30   opt gas-plot
31   opt gas-print
32   Global press=750.060
33   pressure {press} torr
34   temperature 20.500 celsius
35   Global gas_file
      ↪ '/ddfs/user/data/s/s_dyba01/GoofieSim/Spielwiese/Reprogramm/gas/7-12_85-15_20.5_750.06.gas'
36   get {gas_file}
37   Vector epmonte apmonte att fion fexc95 fexc96 fexc97
38   30000.0000 172.8 3.1 0.1277E-02 0.1169E-03 0.8910E-04 0.1550E-06

```

²Als Penning-Fraction wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, bei der ein Penning-Transfer stattfindet. Der Penning-Transfer beschreibt die Möglichkeit eines angeregten Edelgasatoms ein Atom des Quencher-Gases zu ionisieren.

```

39  40000.0000  369.2   2.5  0.3611E-02  0.2946E-03  0.2660E-03  0.5927E-06
40  50000.0000  609.4   2.2  0.7449E-02  0.5378E-03  0.5585E-03  0.1861E-05
41  60000.0000  867.1   1.9  0.1289E-01  0.8534E-03  0.9650E-03  0.4017E-05
42  70000.0000  1137.5  1.6  0.1991E-01  0.1215E-02  0.1489E-02  0.7552E-05
43  80000.0000  1418.5  1.4  0.2859E-01  0.1634E-02  0.2107E-02  0.1318E-04
44  90000.0000  1703.3  1.3  0.3880E-01  0.2095E-02  0.2827E-02  0.2028E-04
45  100000.0000 1980.6  1.1  0.5061E-01  0.2604E-02  0.3656E-02  0.3025E-04
46  110000.0000 2264.8  1.0  0.6396E-01  0.3134E-02  0.4539E-02  0.4087E-04
47  120000.0000 2552.6  0.9  0.7884E-01  0.3708E-02  0.5518E-02  0.5608E-04
48  130000.0000 2828.2  0.8  0.9513E-01  0.4316E-02  0.6568E-02  0.7168E-04
49  140000.0000 3105.5  0.7  0.1126E+00  0.4929E-02  0.7697E-02  0.8829E-04
50  150000.0000 3382.0  0.7  0.1314E+00  0.5590E-02  0.8895E-02  0.1082E-03
51  160000.0000 3658.5  0.7  0.1514E+00  0.6247E-02  0.1014E-01  0.1298E-03
52  170000.0000 3917.5  0.6  0.1726E+00  0.6943E-02  0.1144E-01  0.1515E-03
53  180000.0000 4190.9  0.6  0.1948E+00  0.7634E-02  0.1280E-01  0.1757E-03
54  190000.0000 4445.3  0.5  0.2180E+00  0.8377E-02  0.1419E-01  0.2035E-03
55  200000.0000 4704.4  0.5  0.2420E+00  0.9113E-02  0.1560E-01  0.2338E-03
56
57  Global frac=0.22
58  Global epmonte=epmonte/press
59  Global apmonte=apmonte/press
60  Global apmonte=apmonte*(fion+frac*(fexc95+fexc96+fexc97))/fion
61  replace townsend apmonte vs epmonte
62
63  heed XENON 85.000 CO2 15.000
64  *-----*
65  * Mobility of Xe+ ions in Xe measured for T=293 K *
66  * Accuracy: 1 % *
67  * Data from James 75. *
68  * Notes: *
69  * 1. The extrapolation to E=0 and to large E are guesses. *
70  * 2. Data entered by Tariq Mahmoud. *
71  *-----*
72  *** Xe+ in Xe 2P1/2, T=293 K, error: <1 %, DR James et al.
73  Vector E_Xe_Xe_1 K_Xe_Xe_1
74  0      0.57
75  40     0.551
76  50     0.543
77  60     0.536
78  80     0.522
79  100    0.507
80  120    0.493
81  150    0.473
82  200    0.443
83  2000   0.02
84
85  *** Xe+ in Xe 2P3/2, T=293 K, error: <1 %, DR James et al.
86  Vector E_Xe_Xe_2 K_Xe_Xe_2
87  0      0.57
88  40     0.520
89  50     0.513
90  60     0.506
91  80     0.492
92  100    0.479
93  120    0.466
94  150    0.447
95  200    0.419
96  2000   0.02
97
98  Global E_Xe_Xe = 0.5*(E_Xe_Xe_1+E_Xe_Xe_2)/(0.010354*293)
99  Global K_Xe_Xe = 0.5*(K_Xe_Xe_1+K_Xe_Xe_2)*1e-6
100 add ion-mobility K_Xe_Xe vs E_Xe_Xe
101 extrapolation low-ion-mobility constant high-ion-mobility linear
102
103 &field
104   Global areaTop=topPlane+0.1
105   area -7.5 -1.0 7.5 {areaTop}
106   plot cont v n 30

```

```

107      area -0.8 -0.25 0.8 0.35
108      plot cont e n 30
109
110 &drift
111     INTEGRATION-PARAMETERS INTEGRATION-ACCURACY 5e-10
112     area -1.0 -0.25 1.0 {areaTop}
113     CALL BOOK_HISTOGRAM(gasGain,    1000, 0.0, 2000.0)
114     CALL BOOK_HISTOGRAM(eDriftTime, 1000, 0.0, 5.0)
115     CALL BOOK_HISTOGRAM(gasDiff,    1000, 0.0, 0.05)
116     CALL BOOK_HISTOGRAM(gasAtt,    1000, 0.8, 1.2)
117     CALL PLOT_DRIFT_AREA
118     Global gasGainVal=0
119     Global totDEle=0
120     for y_pos from 1 to 50 do
121         Say "Track no. {y_pos}"
122         Global trackPosY=topPlane-(gap/2.0)+(-0.1+y_pos*0.004)
123         for x_pos from 1 to 100 do
124             Global trackPosX = -0.5+x_pos*0.01
125             CALL DRIFT ELECTRON({trackPosX}, {trackPosY}, status, time, diffusion, gain,
126             ↪ att)
127             Say "Electron no. {x_pos} Parameters => status : {status}, drift time : {time},
128             ↪ diffusion : {diffusion}, gain : {gain}, attachment : {att}"
129             CALL PLOT_DRIFT_LINE
130             CALL STRING_INDEX(status, 'Hit S', index1)
131             If index1 > 0 Then
132                 CALL FILL_HISTOGRAM(gasGain,    {gain})
133                 CALL FILL_HISTOGRAM(eDriftTime, {time})
134                 CALL FILL_HISTOGRAM(gasDiff,    {diffusion})
135                 CALL FILL_HISTOGRAM(gasAtt,    {att})
136                 Global totDEle=totDEle+1
137                 Global gasGainVal=gasGainVal+{gain}
138             Endif
139             enddo
140         enddo
141         CALL PLOT_END
142         CALL PLOT_HISTOGRAM(gasGain,    'Multiplication Factor', 'Gas Gain')
143         CALL PLOT_HISTOGRAM(eDriftTime, 'Electron Drift Time [micSec]', 'Drift Time')
144         CALL PLOT_HISTOGRAM(gasDiff,    'Gas Diffusion', 'Diffusion Integrated Over Trajectory')
145         CALL PLOT_HISTOGRAM(gasAtt,    'Attachment', 'Attachment Coefficient')
146
147     If totDEle > 0 Then
148         Global gasGainVal = gasGainVal/totDEle
149     Endif
150 > /ddfs/user/data/s/s_dyba01/GoofieSim/Spielwiese/Reprogramm/pick/7-12_85-15_20.5_750.06.gain
151     Say "7-12_85-15_20.5_750.06.gain: {gasGainVal}"
152 >
153
154 &main
155 &stop

```

B. Erweiterung des GOOFIE in Münster

B.1. Temperatursensoren

Im GOOFIE-Setup, wie es Frederike Poppenburg in ihrer Diplomarbeit beschreibt [Pop11], gibt es keine Möglichkeit, die Temperatur des Gases direkt zu messen. Stattdessen wird die Umgebungstemperatur mit Hilfe eines handelsüblichen Digitalthermometers bestimmt. Das Thermometer ist nicht elektronisch auslesbar, daher müssen Datenpunkte per Hand notiert und zur Visualisierung auf einem Rechnersystem gespeichert werden.

Ein Ziel war daher, die Temperaturauslese zu automatisieren. Für diesen Zweck wurden zwei PT100-Thermoelemente der Firma Danfoss [DAN] am Gaseinlass und -auslass des GOOFIE eingebaut. Sie werden in eigens angefertigten Gehäusen gasdicht verschraubt. Innerhalb der Gehäuse befindet sich ein Hohlraum, in dem die Thermoelemente vollständig vom Gasgemisch umspült werden. Auf diese Weise stehen sie in direktem Kontakt zum Gas und ermöglichen eine Temperaturbestimmung.

Das analoge Ausgangssignal an den Danfoss-PT100-Elementen wird mit einer programmierbaren Arduino-Plattform [ARD] ausgelesen und digitalisiert. Mittels einer USB-Schnittstelle werden die digitalisierten Temperaturwerte im Klartext mit einem Computer ausgelesen und graphisch in einem Labview-Programm dargestellt (Abbildung B.1). Innerhalb des Labview-Programms werden Ein- und Auslasstemperatur zusätzlich gemittelt, um so eine genäherte Angabe der Temperatur für die Mitte des Driftkäfigs anzuzeigen.

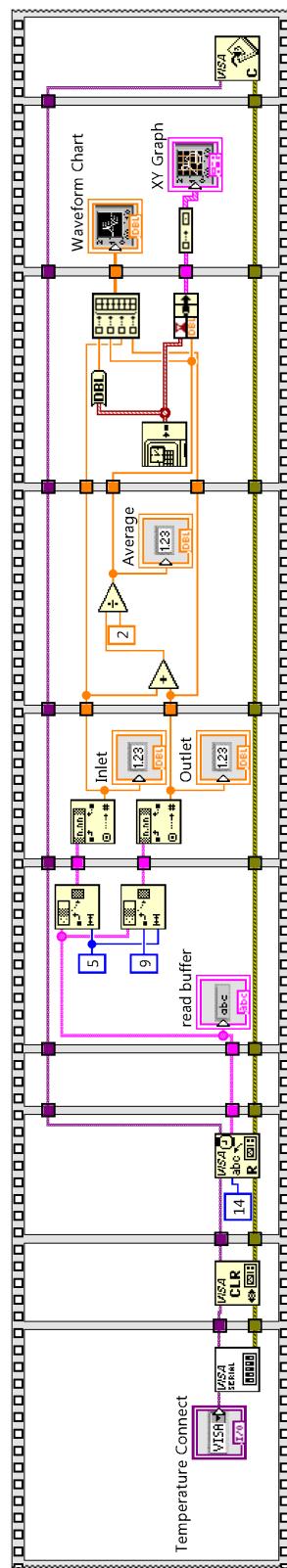


Abbildung B.1.: Quellcode der Temperatursensor-Auslese.

B.2. Umgebungsdruck

Die Bestimmung des Umgebungsdrucks wurde ebenfalls automatisiert. Hierfür wird angenommen, dass die Druckschwankungen innerhalb Münsters vernachlässigbar klein sind, so dass die Werte des lokalen Wetterdienstes der Universität Münster genutzt werden können. In Abbildung B.2 ist der Programm-Code und die graphische Ausgabe des Labview-Programms zur Drucküberwachung dargelegt.

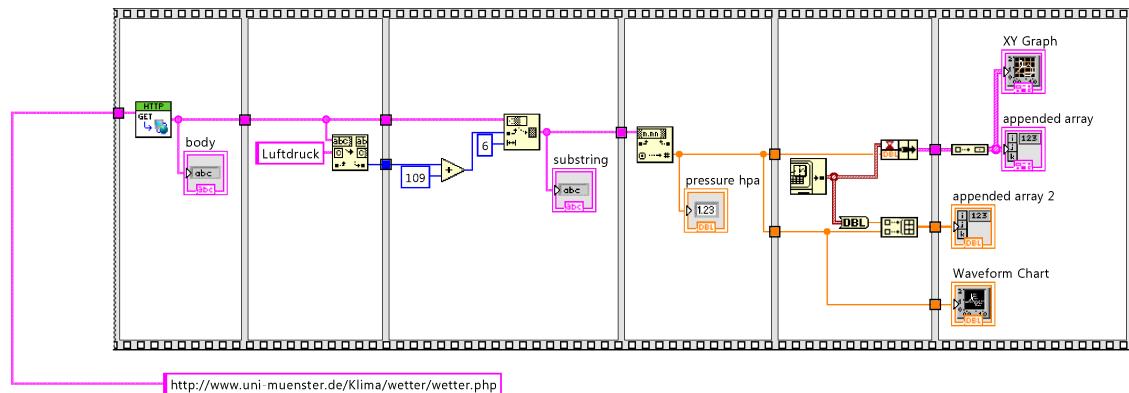


Abbildung B.2.: Labview-Code des Druckschreibers.

B.3. Hochspannungs-Steuerung

Die Hochspannungsversorgung des GOOFIE wird durch zwei Hochspannungsnetzteile der Firma FuG, Modelle HCE-7 20000 positive und 35000 negative [FUG], übernommen. Diese besitzen analoge Potentiometer, die mit Hilfe eines Schraubendrehers in einem Bereich zwischen 0 V und 10 V eingestellt werden können. Der Bereich repräsentiert die gesamte Hochspannung (HV) des jeweiligen Netzteils, d.h. 10 V entsprechen der maximalen Spannung, die es erzeugen kann. Außerdem ist an jedem HV-Netzteil eine Schnittstelle angebracht über die es ferngesteuert werden kann. Diese erwartet ebenfalls ein analoges Eingangssignal zwischen 0 V und 10 V. Das Einstellen des maximal erlaubten Stroms ist ebenfalls über ein Potentiometer oder die Schnittstelle möglich.

Für eine rechnergestützte Einstellung der Hochspannung oder des Stroms wurden in der elektrotechnischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik Münster zwei FPGA-Chips programmiert, die die Spannung bzw. den Strom als bit-Wert erwarten und daraufhin in ein analoges Signal überführen. Die Programmierung beinhaltet, dass der Spannungswert bzw. der Strom mit 12bit geschrieben – d.h. der Zahlenwert 4000 entspricht 10 V – und mit 10bit gelesen werden kann. Die Ansteuerung der FPGA-Chips geschieht per USB-Port mittels eines Labview-Programms, siehe Abbildungen B.3, B.4, B.5, B.6. Das Programm ermöglicht das Einstellen der Hochspannung – Spannungsänderungen werden über eine 10-stufigen Rampe hochgefahren – und des zulässigen Stroms. Zudem werden die im Netzteil anliegenden Werte einmal in der Sekunde ausgelesen und graphisch dargestellt.

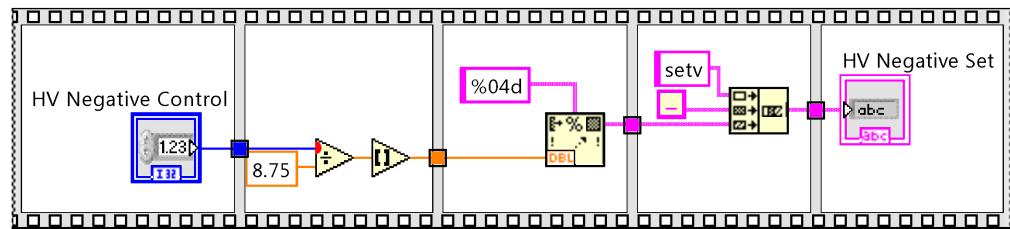


Abbildung B.3.: Setzen der Spannung am Hochspannungsnetzteil.

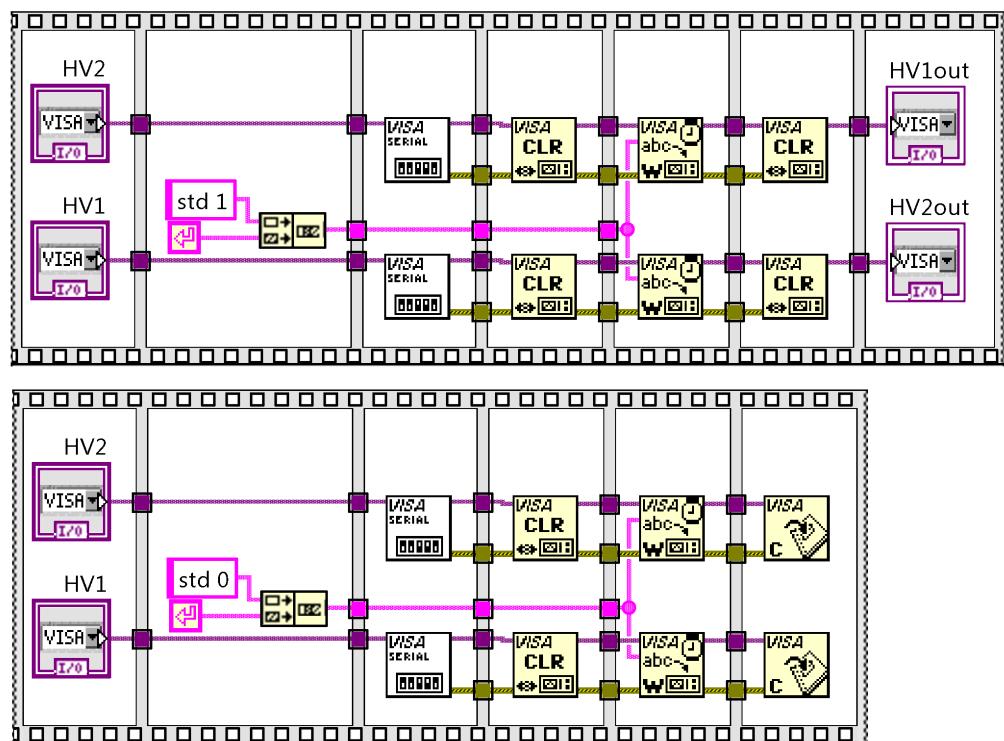


Abbildung B.4.: Initialisieren und Aussetzen der Hochspannung. Oben: Programm zum Initialisieren der Spannungsverorgung; Unten: Netzteil in StandBy versetzen.

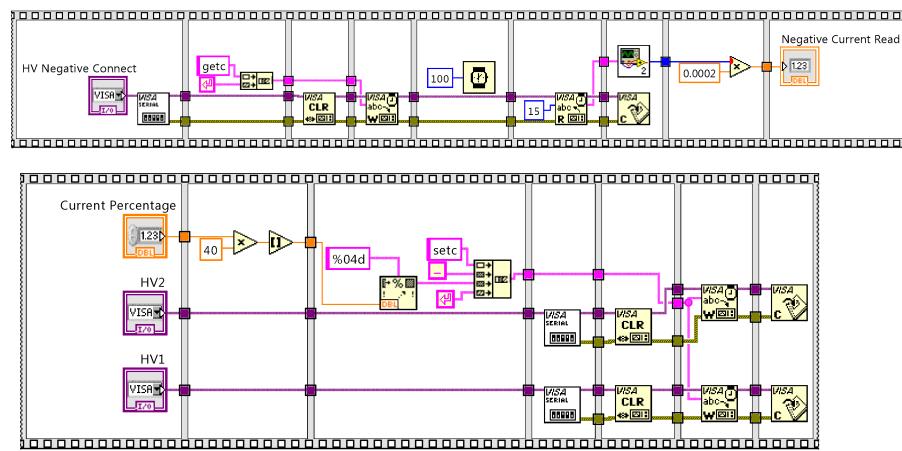


Abbildung B.5.: Lesen und Schreiben des Stroms an den Netzteilen.

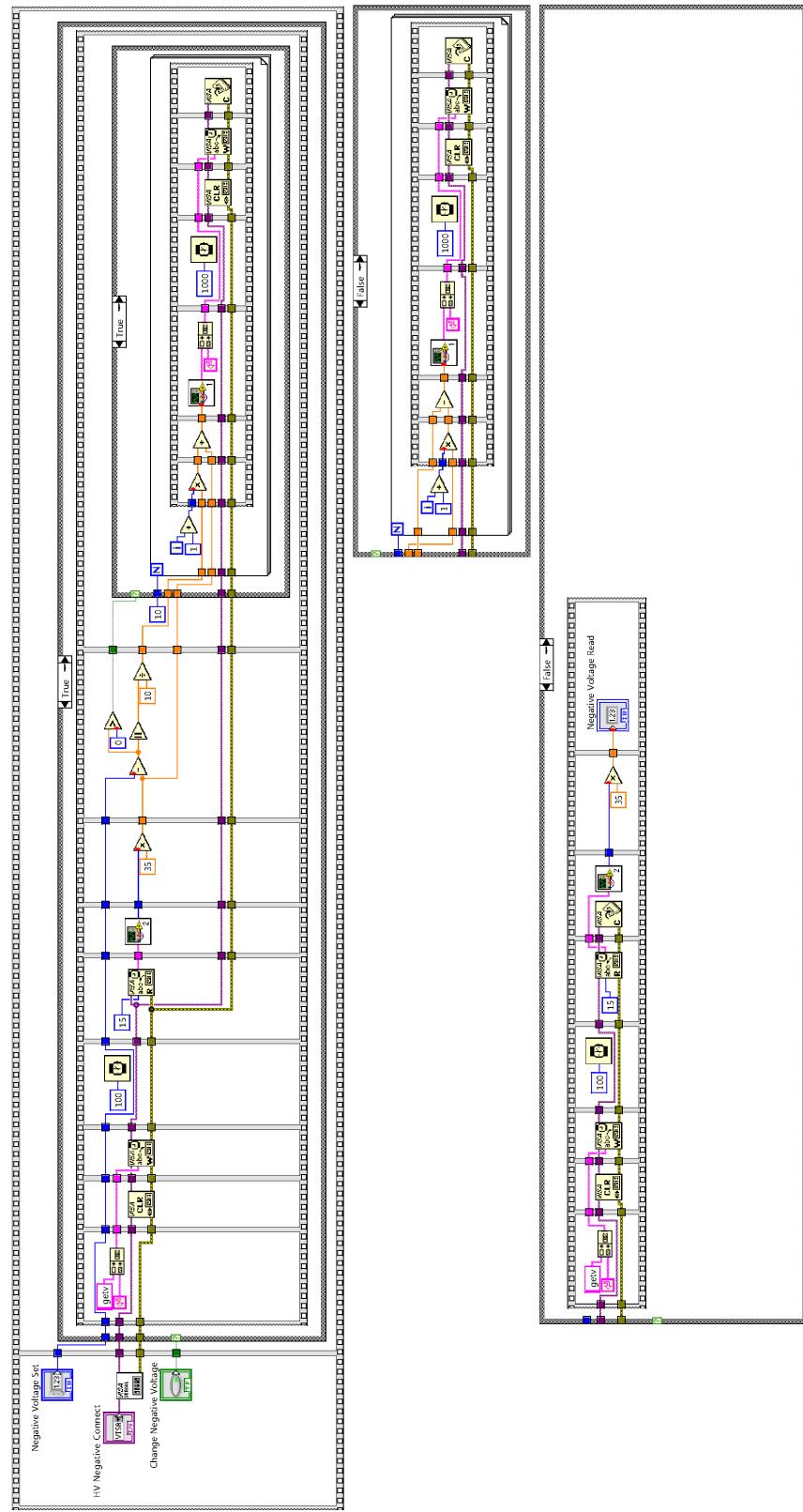


Abbildung B.6.: Aulesen der Hochspannung.

B.4. Monitor-Programm

Das Monitor-Programm fasst die vorangegangenen Programme zusammen und stellt die Werte übersichtlich auf einem Bildschirm dar. Außerdem können alle Einstellungen, Spannungsänderungen etc. aus diesem Programm getätigt werden. Zudem sendet es alle eingehenden Daten an einen DIM-Server zur Speicherung. Wahlweise kann auch eine direkte Speicherung in einer .txt-Datei stattfinden. Zur Messung von Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung sind ebenfalls zwei Graphen angelegt. Diese sind derzeit inaktiv und werden nicht angezeigt, da es im Zuge dieser Arbeit nicht möglich war einen stabilen Betriebszustand des GOOFIE herzustellen. In der Abbildung B.7 ist die graphische Oberfläche dargestellt.

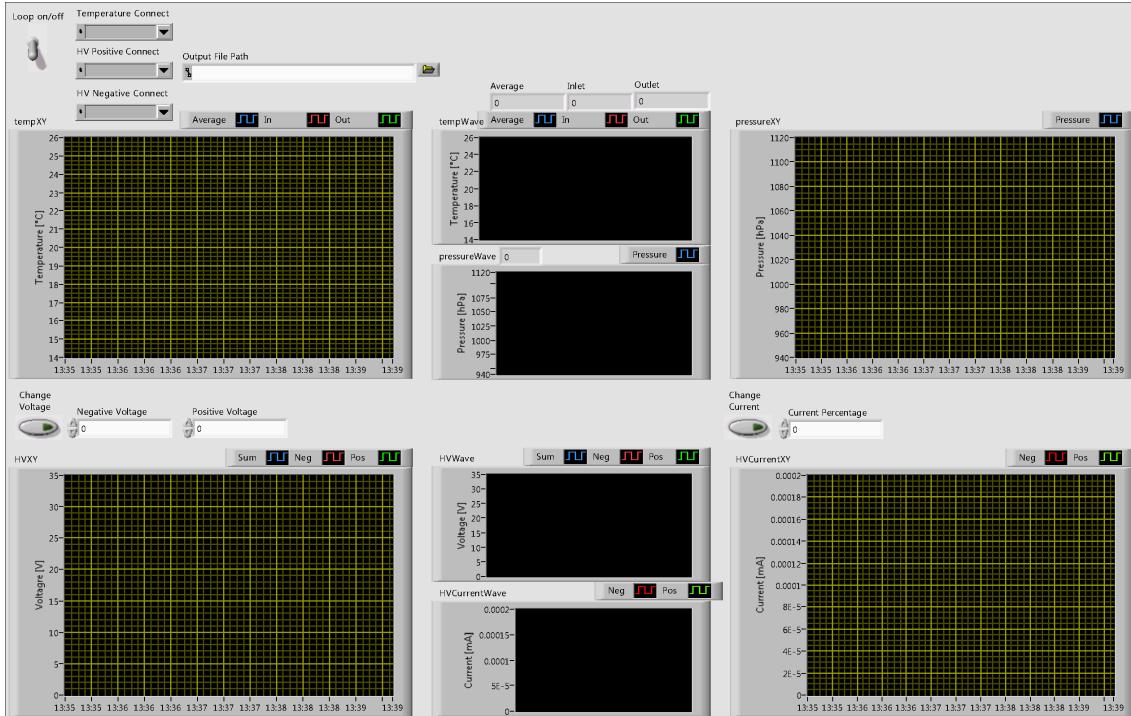


Abbildung B.7.: Frontpanel des Überwachungsmonitors.

B.5. Bestimmung der Gasverstärkung

Zur Beschleunigung der Messung der Gasverstärkung ist ein optimiertes Labview-Programm geschrieben worden, das die Grundidee von Paul Popp [PSP11] aufgreift, diese allerdings mit einer Art Divide-And-Conquer-Algorithmus verbindet. Dafür werden zunächst an zwei festgelegten Triggerschwellen die Ereignisse gezählt. Die Schwellen sind wo weit voneinander entfernt, dass eine davon im Plateau des angenommenen integrierten Amplitudenspektrums liegt und die andere im Bereich sehr weniger Zählereignisse. Der Mittelpunkt zwischen den Schwellen wird errechnet und dort eine weitere Zählung vorgenommen. Hier können drei verschiedene Fälle eintreten: die Zählereingisse liegen in einem 5 %-Bereich um die Werte des Plateaus (1), in einem 5 %-Bereich bei den wenigen Ereignissen (2) oder dazwischen (3) (Abbildung

B.8). Im ersten Fall wird die Triggerschwelle im Plateau auf jene im 5 %-Bereich verschoben und wiederum die Mitte bestimmt, sowie eine Zählung der Ereignisse an der neu bestimmten Mitte durchgeführt. Bei den wenigen Ereignissen wird genau entgegengesetzt verfahren. Tritt der zweite Fall ein, findet eine rekursive Untersuchung der Bereiche zwischen (1) und (2) sowie (3) und (2) statt. Dieser Vorgang dann wird wiederholt, mit der Einschränkung, dass immer nur jenes Intervall gewählt wird, in dem die Knicke des integrierten Spektrums erwartet werden. Liegen die jeweils neuen Punkte links und rechts des jeweiligen Knicks in einem vorher festgelegten Abstand terminiert die Iteration. Im Mittelpunkt der beiden gefundenen Triggerschwellen für die Knicke liegt der Umkehrpunkt. Die Gasverstärkung auf diese Weise zu bestimmen benötigt weniger Schritte und Zählungen der Ereignisse, wodurch die Suche beschleunigt wird.

In den Abbildung B.9 und B.10 ist der Quellcode des Gasverstärkungs-Such-Programms dargestellt.

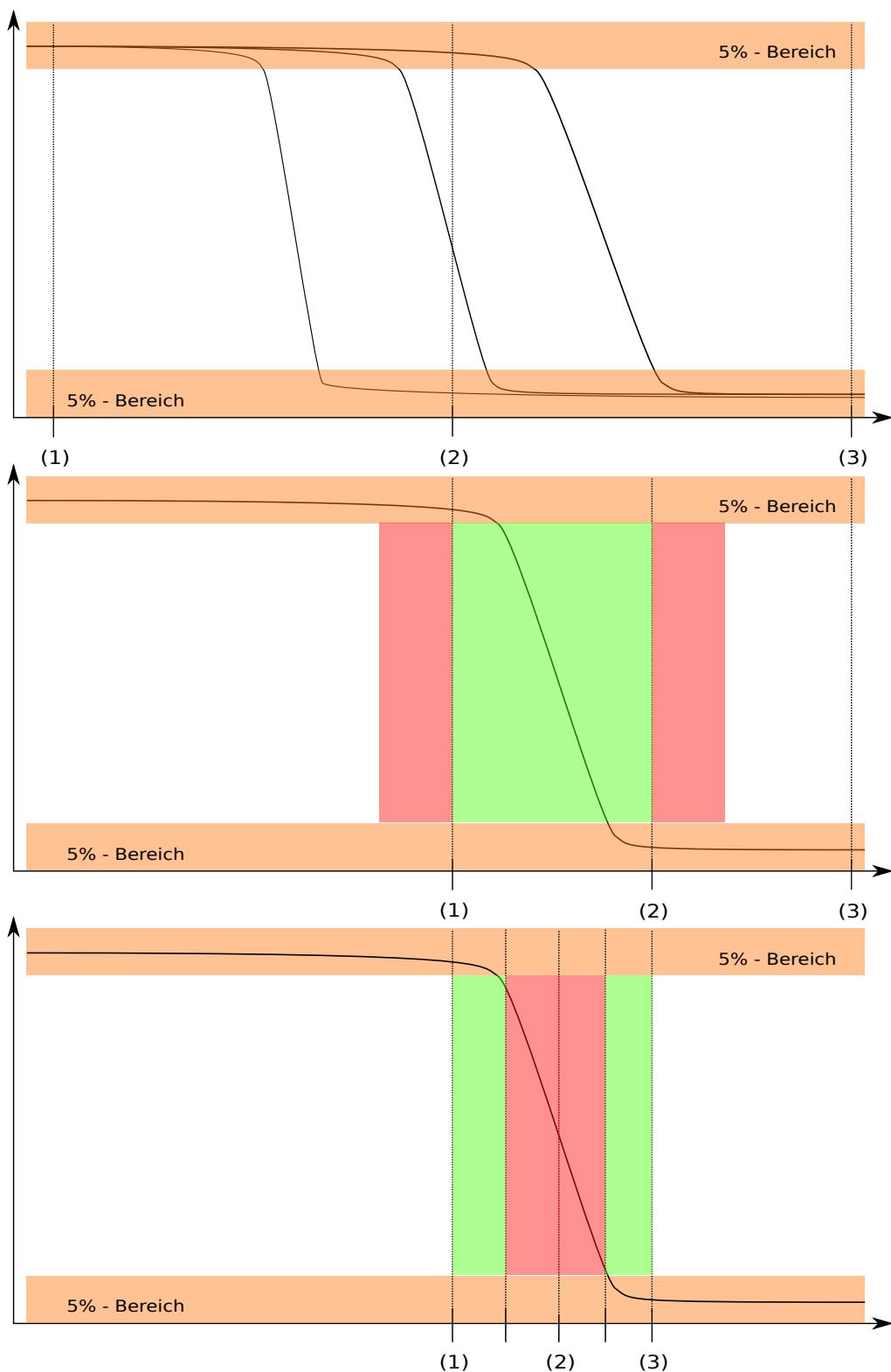


Abbildung B.8.: Ablauf des Divide-And-Conquer-Algorithmus zur Suche des Gasverstärkung.

B.5 Bestimmung der Gasverstärkung

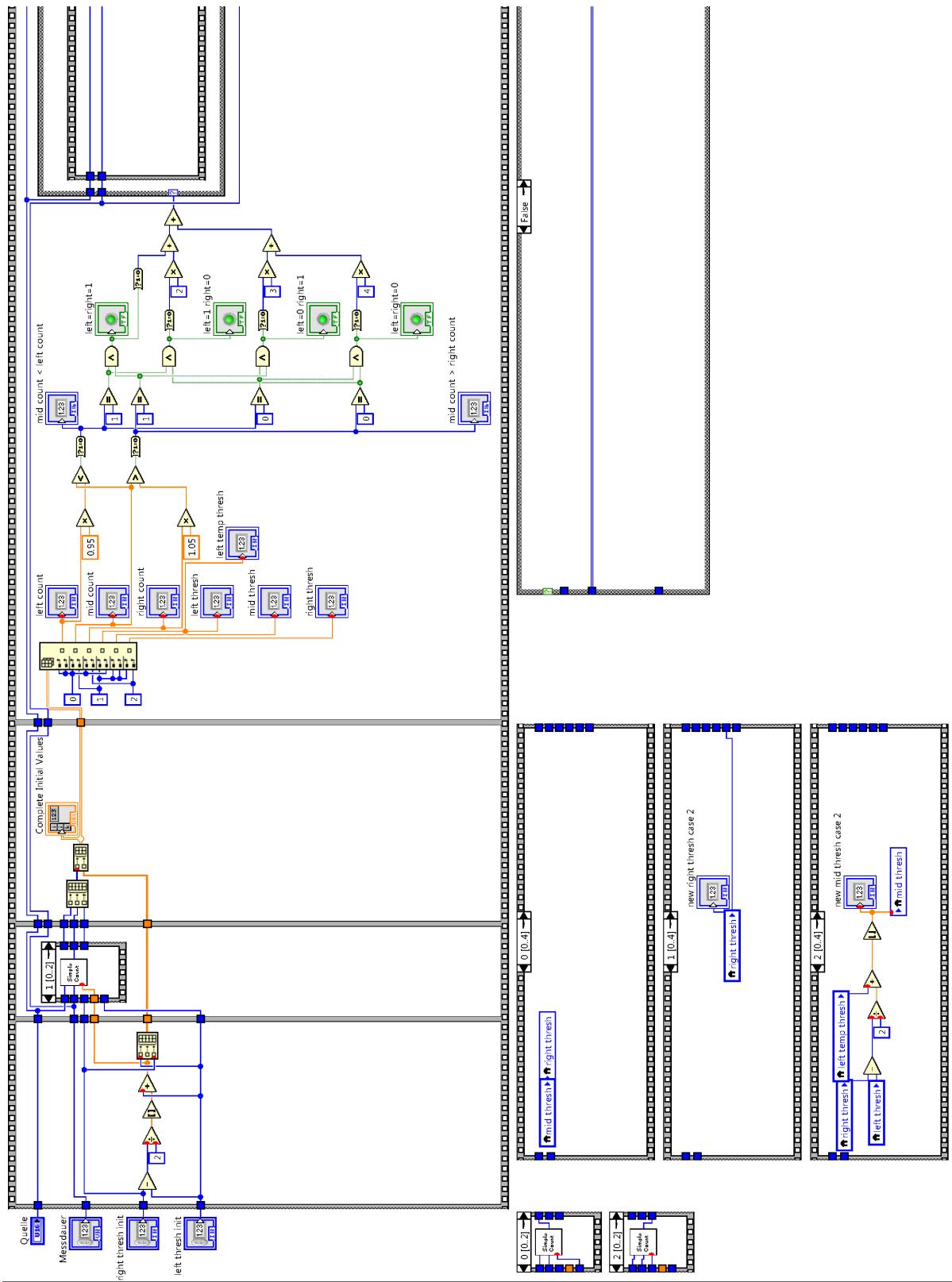


Abbildung B.9.: LabView-Code des optimierten Gasverstärkungs-Such-Programms.

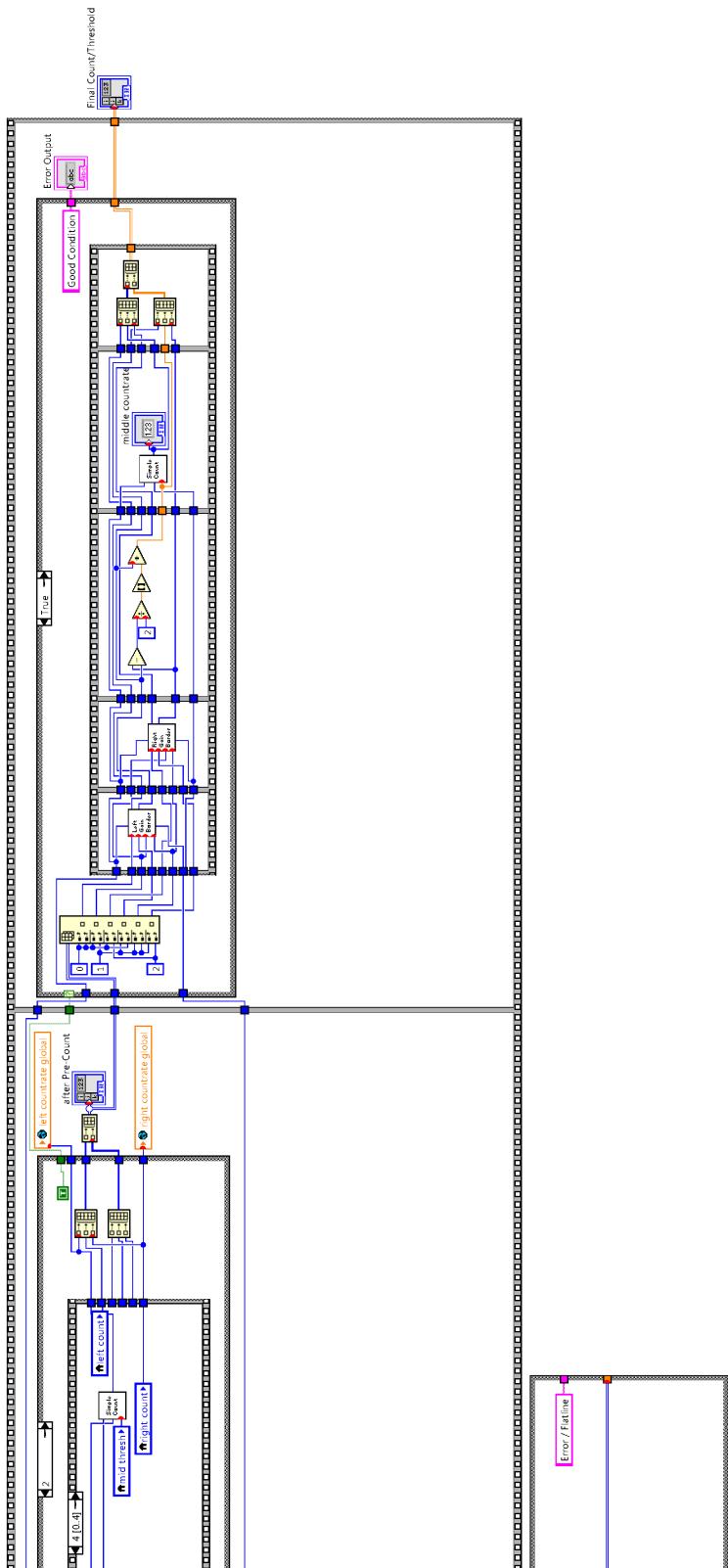


Abbildung B.10.: Fortsetzung des Such-Programms.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Impulsabhängigkeit der starken Wechselwirkung.	6
2.2. Temperaturabhängigkeit der reduzierten Energiedichte.	7
2.3. Das abhängige QGP.	8
2.4. Beschleunigerkomplex am CERN.	9
3.1. LHC und Experimente	12
3.2. Schematisches Modell ALICE-Experimetns.	14
3.3. Durchschnitt durch den ALICE-Aufbau.	15
4.1. Wirkungsquerschnitt von Photonen in Abhängigkeit der Energie und Ladungszahl.	21
4.2. Energieverlust eines Myons in Kupfer.	23
4.3. Teilchenidentifikation durch dE/dx	23
5.1. Gas-Ionisation.	30
5.2. Schema einer Ionisationkammer.	31
5.3. Gasverstärkung im elektrischen Feld.	33
5.4. Aufbau einer Vieldraht-Proportional-Kammer	34
5.5. Funktionsprinzip einer Driftkammer.	34
6.1. Gasionisation:	36
6.2. Teilchenunterscheidung	37
6.3. Spaceframe und Supermodul.	38
6.4. ReadOut-Boards mit MCMs und DCS-Board.	39
6.5. ReadOut-Kammer im Detail.	39
6.6. Vieldraht-Proportionalitäts-Bereich.	40
6.7. Querschnittsfoto der Trägerstruktur.	41
7.1. Messprinzip des GOOFIE	45
7.2. Bemaßung eines Startzählers.	46

7.3. Modell der Startdetektoren.	46
7.4. Innerer Aufbau des GOOFIE.	47
7.5. Ausschnitt aus dem Programm zu Bestimmung der Gasverstärkung.	49
8.1. Flussdiagramm der Simulation.	53
8.2. Modelle der münsteraner GOOFIE-Geometrie.	55
8.3. Stoppzähler des TRD-GOOFIE.	55
8.4. Simulation der Gasverstärkung zu verschiedenen GOOFIE Geometrien.	56
8.5. Datenpunkte aus minimaler Gasgemisch-Variation.	58
8.6. Histogramm über die Verteilung der simulierten Gasverstärkungen.	59
8.7. Verteilung der Gasverstärkung bei Variation der äußeren Parameter.	60
8.8. Auswirkung der Temperaturänderung auf die Gasverstärkung.	63
8.9. Druckabhängigkeit der Xenon-Kohlenstoffdioxid-Mischung.	64
8.10. Änderung der Gasverstärkung bei unterschiedlichen Xe-CO ₂ -Verhältnissen.	67
8.11. Kontamination der Gasmischung durch Stickstoff.	68
8.12. Gasverstärkung bei drei Gasbestandteilen.	69
8.13. Einmischung von Wasser bei gleichzeitiger Entfernung von Xenon und CO ₂	69
8.14. Wasser im Detektor-Gasgemisch.	70
8.15. Erhöhung des Sauerstoffgehalts im Gemisch.	71
8.16. Gegenüberstellung von GOOFIE- und TRD-Gasverstärkung.	75
8.17. Verknüpfung der beiden Geometrien.	76
8.18. Änderung der Gasverstärkungen im Vergleich.	77
B.1. Quellcode der Temperatursensor-Auslese.	B2
B.2. Labview-Code des Druckschreibers.	B3
B.3. Setzen der Spannung am Hochspannungsnetzteil.	B4
B.4. Initialisieren und Aussetzen der Hochspannung.	B4
B.5. Lesen und Schreiben des Stroms an den Netzteilen.	B5
B.6. Aulesen der Hochspannung.	B6
B.7. Frontpanel des Überwachungsmonitors.	B7
B.8. Ablauf des Divide-And-Conquer-Algorithmus zur Suche des Gasverstärkung.	B9
B.9. LabView-Code des optimierten Gasverstärkungs-Such-Programms.	B10
B.10. Fortsetzung des Such-Programms.	B11

Tabellenverzeichnis

2.1. Die drei Generationen der Quarks	3
2.2. Leptonen, aufgeteilt in drei Familien	4
2.3. Eichbosonen, die Wechselwirkungsteilchen des Standardmodells	5
8.1. Parameter, gewonnen aus exponentiellem Fit der Druckvariation	61
8.2. Abhangigkeit des Faktors R vom variierten Parameter	74

Literaturverzeichnis

- [ALI01] The ALICE Collaboration et al, *ALICE transition-radiation detector: Technical Design Report*, [CERN-LHCC-2001-021](#)
- [ALI08] The ALICE Collaboration et al, *The ALICE experiment at CERN LHC*,
[doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002](#)
- [ALICE] ALICE Kollaboration, Webseite, [Öffentliche Bilder](#)
- [And07] A. Andronic, *The ALICE Transition Radiation Detector, An overview for students*, 2007
- [Ant06] D. Antonczyk, *Detailed Analysis of Two Particle Correlations in Central Pb-Au Collisions at 158 GeV per Nucleon*, Dissertation, TU Darmstadt, Fachbereich Physik, 2006
- [ARD] Arduino, *Open-Source Electronics Prototyping Platform*, [Produktseite](#)
- [ATL08] The ATLAS Collaboration et at, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003](#)
- [Ber09] C. Bergmann, *Development and Test of a Transition Radiation Detector Prototype for CBM at FAIR*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009
- [Bet09] S. Bethke, *The 2009 World Average α_S* , [arXiv:0908.1135v2](#)
- [BWW07] K. Bethge, G. Walter, B. Wiedemann, *Kernphysik - Eine Einführung*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007
- [Boc98] R.K. Bock, W. Krischer, *The Data Analysis BriefBook*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998
- [Bra01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, J. Stachel *Hadron production in Au-Au collisions at RHIC*, [arXiv:hep-ph/0105229v2](#)

- [BMW09] P. Braun-Munzinger, J. Wambach, *Colloquium: Phase diagram of strongly interacting matter*, Rev. Mod. Phys. 81, 1031–1050 (2009), [10.1103/RevModPhys.81.1031](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1031)
- [CMS08] The CMS Collaboration et al, *The CMS experiment at the CERN LHC*,
[doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004)
- [CCo12] CERN Courier, *Particle identification in ALICE boosts QGP studies*, [Artikel](#), 2012
- [Cua11] C. G. Cuadrado, Persönliche Mitteliungen, 2011/12
- [DAN] Danfoss, *MBT 153, Kabel-Temperaturfühler*, [Produktseite](#)
- [Ems10] D. Emschermann, *Construction and Performance of the ALICE Transition Radiation*, Doktorarbeit, Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010
- [FUG] FuG, *HCE-Serie*, [Produktseite](#)
- [GAR] R. Veenhof, *Garfield - simulation of gaseous detectors*, [Garfield](#)
- [Gru96] C. Grupen, *Particle Detectors*, Cambridge University Press, 1996
- [Her12] J. F. C. Hernandez, *Charged particle multiplicity studies in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of 10 TeV with the ALICE detector*, Dissertation, TU Darmstadt, 2012
- [ISEG] iseg, *NHQ-Serie*, [Produktseite](#)
- [Kar01] F. Karsch et al., *Lattice QCD at High Temperature and Density*,
[arXiv:hep-lat/0106019v2](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0106019v2)
- [KB04] C. Klein-Bösing, *Production of Neutral Pions and Direct Photon in Ultra-Relativistic Au + Au Collisions*, Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2004
- [Kle05] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, 2005
- [Lef09] C. Lefevre, CERN-Brochure-2009-003-Eng, [LHC: the guide \(English Version\)](#)
- [LHCb] The LHCb Kollaboration, [Webpräsenz des LHCb-Experiments](#)
- [LHCf08] The LHCf Collaboration et al, *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*,
[doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08006)
- [MAG1] R. Veenhof, *Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*, [Magboltz](#)
- [MAG2] S. Biagi, *Magboltz 2*, [Magboltz 2](#)
- [Car98] J.-L. Caron, *Overall view of LHC experiments*, [LHC-PHO-1998-349](#)
- [MRRS95] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, Verlag Harri Deutsch, 1995
- [PDG12] The Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D86, 010001 (2012),
[10.1103/PhysRevD.86.010001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001)
- [PSP11] P.S. Popp, *Steuerung und Analyse eines Gassystems für den ALICE-TRD*, Bachelorarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011

- [Pop11] F. Poppenborg, *A Drift Velocity Monitor for the ALICE TRD*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011
- [PR09] B. Povh, K. Rith, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009
- [Sau77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, [CERN-77-09](#)
- [TOT08] The TOTEM Collaboration et al, *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08007)
- [Vee09] R. Veenhof, *Numerical methods in the simulation of gas-based detectors*, [doi:10.1088/1748-0221/4/12/P12017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/4/12/P12017)
- [Ver] W. Verhoeven, Technische Zeichnungen
- [WC] Wikimedia Commons, commons.wikimedia.org
- [Weg08] D. Wegerle, *Ein Gasmonitor für den Übergangsstrahlungszähler des ALICE-Experimentes*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 2008
- [Wei07] C. Weinheimer, *Vorlesungsskript zur Vorlesung Kern- und Teilchenphysik II*, Vorlesung, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009
- [Wei01] I. Weimann, *Messung von Drifteigenschaften von Ar- und Xe-halteigen Gasgemischen*, Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001
- [Wen01] S. Wende, *Aufbau eines Systems zur von Drifteigenschaften der Gasmischung für den ALICE TRD*, Staatsexamensarbeit, Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001
- [WIENER] W-IE-Ner, *NemboX - Nuclear Electronics Miniature BOX*, [Produktseite](#)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank geht an Herrn Prof. J. Wessels für die Möglichkeit mit dieser Diplomarbeit einen kleinen Teil zum Großexperiment ALICE beizutragen. Ferner bedanke ich mich für den zweiwöchigen Aufenthalt am CERN, durch den ich einen Einblick in die tolle Arbeit dieses großen internationalen Forschungsinstituts gewinnen konnte. Auch die DPG-Tagung an der ich 2012 teilnehmen durfte war ein schönes und interessantes Erlebnis. Im Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. C. Weinheimer für die Übernahme der Zweitkorrektur bedanken. Großer Dank gilt meinem Betreuer Tom Dietel für die gute Betreuung während der gesamten Arbeit, für viele Anregungen zur Lösung von Schwierigkeiten und der Hilfe bei Problemen jeglicher Art. Auch bei Chilo Garabatos Cuadrado, Yvonne Pachmayer und Nora Pitz möchte ich mich für die Unterstützung bei Fragen zu Software und Hardware am CERN sowie der netten Atmosphäre in den Meetings bedanken. Meinen Bürokollegen möchte ich für die gute Arbeitsatmosphäre, Hilfe bei kleineren Problemen und Zerstreuung mit dem einen oder anderen Lacher danken. Natürlich gilt der Dank für eine gute Arbeitsatmosphäre auch allen Kollegen auf dem Flur, mit denen viel Kaffee getrunken und Unsinn diskutiert wurde. Des Weiteren möchte ich mich sehr bei meinen Kommilitonen und Freunden Jan, Tobias und Lukas bedanken. In den letzten Jahren haben wir viele tolle Sachen unternommen, Blödsinn gemacht und ihr habt mich stets motiviert, auch wenn es mal nicht so gut lief. Ganz besonders bedanke ich mich bei meinen Eltern, Cornelia und Peter sowie meinen Großeltern, Brigitte und Rudolf, die mir das Studium ermöglicht haben. Ihr habt mich in allen Lebenslagen unterstützt und motiviert meinen Weg zu gehen. Ohne euch hätte ich viele Dinge in meinem Leben nicht erreichen und umsetzen können. Vielen vielen Dank an euch.

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und Zitate kenntlich gemacht habe.

Stephan Dyba