

**STUDIEN ZUR GASMISCHUNG
AN MDT-MYON-DETEKTOREN**

Diplomarbeit

vorgelegt der

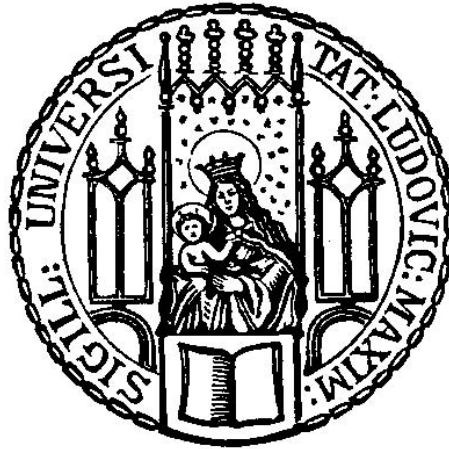
Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

von

Peter Lang

München, den 27. Februar 2008

Studien zur Gasmischung an MDT-Myon-Detektoren



Diplomarbeit

vorgelegt der
Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

von

Peter Lang

München, den 27. Februar 2008

1. Gutachter:
2. Gutachter:

Prof. Dr. Otmar Biebel
PD. Dr. Peter Thirolf

Für meine beste Freundin Sabrina.

*Danke, dass du mir in dieser Zeit zur Seite
standest und meine Launen ertragen hast.*

*Du wirst immer einen ganz besonderen
Platz in meinem Herzen haben.*



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Die Atom-, Kern- und Teilchenphysik im Wandel der Zeit	1
1.2	Der ATLAS-Detektor	2
1.3	Der MDT-Myon-Detektor	5
1.4	Ziel der Arbeit	5
2	Theorie	7
2.1	Qualitative Beschreibung	7
2.1.1	Funktion einer Driftröhre	7
2.1.2	Funktion des Triggersystems des Teststandes	8
2.2	Physikalischer Hintergrund	9
2.2.1	Nachweis geladener Teilchen	9
2.2.2	Clusterbildung in Driftgasen	11
2.2.3	Elektronenbewegung in Driftgasen	11
2.2.4	Die Gasverstärkung	13
2.3	Anforderungen an das Gasgemisch	15
2.3.1	Problem und Lösungsansätze	15
2.3.2	Forderungen an das Driftgas	16
2.4	Wirkungsquerschnitte der verwendeten Gase	20
2.4.1	Anmerkung	20
2.4.2	Argon	21
2.4.3	Verwendete Molekül-gase	23
2.5	Begriffsklärung Konvex-Konkav	25
3	Der Teststand	27
3.1	Das Gasmischsystem	27
3.2	Die Driftkammer	28
3.3	Das Überdruckregelsystem	28
3.4	Das Triggersystem	31
3.5	Auswertung der Signale	32
3.6	Der große Messstand	33

4	Das Programmpaket GARFIELD	35
4.1	Die einzelnen Programmteile	35
4.1.1	HEED	35
4.1.2	MAGBOLTZ	35
4.1.3	GARFIELD	36
4.2	Programmbeispiele	36
4.2.1	Erstellung einer r-t-Relation	37
4.2.2	Erstellung eines Driftspektrums	39
5	Vorstudien mit GARFIELD	43
5.1	Vorbemerkung	43
5.2	Test des Simulationspakets GARFIELD	43
5.3	Bereits simulierte Driftgase mit Ethan-Anteil	45
5.4	Driftgase mit Tetrafluormethan	45
5.5	Optimierung der Driftgase	47
5.6	Gasmischungen mit Neon	49
5.7	Zusammenfassung	51
6	Effizienz und Driftzeitmessungen am Teststand	53
6.1	Vorbemerkung	53
6.2	Das Standardgemisch Ar-CO ₂ (93-7)	55
6.3	Die linearsten und schnellsten Driftgase	57
6.4	Effizienzmessungen mit Tetrafluormethan und Stickstoff	60
6.4.1	Kontamination des Standardgemisches	60
6.4.2	Ersetzen des Kohlenstoffdioxids mit Tetrafluormethan	61
6.4.3	Variation von Stickstoff	63
6.4.4	Ergebnisse	65
6.5	Das Driftgas Ar-CO ₂ -N ₂ (95-3-2)	65
6.6	Variation des Kohlenstoffdioxid- und des Stickstoffgehalts	66
6.7	Verkürzen der Driftzeit durch 1% Tetrafluormethan	67
6.8	Driftzeitmessungen am Messstand	70
7	Zusammenfassung und Ausblick	73
A	Gas-Konversionsliste für Massendurchflussregler	75
B	Weitere untersuchte Gasmischungen	79
C	Wirkungsquerschnitte verschiedener Gase	93
	Literaturverzeichnis	119

Kapitel 1

Einleitung

„Nur scheinbar hat ein Ding eine Farbe, nur scheinbar ist es süß oder bitter; in Wirklichkeit gibt es nur Atome und den leeren Raum.“

Demokrit (5. Jh. v. Chr.)

Seit der Antike beschäftigen sich die Menschen mit der Frage, wie unsere Welt aufgebaut ist und welche Kräfte ihr zugrunde liegen. So wurden im Laufe der Zeit viele Modelle erstellt und wieder verworfen, um mit immer präziseren Messungen neuen Modellen den Weg frei zu machen.

1.1 Die Atom-, Kern- und Teilchenphysik im Wandel der Zeit

Quellen: [1], [2], [3]

Bereits 400 vor Christus stellten der griechische Philosoph Leukipp (450-370 v. Chr.) und sein Schüler Demokrit (460-371 v. Chr.) die These auf, die Welt sei aus unteilbaren Grundbausteinen, den Atomen, aufgebaut, welche sich frei im luftleeren Raum bewegen können, und bereits die Eigenschaften inne tragen, durch welche sich die jeweilige Materie auszeichnet.

Jedoch war diese Behauptung für über zwei Jahrtausende höchst umstritten, und wurde erst Anfang des 19. Jahrhunderts durch die englischen Chemiker Joseph Louis Proust (1755-1826) und John Dalton (1766-1844) bestätigt, indem sie erkannten, dass sich die chemischen Elemente nur in bestimmten ganzzahligen Verhältnissen miteinander zu Molekülen verbinden lassen. Der Begriff des kleinsten, unteilbaren Teilchens, dem Atom, wurde somit wieder aufgegriffen.

Knapp ein Jahrhundert später, im Jahre 1897 entdeckte der Physiker Joseph John Thomson (1856-1940), dass die Strahlen in Vakuumröhren aus kleinen Teilchen bestehen, welche aus den Atomen der Glühkathode herausgeschlagen werden. Damit war das Elektron entdeckt. Er folgerte, daß die Atome keineswegs unteilbar sind, sondern gleichmäßig aus positiven und negativen Ladungen aufgebaut sein müssen [4].

Kurz darauf, im Jahre 1911, erkannte der Physiker Ernest Rutherford (1871-1937) durch seinen berühmt gewordenen Streuversuch, bei dem α -Teilchen aus einer Radium-Quelle auf eine dünne Goldfolie geschossen wurden, dass zwar ein Großteil der α -Teilchen die Folie ungehindert passierten, einige wenige allerdings sehr stark abgelenkt oder sogar zurückgeworfen wurden. Er erklärte dies dadurch, daß sich der größte Teil der Atommasse mitsamt der positiven Ladung im Zentrum des Atoms, dem Atomkern, befindet, während die negativen Elektronen um den Kern kreisen [5]. Keine zwei Jahre später wurde dieses Modell von Niels Bohr (1885-1962) korrigiert, indem er nur diskrete Bahnen für die Elektronen zuließ [6].

Aber erst die Quantenmechanik konnte 1928 das noch heute gültige Bild des Atoms erklären, indem die Elektronen nicht mehr als lokalisierte Teilchen beschrieben wurden, welche sich auf diskreten Bahnen bewegen, sondern mit Hilfe der Schrödingergleichung durch Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in einem Orbital um den Atomkern definiert wurden.

Genauso wie sich die Atommodelle im Laufe der Zeit änderten, änderte sich auch die Vorstellung, wie der Atomkern selbst aufgebaut ist. War zur Zeit Rutherfords nur das Proton und das Elektron bekannt, so gab es bereits Hinweise auf ein weiteres Teilchen, das Neutron, welches allerdings erst 1932 durch James Chadwick entdeckt wurde, als er Beryllium mit α -Teilchen bestrahlte und die dabei entstehende „neutrale Strahlung“ mit Wasserstoff und Helium kollidieren ließ [7].

Damit schien das Bild, welches man sich von den Atomen machte, nahezu vollständig erklärt. Jedoch drängte sich die Frage auf, was die Atomkerne, welche ja nur aus positiv geladenen Protonen und ungeladenen Neutronen bestehen, eigentlich zusammenhält bzw. wie die α -, β - oder γ -Strahlung bei deren Zerfall zustande kommt.

Um das Innere der Atomkerne untersuchen zu können, reichte die Energie der Projektilteilchen, welche im Fall von Rutherford aus einer Radium-Quelle stammten, nicht mehr aus, da die Energie dieser Teilchen über die Formel $E = hc/\lambda$ mit der Compton-Wellenlänge und somit mit der erreichbaren Auflösung korreliert ist. Erst durch immer bessere und leistungsfähigere Beschleuniger gelang es den Physikern in den 60er Jahren, ins Innere der Nukleonen vorzustoßen und nicht nur ihre Substruktur zu analysieren, welche mit dem zunächst theoretisch definierten Quark in Verbindung gebracht wurde, sondern auch eine Vielzahl neuer Nukleonen zu erzeugen. Trotz enormer Anstrengungen und immer leistungstärkerer Beschleuniger erweisen sich Quarks und Leptonen bislang in allen Experimenten als elementare Teilchen ohne weitere Substruktur.

1.2 Der ATLAS-Detektor

Quellen: [2], [8], [9]

Eines der Ziele des ATLAS¹-Experimentes ist es, eine Substruktur der Quarks und Leptonen nachzuweisen, denn dadurch könnte die Frage geklärt werden, weshalb es offenbar nicht mehr als drei Generationen von Quarks und Leptonen gibt.

Dies führt zugleich zu dem Standardmodell der Fundamentarteilchen und Wechselwirkungen. Bestätigt durch viele Experimente hat sich mit dem Standardmodell ein vereinheitlichtes Bild ergeben, in welchem alle sechs existierenden Quark- sowie Leptonentypen zusammen mit der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Kraft erklärt werden können. Allerdings lässt dieses Modell immer noch viele Fragen offen.

Die Schwachstelle des Standardmodells jedoch ist, dass die Ursache für den spontanen Symmetriebruch der elektroschwachen Wechselwirkung im Standardmodell, wodurch die Elementarteilchen ihre Masse erhalten und wieso diese um viele Größenordnungen variiert, nicht erklärt werden kann. Das leichteste Quarkteilchen zum Beispiel, das up-Quark hat nur eine Masse zwischen $1,5\text{MeV}/c^2$ und $4\text{MeV}/c^2$ [10], während das Top-Quark mit ca. $170,9\text{GeV}/c^2$ [10] im Bereich des Goldatoms liegt. Als Ursache hierfür wird im minimalen Standardmodell ein weiteres Feld verantwortlich gemacht, das Higgs-Feld, welches den gesamten Raum ausfüllt. Die Existenz dieses Feldes kann, wie bei den anderen Wechselwirkungsfeldern auch, nur durch sein Austauschteilchen, dem Higgs-Boson, nachgewiesen werden, welches bislang jedoch noch nicht entdeckt worden ist. Theoretische Vorhersagen und vorangegangene Messungen haben die Masse des Higgs-Bosons jedoch auf einen Bereich zwischen 114GeV und 186GeV eingeschränkt [11]. ATLAS wird in der Lage sein, diesen Energiebereich vollständig abzudecken.

Für das Higgs-Boson gibt es eine Vielzahl von Zerfallskanälen, von denen viele nur sehr selten vorkommen, beziehungsweise nur schwer vom Untergrund zu unterscheiden sind. Wichtige Zerfallskanäle sind [12]:

1. $H \rightarrow \gamma\gamma$ für $m_H < 150\text{GeV}/c^2$
2. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ für $130\text{GeV}/c^2 < m_H < 2m_Z$, wobei l ein beliebiges geladenes Lepton ist.
3. $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ für $2m_Z < m_H$
4. $H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow l\nu jj, lljj$ für $2m_Z < m_H$

¹A Toroidal LHC Apparatus

Sollte man innerhalb dieser Bereiche das Higgs-Teilchen des minimalen Standardmodells nicht entdecken, so gibt es noch andere Theorien, wie zum Beispiel die Supersymmetrie, welche die Existenz mehrerer Higgs-Teilchen voraussagen. Im Falle der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells werden drei neutrale und zwei geladene Higgs-Bosonen erwartet.

Die Theorie der Supersymmetrie besagt, dass zu jedem Teilchen ein entsprechendes supersymmetrisches Teilchen existiert, welches bis auf den Spin dieselben Eigenschaften wie das Partnerteilchen aufweist und bei dem durch einen Symmetriebruch die Masse unterschiedlich zum Partner ist. Im Rahmen des ATLAS-Experiments soll ebenfalls nach diesen supersymmetrischen Partnern gesucht werden.

Um das breite Spektrum der oben beschriebenen Fragen zu untersuchen, werden hohe Ansprüche an die Hardware des ATLAS-Detektors gestellt. So wurden von der ATLAS-Kollaboration einige Anforderungen an den Detektor gestellt.

Die wichtigsten Kriterien sind [13]:

- Alle Zerfallsprodukte müssen eindeutig identifiziert und ihre Impulse möglichst genau gemessen werden können.
- Die Spuren der Zerfallsprodukte müssen möglichst exakt rekonstruiert werden können.
- Die Vertices der verschiedenen Kollisionen und Zerfällen müssen voneinander unterscheidbar sein.

Gebaut wurde der Proton-Proton-Beschleuniger LHC² im alten Beschleunigerring des LEP³ in Cern (Abbildung 1.1). Der Ring hat einen Umfang von 27km, in welchem die Protonen gegenläufig auf Energien von jeweils ca. 7TeV beschleunigt werden, was einer typischen Schwerpunktsenergie von 14TeV entspricht. Bei Luminositäten zwischen 10^{32} bis $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ werden die Protonen alle 25ns miteinander zur Kollision gebracht. Die dabei entstehenden Kollisionsprodukte werden durch verschiedene Detektoren des ATLAS-Detektors (Abbildung 1.2) identifiziert und ihre Spuren rekonstruiert. Mit einer Länge von 45m und einem Durchmesser von 22m ist der ATLAS-Detektor der bislang größte an einem Beschleuniger gebaute Detektor der Welt.

Der ATLAS-Detektor lässt sich in drei Hauptgruppen unterteilen:

1. Innerer Detektor (Abbildung 1.3)
2. Kalorimeter (Abbildung 1.4)
3. Myon-Spektrometer



Abbildung 1.1: Der LHC-Beschleuniger am Cern [2]

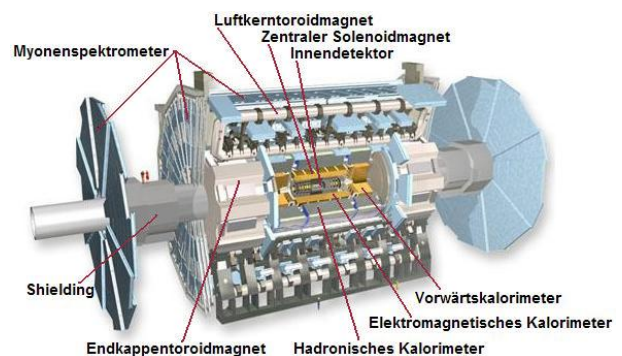


Abbildung 1.2: Der ATLAS-Detektor [2]

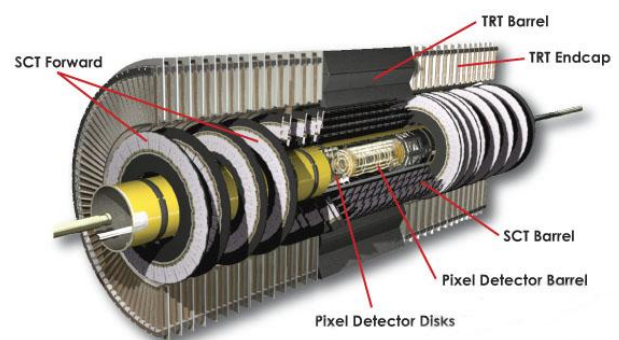


Abbildung 1.3: Der innere Detektor [2]

²Large Hadron Collider

³Large Electron Positron Collider

Die Aufgabe des inneren Detektors (Abbildung 1.3) ist es, neben der Identifizierung von Elektronen die Wechselwirkungspunkte der Ereignisse zu rekonstruieren. Dafür vereinigt der Detektor hochauflösende Pixel-detektoren direkt um den Kollisionpunkt mit Halbleitertrackern. Um die neutralen Teilchen von den geladenen unterscheiden zu können, ist der Innere Detektor von einem Magnetsolenoiden umgeben, in welchem nur die geladenen Teilchen eine Ablenkung erfahren und so bei bekanntem Magnetfeld zusätzlich noch der Impuls gemessen werden kann. Eine weitere Aufgabe des Inneren Detektors ist die Rekonstruktion des Ereignisortes, gerade bei besonders kurzlebigen Hadronen mit schweren Quarks, wie zum Beispiel den B-Hadronen, welche eine Lebensdauer von nur 1.5ps haben. Man kann sich leicht vorstellen, dass gerade unter diesen Umständen aufgrund der hohen Spurdichte nahe der Ereignispunkte und den kurzen Abständen der Kollisionen von nur 25ns diese Rekonstruktion eine enorme Herausforderung an die Elektronik stellt.

Das Tracking System ist seinerseits in zwei Komponenten unterteilt:

Halbleitertracker Mit Hilfe des Halbleiterdetektors, welcher um den Pixeldetektor herum angebracht ist, sollen Präzisionsmessungen des Impulses, der Vertex-Position und anderen Kollisionsparametern in der unmittelbaren Umgebung des Wechselwirkungspunktes möglich sein.

Transition Radiation Tracker Dem Halbleiter-Tracker schließt sich der Transition Radiation Tracker an, welcher, aus mit Xenon-Gas gefüllten Röhrendetektoren bestehend, in der Lage ist, Elektronen und Pionen voneinander zu unterscheiden.

Den inneren Detektor umgeben das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter (Abbildung 1.4). Kalorimeter dienen dazu, die Energie sowohl von geladenen als auch von ungeladenen Teilchen zu messen.

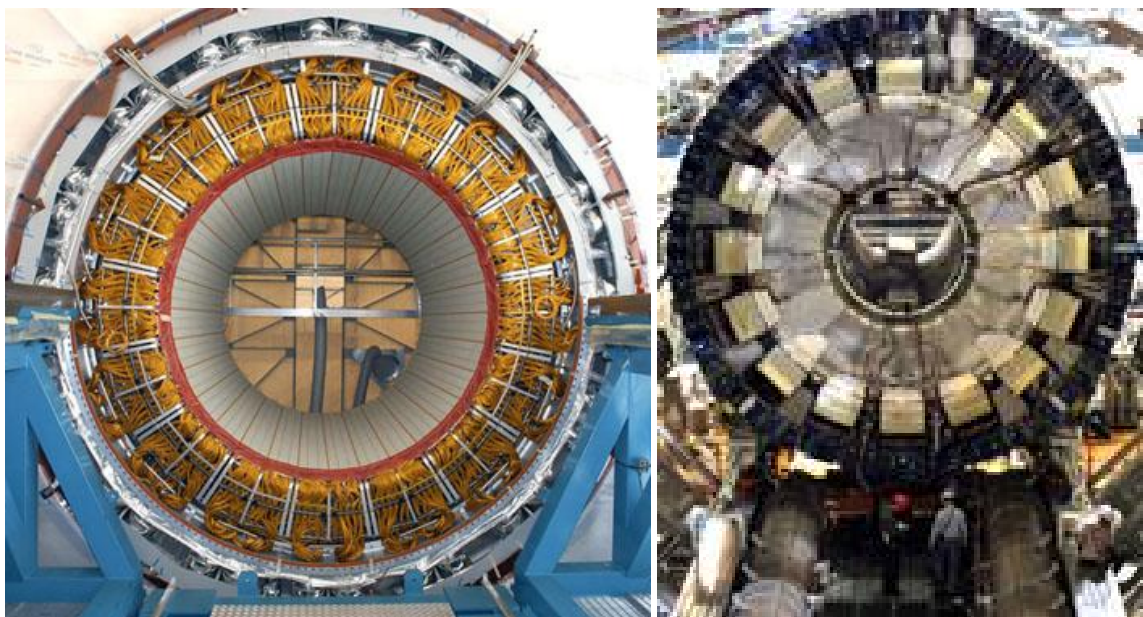


Abbildung 1.4: Der elektromagnetische und Hadronenkalorimeter [2]

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus dünnen Bleischichten mit 1,5mm Dicke, welche durch 4mm dicke Nachweisschichten aus flüssigem Argon getrennt sind. Durchfliegt ein Elektron oder Photon die Bleischicht, wechselwirkt es durch Bremsstrahlung, Paarbildung oder Coulombstreuung mit der Bleischicht. Auf diese Weise wird ein Schauer aus Elektronen, Positronen und Photonen erzeugt, welcher proportional zu der abgegebenen Energie ist. Gelangt der Schauer schließlich in die Nachweisschicht, erzeugen Elektronen und Positronen entlang der Spur Elektronen-Ionen-Paare. Die dabei entstehenden Elektronen driften in dem elektrischen Feld, welches die Nachweisschicht umgibt, zur Anodenseite und hinterlassen dort eine elektrische Ladung, welche gemessen wird.

Nach dem elektromagnetischen Kalorimeter schließt sich das hadronische Kalorimeter an. In diesem Bereich werden die Hadronen, insbesondere Protonen, Neutronen, Pionen und Kaonen nachgewiesen. Der Aufbau

ist dem elektromagnetischen Kalorimeter ähnlich, anstelle der Bleischichten werden Stahl- oder im Endkappenbereich Kupferplatten verwendet, welche durch Plastiksintillatoren oder flüssigem Argon als Nachweisschicht getrennt sind. Die hochenergetischen Hadronen wechselwirken mit den Absorberplatten, und erzeugen so einen Schauer, unter anderem aus Pionen, Protonen und Neutronen. Dieser Schauer erzeugt in der Szintillatorschicht durch Anregung der Szintillatormoleküle schließlich Fluoreszenzlicht, proportional zur eingefallenen Energie.

Die Kalorimeter haben zwei Hauptaufgaben [2]:

Messen der Jetenergien und -richtungen Jets bestehen aus einer Ansammlung dicht beieinander liegender Teilchen. Da Quarks nicht als einzelnes Teilchen beobachtet werden können (Confinement), können nur die Hadronenjets, die bei den Kollisionen entstehen nachgewiesen werden. Die dabei gemessene Energie des Jets gibt zusammen mit seiner Richtung die Energie und Richtung eines Quarks beziehungsweise eines Gluons wieder.

Indirektes Nachweisen von Neutrinos Neutrinos wechselwirken nur sehr schwach mit Materie. Zum Nachweis dieser Teilchen wird die Impuls- und Energieerhaltung herangezogen. Obwohl die Kalorimeter nahezu hermetisch um den Kollisionspunkt gebaut wurden, können einige Zerfallsprodukte durch die Eintrittsöffnungen der Protonenstrahlen entweichen. Deshalb kann zur Bestimmung der Impulse der Produkte nur die transversale Komponente herangezogen werden. Da der transversale Impuls vor der Kollision aufgrund der gleich großen, aber entgegengesetzten Impulse der Protonen Null war, muss der transversale Impuls aller nachweisbaren Kollisionsprodukte ebenfalls gleich Null sein. Trifft dies nicht zu, lässt sich so die Anwesenheit von Neutrinos oder anderen nicht oder schwach wechselwirkenden Teilchen indirekt nachweisen.

Da Hadronen auch im elektromagnetischen Kalorimeter Schauer erzeugen können, benötigt man die Informationen beider Detektoren, um die gesamte Energie der Hadronen bestimmen zu können.

1.3 Der MDT-Myon-Detektor

Quellen: [2], [8], [9]

An den Myon-Detektor des ATLAS-Detektors werden besonders hohe Anforderungen gestellt. Denn gerade die Beobachtung eines Higgs-Bosons bedingt die Überwachung einer großen Bandbreite an Zerfallskanälen, wobei die meisten sehr selten auftreten und von den sehr hohen Untergründen, die bei Proton-Proton-Kollisionen entstehen, schwer zu separieren sind. Deshalb steht die Optimierung der Impulsauflösung und Teilchenidentifikation gerade bei den Myon-Detektoren im Vordergrund, da nur so der Zerfall des Higgs-Bosons in vier Myonen eindeutig nachgewiesen werden kann. Dieser Zerfall wird wegen seiner Eindeutigkeit auch „Gold plated channel“ bezeichnet (Abbildung 1.5).

Myonen sind die einzigen geladenen Teilchen, welche nicht vollständig durch die Kalorimeter absorbiert werden können. Diese durchqueren lange, gasgefüllte Aluminiumrohre und ionisieren das enthaltene Gas. Durch ein spezielles Triggersystem aus RPC-Detektoren kann die Zeitdifferenz des Teilchendurchgangs und die Ankunft des Signals am Anodendraht im Aluminiumrohr bestimmt werden, und somit, bei bekannter Orts-Driftzeit-Beziehung, der Ort des Durchgangs auf 0,1mm Genauigkeit [2] rekonstruiert werden.

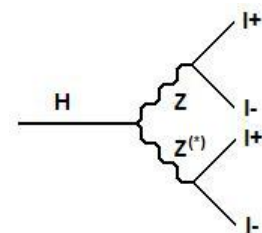


Abbildung 1.5: Der gold plated channel: $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$

1.4 Ziel der Arbeit

Bei den Proton-Proton-Kollisionen treten neben den Kollisionsprodukten auch γ -Strahlung und Neutronen auf, welche aus den Wechselwirkungen der Protonenreste mit Absorbermaterialien in Strahlrohrnähe entstehen und

als Untergrund den gesamten Detektor durchdringen [12]. Wird bei SLHC die Luminosität um einen Faktor 10 erhöht, werden Bereiche der ATLAS-Myon-Detektoren im Endkappenbereich mit dem Standardgas Ar-CO₂ (93-7) deshalb sehr hohe Untergrundraten sehen.

Diese Sensitivität kann durch Veränderung des Driftgases ohne die Notwendigkeit einer Entwicklung neuer Hardwarekomponenten oder neuer Elektronik reduziert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass das Gas, bei ähnlich guter Ortsauflösung, einerseits eine möglichst kurze Driftzeit aufweist und andererseits möglichst insensitive auf Untergrund durch Compton- bzw. Photoeffekt ist, ohne die Gasverstärkung wesentlich zu beeinflussen.

Es wurden verschiedene Gase wie Argon, Kohlendioxid, Stickstoff und Tetrafluormethan auf ihre Verwendbarkeit als Komponenten in einem Driftgas getestet und verschiedene Mischverhältnisse wurden sowohl simuliert als auch experimentell geprüft. Hauptmerkmale dieser Tests waren Linearität, Schnelligkeit und Signaleffizienz der Gasmischungen.

Kapitel 2

Theorie

„Nichts ist praktischer, als eine gute Theorie.“

Todor Karman (1881-1963)

In diesem Kapitel soll zunächst eine qualitative Einführung in die Funktionsweise einer Driftröhre und des am Teststand verwendeten Triggersystems gegeben und im Anschluss näher auf die physikalischen Prozesse wie die Energieabgabe an das Gas und die zur Signalerzeugung notwendige Gasverstärkung eingegangen werden.

2.1 Qualitative Beschreibung

2.1.1 Funktion einer Driftröhre

Quelle: [8], [14], [15], [17]

Eine von uns in den MDT¹-BOS²-Kammern [13] verwendete Driftröhre (Abbildung 2.1) ist im Prinzip ein Zylinderkondensator. Zwischen dem Anodendraht und der Rohrwand wird ein Potential von 3080V angelegt und somit ein elektrisches Feld aufgebaut, durch welches durch Primäriionisation negativ geladene Elektronen zum positiv geladenen Anodendraht driften und die positiv geladenen Ionen entsprechend zur Rohrwand. Die Stärke des elektrischen Feldes lässt sich über die Formel

$$E(r) = \frac{V_{\text{Draht}}}{\ln(r_{\text{Rohr}}/r_{\text{Draht}})} \cdot \frac{1}{r} \quad (2.1)$$

berechnen. Durch den $1/r$ Term ist der Feldverlauf des radial-symmetrischen Aufbaus invers proportional zum Abstand vom Anodendraht und in zwei Bereiche einteilbar, den Driftbereich mit schwachem Feldverlauf und den Verstärkungsbereich nahe des Anodendrahtes, in welchem die Sekundärelektronen entstehen.

Fliegt nun ein geladenes Teilchen durch die Röhre, so gibt es einen Teil seiner Energie durch Ionisation der Gasatome an das Gas ab. Die Bethe-Bloch-Formel (Formel 2.2) beschreibt den Mittelwert dieses Energieverlusts. Entlang der Flugstrecke werden die Gasatome ionisiert. In Drahtnähe, wenn die Feldstärke groß wird, werden die erzeugten Elektronen innerhalb der mittleren freien Weglängen genug beschleunigt, um weitere Atome ionisieren zu können. Dieser Lawinenprozess setzt sich im Verstärkungsbereich bis zum Draht fort, an welchem die freien Elektronenladungen gesammelt werden. Registriert man diesen Zeitpunkt, kann man aus

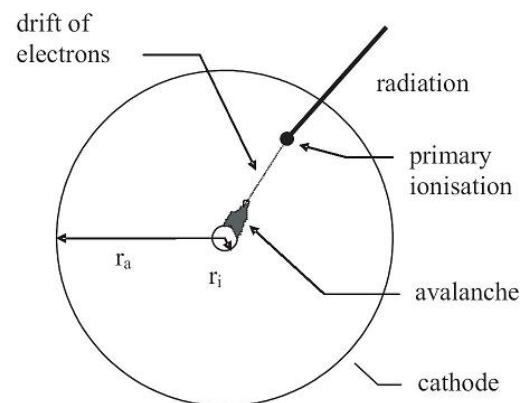


Abbildung 2.1: Schematische Arbeitsweise einer Driftröhre [14]

¹MonitoredDriftTube

²BarrelOuterSmall

der zeitlichen Differenz des Anodendrahtsignals und des Teilchendurchgangs die Driftzeit ermitteln. Ist zusätzlich die Orts-Driftzeit-Beziehung des verwendeten Gasgemisches bekannt, kann man daraus den Abstand der Myonspur vom Zählrohr (Driftradius) ermitteln. Will man zusätzlich die Spur des geladenen Teilchens rekonstruieren, muss mit Hilfe mehrerer Driftröhren und einem Fit an mindestens 3 Driftradien die Spur rekonstruiert werden.

2.1.2 Funktion des Triggersystems des Teststandes

Quellen: [18], [19], [20]

Um den Zeitpunkt zu bestimmen, bei dem die kosmischen Myonen den Teststand durchqueren, wurde mit Hilfe von mehreren Plastikszintillatoren ein Triggersystem aufgebaut.

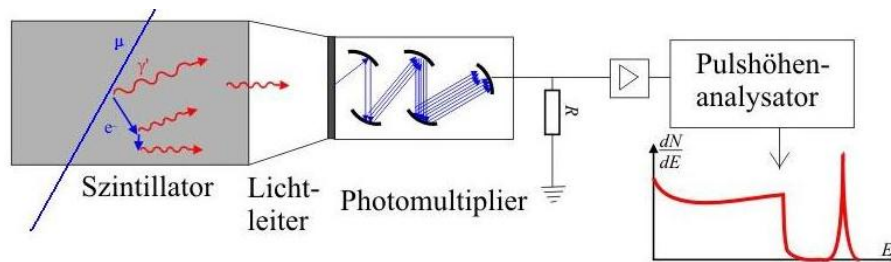


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Szintillator-Photomultiplier-Panels [21]

Teilchen, die den Szintillator durchfliegen, treten mit dessen Atomen in Wechselwirkung, und geben einen Teil ihrer Energie über Ionisation oder atomare Anregung an den Szintillator ab (Abbildung 2.2). Hierbei wird Fluoreszenzlicht erzeugt. Damit die Photonen nicht sofort wieder reabsorbiert werden, werden dem Szintillator sogenannte Wellenlängenschieber, meist organische Farbstoffe, beigemischt, welche die Photonen absorbieren, und mit einer größeren Wellenlänge wieder emittieren. Dies dauert in der Regel weniger als eine Nanosekunde. Da diese Photonen nun in der Wellenlänge verschoben sind, können diese vom Szintillator nicht mehr reabsorbiert werden, und fliegen durch den Szintillator. Photonen, welche nicht direkt in den Photomultiplier gelangen, werden durch Totalreflektion an den Grenzflächen des Szintillators reflektiert, bis auch diese in den Verstärker treten.

Mit Hilfe von Photomultipliern (Abbildung 2.3) wird die Energie von Photonen auf Elektronen übertragen und verstärkt. Der dabei dominierende Effekt ist der photoelektrische Effekt, durch welchen Photonen ihre gesamte Energie auf Atomelektronen einer Bialkalielktrode übertragen, und diese so aus der Oberfläche herauschlagen. Dieser Effekt tritt dann auf, wenn die übertragene Energie mindestens der zur Ionisation des Atoms benötigten Energie entspricht. Die restliche Energie wird dem Elektron als kinetische Energie mitgegeben.

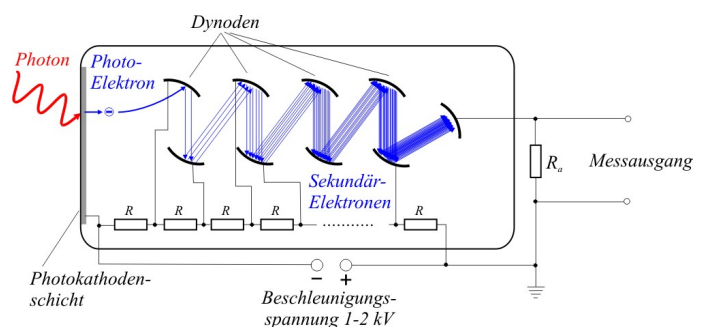


Abbildung 2.3: Der schematische Aufbau eines Photomultipliers [19]

Die Verstärkerstufe des Photomultipliers besteht aus mehreren Kondensatorplatten (Dynoden), deren Potential durch eine Kaskadenschaltung schrittweise erhöht wird. Ein auftreffendes Elektron löst mehrere Elektronen aus der Dynode heraus. Die herausgeschlagenen Elektronen werden im elektrischen Feld der folgenden Dynode soweit beschleunigt, dass sie in der Lage sind, weitere Elektronen herauszulösen. In der Regel sind in einem Photomultiplier etwa zehn Kondensatorplatten, mit denen die Zahl der Elektronen um mehrere Zehnerpotenzen erhöht wird. Die Elektronen treffen schließlich auf die letzte Platte, an der die deponierte Ladung gesammelt wird.

Dieses Signal wird an die Auswerteelektronik weitergegeben, welche dann die zeitliche Differenz des Multipliersignals und des Driftröhrens signals bestimmt.

2.2 Physikalischer Hintergrund

2.2.1 Nachweis geladener Teilchen

Quelle: [14], [15], [22]

Durchdringen geladene Teilchen Materie, geben sie Energie an das umgebene Medium ab. Dieser Austausch wird vorwiegend von der elektromagnetischen Wechselwirkung dominiert und der mittlere Energieverlust des geladenen Teilchens durch die Bethe-Bloch-Formel [16] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.2)$$

- T_{max} maximale kinetische Energie
- I effektives Ionisationspotential
- z Projektilladung
- Z Kernladungszahl
- A atomare Masse
- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$
- $\delta(\beta\gamma)$ Dichtekorrektur
- $m_e c^2$ Ruheenergie des Elektrons
- β Projektilgeschwindigkeit ($\beta = v/c$)
- $\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$ Dilatationsfaktor

Die Elektronendichte n_e des Mediums ergibt sich durch

$$n_e = \frac{Z}{A} N_A \rho \quad (2.3)$$

- N_A Avogadrokonstante
- Z Kernladungszahl
- A Atommasse
- ρ Gasdichte

und ist für die Primärionisation (Abschnitt 2.3.2) entscheidend, da sie ein Maß für die pro cm und bar entstehenden Ionenpaare ist.

Das effektive Ionisationspotential I und die Elektronendichte n_e des Mediums sind dabei materialabhängig. Näherungsweise kann man folgende Beziehungen zur Kernladungszahl Z annehmen [15]:

$$I \approx 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV} \quad (2.4)$$

$$\frac{Z}{A} \approx 0.5 \text{ (für leichtere Elemente wie Argon, Neon, Helium)} \quad (2.5)$$

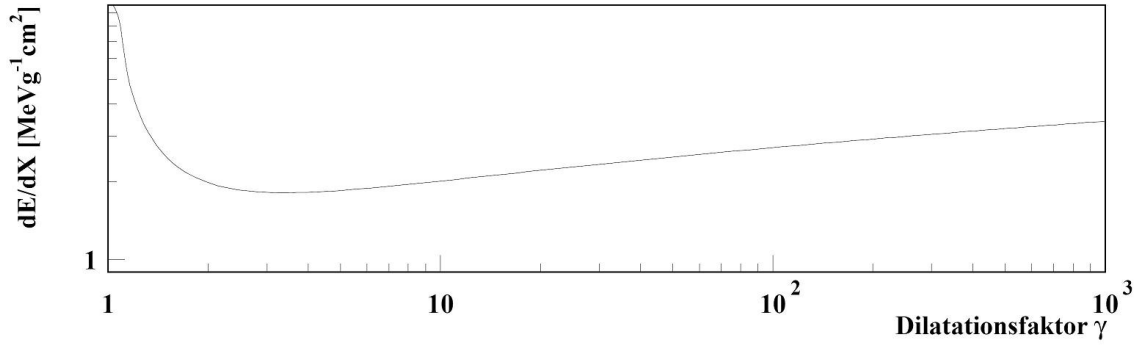


Abbildung 2.4: Dichteunabhängiger Energieverlust geladener Teilchen als Funktion des Dilatationsfaktors γ [15]

Ersetzt man die zurückgelegte Wegstrecke x im Medium durch die Massenbelegung [22]

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}, \text{ dann} \quad (2.6)$$

ist der Energieverlust unabhängig von der Dichte des Mediums, mit einem Minimum bei ca. $2\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ (Abbildung 2.4). Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Szintillatoren verwendet, bei denen die minimal ionisierenden Teilchen (MIP) einen Energieverlust bei $3\text{MeV}\cdot\text{cm}^2$ hatten.

Der Energieverlust dE berechnet sich durch folgende Approximation der Landau-Verteilung (Abbildung 2.5) [15]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-0.5(\lambda - \lambda_w)^2}. \quad (2.7)$$

Die reduzierte Energievariable λ ist dabei die Differenz des Energieverlustes ΔE und dem wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_w durch die Formel

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\zeta} \quad (2.8)$$

$$\zeta = \frac{W}{2} \cdot x \quad (2.9)$$

gegeben, normiert auf den Vorfaktor W :

$$W = 4\pi\alpha^2 \frac{(\hbar c)^2}{m_e c^2} n_e \frac{z^2}{\beta^2} \quad (2.10)$$

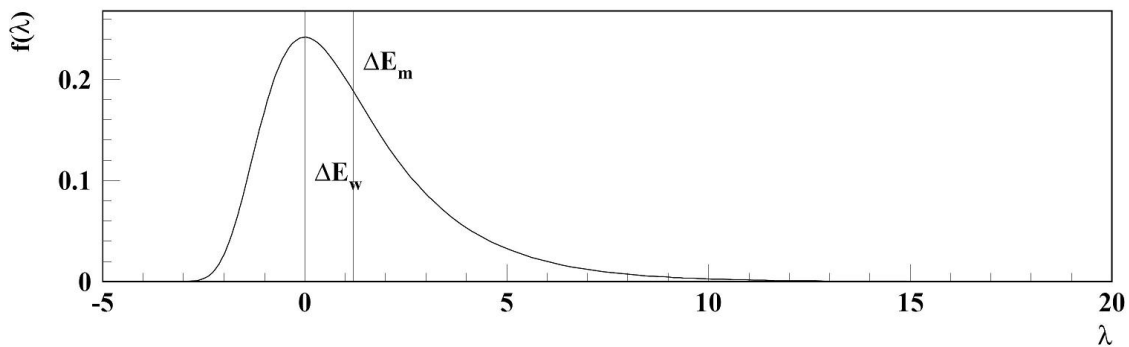


Abbildung 2.5: Verteilung des Energieverlustes ΔE , ausgedrückt durch die reduzierte Energievariable λ . ΔE_m ist der mittlere Energieverlust, ΔE_w der wahrscheinlichste. [15]

- I effektives Ionisationspotential
- n_e Elektronendichte
- z Projektilladung
- $m_e c^2$ Ruheenergie des Elektrons
- β Projektilgeschwindigkeit ($\beta = v/c$)
- $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ Feinstrukturkonstante

Da die Verteilung asymmetrisch verläuft, ist der wahrscheinlichste Energieübertrag ΔE_w geringer, als der mittlere Energieübertrag ΔE_m .

Der maximale Energieübertrag pro Wechselwirkung für schwere Teilchen wie Myonen ist durch die Formel [22]

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (2.11)$$

gegeben. $\beta = v/c$ ist hierbei die Geschwindigkeit des Projektilteilchens der Masse m_e in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.

2.2.2 Clusterbildung in Driftgasen

Quelle: [15]

Gibt das Myon einen Teil seiner Energie an das Medium ab, werden die Atome ionisiert. Die dabei entstehenden Elektronen sind ihrerseits in der Lage, weitere Atome zu ionisieren, solange ihre Energie entsprechend hoch ist. Auf diese Weise entstehen so genannte Cluster (Elektronenwolken) mit mehreren Mikrometern Durchmesser um den Entstehungspunkt des ersten Elektrons. In Driftgasen mit hohem Argon-Anteil enthält ein Myonen induziertes Cluster im Durchschnitt 3 Elektronen und circa 100 Cluster pro cm bei 3bar Druck [9].

Die Verteilung der Cluster entspricht einer Poissonverteilung entsprechend der Formel

$$P(n) = \frac{(\bar{n}d)^n}{n!} e^{-\bar{n}d} \quad (2.12)$$

mit d als Abstand zwischen zwei Clustern und $\bar{n}$ als die durchschnittliche Clusterzahl pro Einheitslänge.

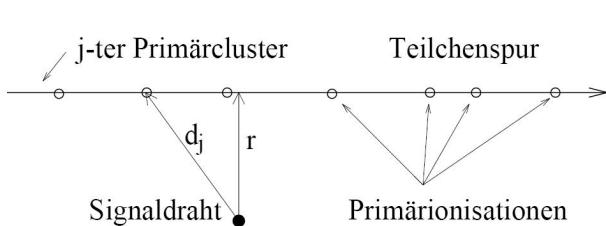


Abbildung 2.6: Einfluß der Clusterverteilung auf die Ortsauflösung [15]

Gerade in der Nähe des Drahtes hat die Verteilung der Cluster großen Einfluss auf die Ortsauflösung des Detektors (Abbildung 2.6). Werden mehrere Primärelektronen benötigt, um ein genügend hohes Signal zu erzeugen, so wird nicht die Entfernung r des nächstgelegenen Clusters beziehungsweise des Abstandes der Spur vom Anodendraht gemessen, sondern die Distanz d_j des j -ten Clusters ermittelt, welcher das Signal über den Schwellwert hebt.

2.2.3 Elektronenbewegung in Driftgasen

Quelle: [15]

Die Bewegung von freien Elektronen in Gasen setzt sich aus mehreren Teilbewegungen zusammen:

- Die Diffusionsbewegung durch elastische Streuung

- Die Driftbewegung durch ein angelegtes elektrisches Feld
- Die Kreisbewegung aufgrund eines magnetischen Feldes

Die Diffusionsbewegung ist die grundlegendste Bewegung von Elektronen in Gasen, da diese auch ohne ein angelegtes Feld abläuft. Durch Stöße mit den Gasatomen werden die freien Elektronen elastisch gestreut. Die Diffusion ist eine ungerichtete Bewegung, das heißt, die Bewegungsrichtungen der Elektronen ist statistisch gleichmäßig verteilt und kann durch eine Gaußverteilung beschrieben werden [15]:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{2Dt}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (2.13)$$

- dN/N Elektronendichte im Linienelement dx im Abstand x vom Ionisationsort entfernt
- D Diffusionskoeffizient
- t Zeit seit Beginn der Diffusion

Der Diffusionskoeffizient wird über die Boltzmannsche Transportgleichung berechnet [23]:

$$D = \frac{1}{3} v_{diff} \lambda \quad (2.14)$$

- λ Mittlere freie Weglänge des Elektrons im Gas
- v_{diff} mittlere Diffusionsgeschwindigkeit

Wie man sich leicht überlegen kann, ist die mittlere freie Weglänge vom Gasdruck und der Gastemperatur abhängig [23]:

$$\lambda = \frac{kT}{\sigma_m p} \quad (2.15)$$

- σ_m totaler Wirkungsquerschnitt
- k Boltzmann-Konstante
- p Gasdruck
- T Gastemperatur

Bewegen sich die Elektronen in einem elektrischen Feld, so erfahren sie zusätzlich zu der Diffusion die elektrische Kraft, welche eine gerichtete Bewegung zum positiven Anodendraht hin bewirkt. Durch diese Kraft erhalten die Elektronen ständig Energie, welche sie durch Stoßprozesse wieder an die Gasatome abgeben können. Im zeitlichen Mittel stellt sich bei einem konstanten elektrischen Feld eine konstante Driftgeschwindigkeit v_{Drift} ein, welche um Größenordnungen kleiner ist, als die maximal erreichbare Geschwindigkeit v_{max} . Die Driftgeschwindigkeit berechnet sich nach Townsend über [22]

$$v_{Drift} = \frac{e}{2m} E \tau \quad (2.16)$$

- τ Zeit zwischen zwei Kollisionen
- e/m spezifische Ladung eines Elektrons

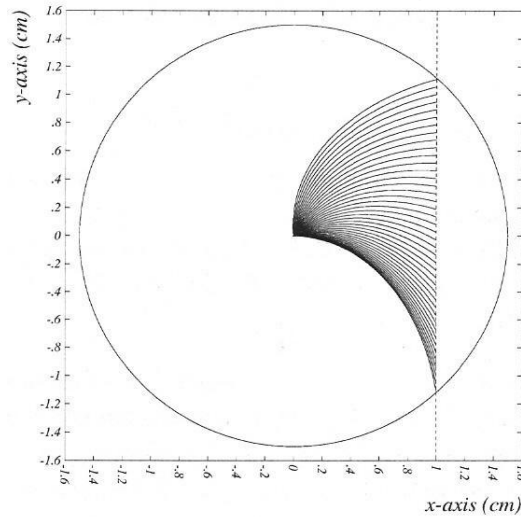


Abbildung 2.7: Drift von Elektronen bei einem Magnetfeld von 1T in Ar-Ethan-N₂ (90-5-5), bei 3bar und einer Spannung von 3100V [9]

Befindet sich die Driftröhre in einem Magnetfeld, erfahren die Elektronen über die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.17)$$

eine Kraft senkrecht zu ihrer Flugrichtung, was die Elektronen auf eine kreisförmige Bahn zwingt. Im Gegensatz zum elektrischen Feld wird den Elektronen keine Energie zugeführt, weshalb ihre Geschwindigkeit konstant bleibt.

Bei Anwesenheit sowohl eines magnetischen, als auch eines elektrischen Feldes bewegen sich die Elektronen im Mittel wieder auf einer geradlinigen Bahn, welche allerdings um den Lorentzwinkel θ_L von der magnetfeldlosen Flugbahn abweicht [15]:

$$\tan(\theta_L) = \Psi_{(B)} \cdot v_{Drift} \cdot \frac{B}{E} \quad (2.18)$$

Der Lorentzwinkel θ_L ist ein Maß für die Magnetfeldabhängigkeit der Driftrichtung und $\Psi_{(B)}$, für welches in den meisten Fällen $\Psi_{(B)}=1$ gesetzt werden kann, beschreibt die Magnetfeldabhängigkeit des Betrages der Driftgeschwindigkeit. Da sich in den zylindersymmetrischen Driftröhren das elektrische Feld mit $1/r$ ändert (Formel 2.1), bewegen sich die Elektronen auf einer gekrümmten Bahn in Richtung Anodendraht (Abbildung 2.7).

2.2.4 Die Gasverstärkung

Quelle: [14], [15]

Innerhalb eines elektrischen Feldes erfahren die Elektronen durch Energiezufuhr eine Beschleunigung, welche nur durch Stöße mit den Gasatomen unterbrochen wird. Erst im drahtnahen Bereich, in welchem die Feldstärke (Formel 2.1) anwächst, erhalten die Elektronen zwischen zwei Stößen genügend Energie, um die Gasatome zu ionisieren. Auch die bei diesem Prozess entstandenen Elektronen sind in der Lage, nach Beschleunigung im elektrischen Feld weitere Atome zu ionisieren. Auf diese Weise entsteht eine Elektronendichte, welche um mehrere Größenordnungen höher ist, als es alleine durch die Primärelektronen möglich wäre. Die Myon-Detektoren werden im sogenannten Proportionalmodus betrieben, das heißt, dass die Anzahl der Elektronen, welche durch den Lawinenprozess nahe am Signaldraht entstehen, proportional zur Anzahl der Primärelektronen ist. Die Gasverstärkung dn pro Weglänge dr wird in guter Näherung durch den 1. Townsend Koeffizienten α über die Formel [14]

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dr \quad (2.19)$$

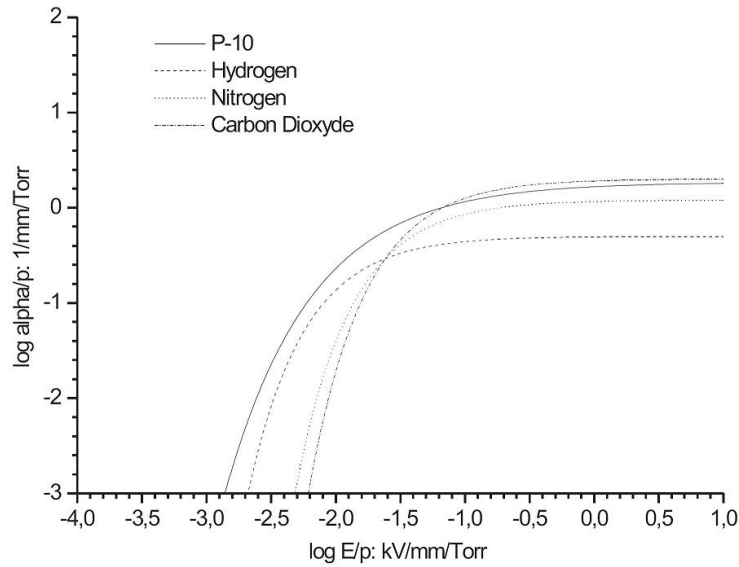


Abbildung 2.8: Townsend-Koeffizienten für verschiedene Gase (Tabelle 2.1) [14]

beschrieben. Die Gesamtverstärkung G beträgt somit [14]

$$\ln G = - \int_{r_1}^{r_2} \alpha(r) dr = \int_{r_i}^{r_a} \alpha(r) dr \quad (2.20)$$

r_a entspricht hierbei dem Radius der Rohrwand, r_i entsprechend dem Radius des Anodendrahtes. Der Townsendkoeffizient α ist meist nicht bekannt, kann aber durch die Formel [14]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left(-B \left(\frac{p}{E} \right)^k \right) \quad (2.21)$$

approximiert werden, wobei A , B und k experimentell ermittelt werden müssen. Für Gasgemische mit hohem Edelgasanteil gibt $k = 0.65$ eine gute Näherung wieder. In Tabelle 2.1 sind die experimentell bestimmten Parameter für einige Driftgase angegeben.

Gas	A ($1/\text{Torr} \cdot \text{mm}$)	B ($\text{kV}/\text{Torr} \cdot \text{mm}$) ^{k}	k
P-10 ($\text{Ar} - \text{CH}_4$ (90-10))	1,844	0,1044	0,65
Ar	1,40	0,1044	1,0
Iso-Butan C_4H_{10}	6,748	0,24064	0,65
Xe/CO_2 (95-5)	2,60	0,125	0,65
Xe	2,60	0,035	1,0
H_2	0,5	0,013	1,0
CO_2	2,0	0,0466	1,0
N_2	1,2	0,342	1,0

Tabelle 2.1: Parameter zur Berechnung des Townsend-Koeffizienten α (Formel 2.21) [14]

Die Abbildung 2.8 zeigt die Werte für den reduzierten Townsendkoeffizienten α/p in Abhängigkeit des reduzierten elektrischen Feldes E/p .

Der Parameter A legt das Plateau fest, welches mit dem Ionisationswirkungsquerschnitt korreliert ist, während der Parameter B den Startpunkt der ansteigenden Flanke bestimmt und über den inelastischen Wirkungsquerschnitt von der Energieverteilung der Elektronen abhängt. Die Steigung der Flanke hängt vom Parameter k ab.

Für das Standardgas Ar-CO₂ (93-7) würde bei 3bar Druck, einer Hochspannung von 3080V und 0,0025cm Draht- beziehungsweise 1,46cm Rohrdurchmesser die Formel 2.20 eine Gasverstärkung von 20503 ergeben, in Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert:

$$\begin{aligned}
 A &= 0,93 * 1,40 \frac{1}{\text{torr} \cdot \text{mm}} + 0,07 * 2,0 \frac{1}{\text{torr} \cdot \text{mm}} \\
 B &= 0,93 * 0,1044 \left(\frac{\text{kV}}{\text{torr} \cdot \text{mm}} \right)^k + 0,07 * 0,0466 \left(\frac{\text{kV}}{\text{torr} \cdot \text{mm}} \right)^k \\
 k &= 1 \\
 p &= 3.0\text{bar} = 2255,6\text{torr} \\
 r_a &= 1,46\text{cm} = 14,6\text{mm} \\
 r_i &= 0,0025\text{cm} = 0,025\text{mm} \\
 V &= 3080\text{V} = 3.08\text{kV} \\
 E(r) &= \frac{V}{\ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) \frac{1}{r}} \\
 \alpha(r) &= A p \exp \left(-B \frac{p}{E(r)} \right) \\
 \ln G &= \int_{r_i}^{r_a} \alpha(r) dr \\
 G &= \exp (\alpha(r_a) \cdot r_a - \alpha(r_i) \cdot r_i) \\
 \Rightarrow G &= 20503
 \end{aligned}$$

2.3 Anforderungen an das Gasgemisch

2.3.1 Problem und Lösungsansätze

Wird am SLHC³ die Luminosität um den Faktor 10 erhöht, vervielfacht sich entsprechend der Untergrund. Deshalb erfüllt das aktuelle Standardgas Ar-CO₂ (93-7) wegen der signifikanten Effizienz auf Untergrundteilchen wie Photonen und Neutronen gerade im Bereich der Endkappen des ATLAS-Detektors die Anforderungen nicht mehr [24]. Zur Lösung dieses Problems gibt es nun zwei Ansätze: Eine Anpassung der Hardware oder die Entwicklung eines geeigneten Driftgases. Die Hardwarelösung wird zurzeit am Max Planck Institut für Physik in München untersucht, indem der Durchmesser der Driftröhren von 30mm auf 15mm reduziert wird [25]. Dadurch wird die aktive Fläche halbiert, und die Driftzeit mit dem Standardgas Ar-CO₂ (93-7) um ca. zwei Drittel verringert.

In Abbildung 2.9 sind mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen⁴ des Standardgases aufgetragen, sowohl mit den vom Max-Planck-Institut verwendeten kleineren Rohren, als auch mit den aktuell am ATLAS-Detektor verwendeten Standardrohren. Bei den MPI-Rohren verkürzte sich die Driftzeit von 677ns auf 191ns. Dabei wurde die Hochspannung von 3080V auf 2760V reduziert, um das elektrische Feld in den Driftröhren durch den kleineren Rohrradius nicht zu ändern.

Zusätzliche Vorteile durch die kleineren Radien sind mehr Rohrlagen auf gleichem Raum, was zu einer Verbesserung der Spurrekonstruktion der Myonen führt. In der Abbildung 2.9 ist auch die Nichtlinearität des Gases bei einem Rohrdurchmesser von 30mm zu sehen, welche bei einer Reduzierung des Rohrdurchmessers weniger ausgeprägt ist.

³Super Large Hadron Collider

⁴Orts-Driftzeit-Beziehung

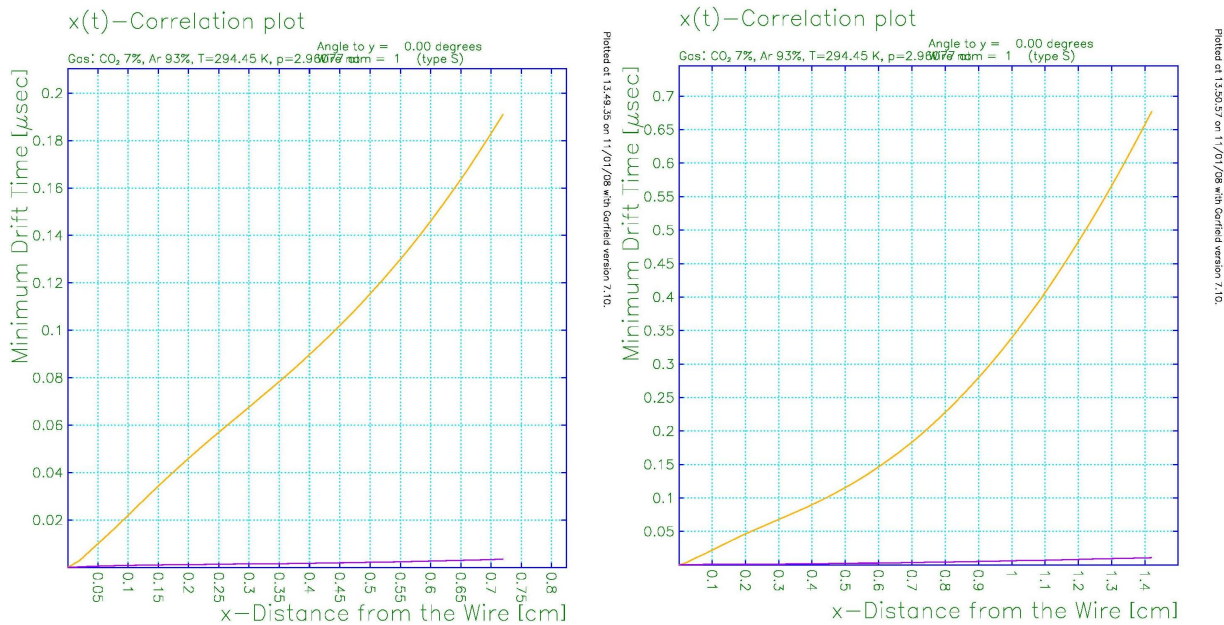


Abbildung 2.9: GARFIELD-Simulation der r-t-Relation des Standardgases Ar-CO₂ (93-7) mit MPI-Rohren (Links) und Standardrohren (rechts). Die Hochspannung beträgt links 2760V, rechts 3080V, der Rohrradius ist 7,5mm, der Drahradius 25μm und der Druck liegt bei 3bar.

Allerdings gibt es für diesen Lösungsschritt gravierende Nachteile, welche sich nicht so ohne weiteres umgehen lassen. Denn würde man den Durchmesser der Rohre halbieren, müsste man die Myon-Kammern komplett neu konstruieren, neue Rohre herstellen und testen und die Elektronik neu designen. Da durch die Verkleinerung des Rohrdurchmessers auch die Effizienz, das heißt, das Verhältnis der erkannten Ereignisse des Triggers zu den Ereignissen der Driftröhren, abnimmt, werden mehr Röhren benötigt. Dies würde enorme zeitliche und kostenintensive Folgen mit sich bringen.

Diese Nachteile würden bei der Entwicklung eines geeigneten Driftgases wegfallen, da die Hardware dieselbe bleibt und lediglich das Gemisch ausgetauscht würde.

Doch was ist ein geeignetes Driftgas?

Die ATLAS-Myon-Kollaboration hat für diese Frage einige Randbedingungen für das Gasgemisch festgelegt, um die Effizienz und die Ortsauflösung der Myon-Detektoren so hoch wie möglich zu halten.

2.3.2 Forderungen an das Driftgas

Quelle: [13]

Kurze Driftzeit Das Hauptziel ist es, die Driftzeit des Gases bei gleich bleibender Ortsauflösung zu minimieren, da sonst die Wahrscheinlichkeit, dass das Rohr durch Untergrundtreffer belegt ist zu hoch ist und somit die Spuren der Myonen wegen einer zu hohen Trefferbelegung (Occupancy) der einzelnen MDT-Rohre nicht registriert werden können. Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden Edelgas-Quenchgas-Gemische vorgestellt, deren maximale Driftzeit bis auf 299ns mit Neon bzw. 235ns mit Argon als Edelgas, verkürzt werden konnten (Abbildung 2.14, 5.7).

Hohe Primärionisation und hohe Kernladung Dieser Parameter ist ein Maß für die bei einem Teilchendurchgang direkt entstehenden Elektronen und ist von der Energieabgabe der Projektileilchen pro Wegstrecke an das Gemisch abhängig. In der Abbildung 2.10 ist die mittlere Kernladungszahl gegen die Anzahl entstehender Elektron-Ionenpaare pro cm und bar für verschiedene Gase aufgetragen. Man sieht den linearen Zusammenhang. Argon und Kohlendioxid haben eine etwa gleich große Primärionisation von

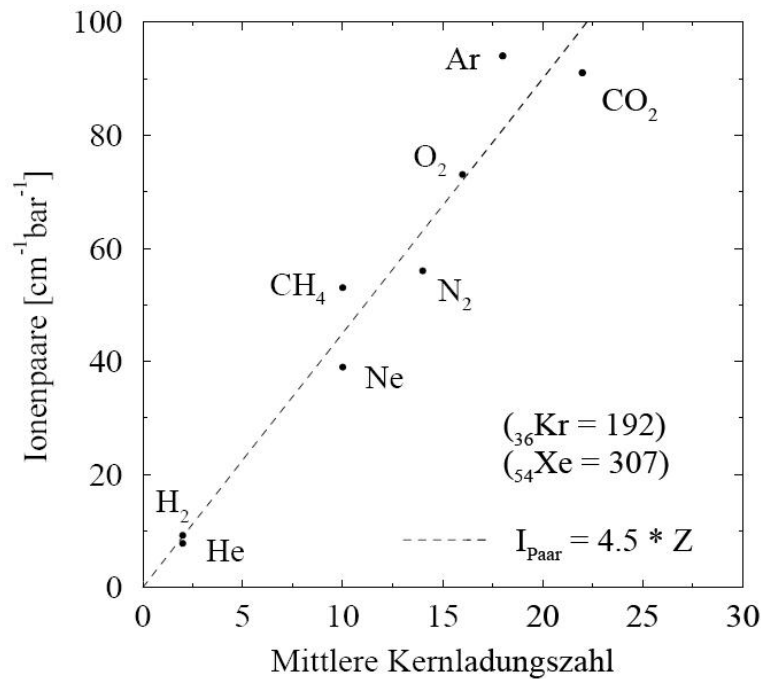


Abbildung 2.10: Ionenpaare pro cm und bar durch ein minimal ionisierendes Teilchen [9]

ca. 90 Elektron-Ionenpaaren pro cm und bar aufweisen, während die leichteren Gase, wie Neon oder Helium, mit ca. 40 Elektron-Ionenpaaren pro cm und bar für das Neon bzw. 8 Elektron-Ionenpaaren für das Helium deutlich schlechter sind. Allerdings weisen die beiden letztgenannten Gase andere Eigenschaften auf, welche sie zumindest als Beigabe für das Gasgemisch attraktiv machen. In der Abbildung nicht angetragen ist das ebenfalls untersuchte Gas Tetrafluormethan, welches ungefähr gleich viele Ionenpaare bildet wie Kohlendioxid. Tetrafluormethan hat allerdings andere Eigenschaften, auf die im Folgenden noch eingegangen wird.

Hohe Gasverstärkung Ein Teilchendurchgang kann nur nachgewiesen werden, wenn das Signal, welches am Anodendraht abfällt, groß genug ist, um es von dem elektronischen Rauschen und eventuellen Untergrundtreffern in den Röhren zu unterscheiden. Da die bei der Primärionisation entstehenden Elektronen kein ausreichend hohes Signal liefern, muss die Elektronendichte verstärkt werden. Das Entstehen dieser Gasverstärkung wurde bereits erklärt (Abschnitt 2.2.4). Von der ATLAS-Myon-Kollaboration wurde die Gasverstärkung für Ar-CO₂ (93-7) auf etwa $2 \cdot 10^4$ festgesetzt. In der Abbildung 2.11 sind die Gasverstärkungen für das Standardgas sowie für drei leichte Variationen, im Einzelnen das 90-10-, 92-8- und 94-6-Gemisch, gegen die angelegte Hochspannung aufgetragen. Man erkennt, dass bei der in den Messungen verwendeten Spannung von 3080V das 92-8- und 90-10-Gemisch unterhalb der zu erreichenden Verstärkung von $2 \cdot 10^4$ liegen, während das 94-6-Gemisch mit $3 \cdot 10^4$ deutlich über der Verstärkung des Standardgases liegt.

Gleichbleibende Ortsauflösung Ein wesentlicher Punkt ist die Ortsauflösung des Gases selbst. Denn wie in Abschnitt 2.2.2 bereits erklärt, gibt das Projektilteilchen seine Energie nicht kontinuierlich an das Gas ab sondern in Clustern, was sich gerade in Drahtnähe stark auf die Auflösung auswirken kann, wenn zum Überschreiten des Schwellwertes mehrere Elektronen benötigt werden. Dass dieser Effekt nicht zu vernachlässigen ist, zeigt die Abbildung 2.12 einer Orts-Driftzeit-Relation des Standardgases. Hier ist die größere Unschärfe in Drahtnähe gut zu erkennen, welche durch das Triggern auf die Cluster, welche nicht den minimalen Abstand zum Anodendraht haben, zustandekommt.

Kleine Kernladungszahl Eine weitere Bedingung ist, dass die verwendeten Gaskomponenten im Hinblick auf ihre γ -Sensitivität eine möglichst kleine Kernladungszahl haben sollen, wie das bereits erwähnte Neon oder Helium, um Beiträge durch den Photoeffekt gering zu halten. Denn die bei diesem Effekt

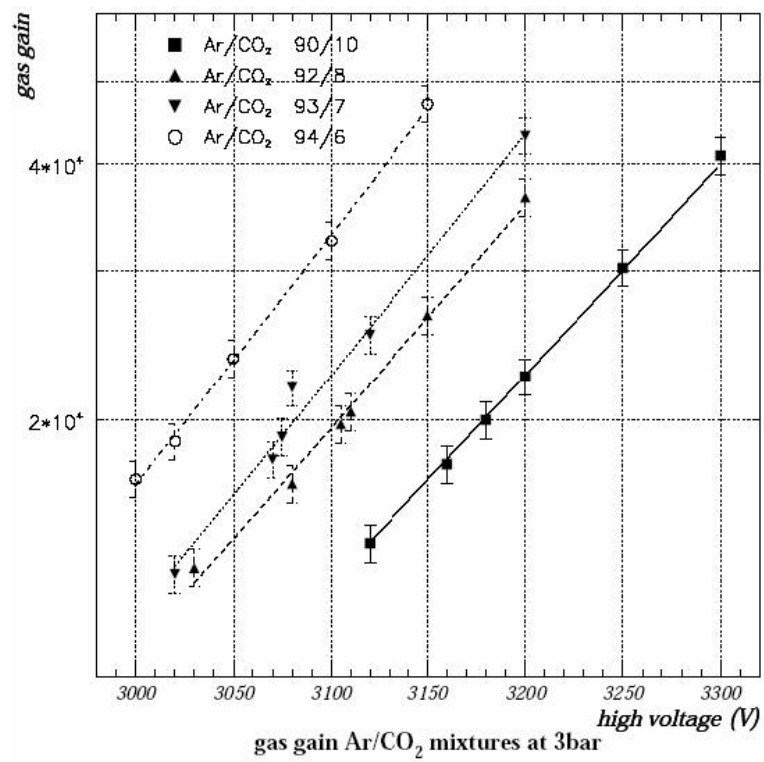


Abbildung 2.11: Gasverstärkung von Ar-CO₂ (94-6, 93-7, 92-8, 90-10) mit ATLAS-Standardrohren [22].

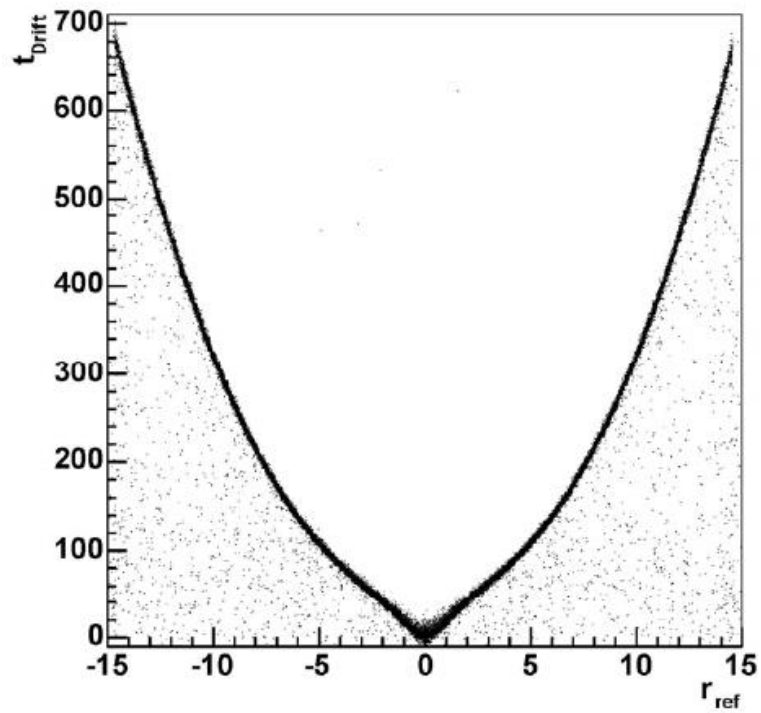


Abbildung 2.12: Im Messstand gemessene r-t-Relation des Standardgases Ar-CO₂ (93-7)

entstehenden Elektronen wären in der Lage, ein Signal zu erzeugen, welches ein Myonsignal maskieren könnte. Dies steht allerdings im Gegensatz zu der Forderung hoher Primäriionisation, so dass ein Gasgemisch gefunden werden muss, welches sowohl die γ -Sensitivität unterdrückt als auch eine genügend hohe Primäriionisation besitzen soll. Eine alternative Möglichkeit besteht in der Verwendung geeigneter Quenchgase, wie Tetrafluormethan, Kohlendioxid, Stickstoff oder Kohlenwasserstoffe, mit Hilfe derer die kurzwelligen Photonen in Rotations- beziehungsweise Vibrationsenergie umgewandelt werden.

Keine Alterung Die Laufzeit des ATLAS-Detektors soll über 10 Jahre betragen. Eine Zielstellung bei diesem langen Zeitraum ist, dass die Myon-Kammern nicht altern sollen, d. h. dass sich im Laufe der Zeit keine Ablagerungen auf dem Anodendraht bilden, welche einen Signalverlust bewirken können, oder sogar die Effizienz der Driftröhre beeinträchtigen. Aus diesem Grunde ist es wichtig, ausschließlich Gaskomponenten zu verwenden, welche sich nicht zersetzen oder polymerisieren. Diese Bedingung trifft auf die Edelgase zu, wie Argon, Neon und Helium, aber auch auf inerte Gase, wie Kohlendioxid, Stickstoff, und in gewissen Grenzen Tetrafluormethan. Das Problem bei Tetrafluormethan ist, dass nach Zersetzung, z. B. durch Ionisation das dabei entstehende Fluor äußerst aggressiv ist. Da Tetrafluormethan im Driftgasgemisch jedoch bereits bei sehr kleinen Beimischungen im 1-2% Bereich eine Vielfach höhere Driftgeschwindigkeit erzeugt, wurde es von mir genauer untersucht. Ebenfalls im Gespräch ist eine geringfügige Beimischung von Wasserdampf für die Endstopfen der Driftröhren, genauere Untersuchungen stehen jedoch noch aus. Ebenfalls sehr gute Quenzeigenschaften besitzen die Kohlenwasserstoffe, welche sich jedoch leicht zersetzen und polymerisieren und aus diesem Grund nicht weiter studiert wurden.

Geringes Afterpulsing Haben Elektronen im Verstärkungsbereich genügend Energie, können diese Elektronen aus inneren Schalen der Gasatome auslösen. Die äußeren Elektronen fallen unter Aussendung von kurzwelligem Licht (z.B. UV oder Röntgenstrahlung) in diese Schale. Das ultraviolette Licht kann seinerseits aus den Rohrwänden Elektronen über Photoeffekt (Abschnitt 2.1.2) herauslösen, welche zum Anodendraht driften, und dort einen weiteren Puls erzeugen würden. Dies kann durch Beimischung geeigneter Quenchgase, also Molekül-gase mit vielen Rotations- und Vibrationsenergien, vermieden werden, da die kurzwelligen Photonen ihre Energie an diese Moleküle abgeben würden.

Geringe Diffusion Ebenso wie die Unschärfe durch Clusterbildung ist die Unschärfe durch Diffusion so gering wie möglich zu halten. Dies wird dadurch erreicht, indem hauptsächlich Gase verwendet werden, welche einen möglichst niedrigen elastischen und dafür einen möglichst großen inelastischen Wirkungsquerschnitt aufweisen. Wie in Abbildung 2.13 zu sehen, ist die Driftrichtung der Elektronen bei inelastischer Streuung deutlich geradliniger als im elastischen Fall. Die Elektronen geben ihre Energie bei inelastischer Streuung an das Gas ab, und werden im elektrischen Feld wieder beschleunigt, ohne merklich abgelenkt zu werden. Im elastischen Fall behalten die Elektronen ihre Geschwindigkeit bei, werden aber statistisch in alle Richtungen gestreut, was die effektive Driftgeschwindigkeit in Richtung des Drahtes langsamer macht, zu einer lateralen Diffusion führt und die Ortsauflösung verschlechtert.

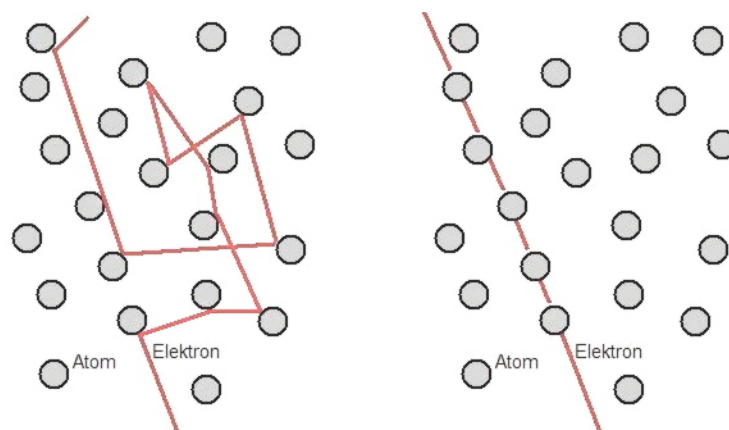


Abbildung 2.13: Drift bei elastischer Streuung (links) und inelastischer Streuung (rechts)

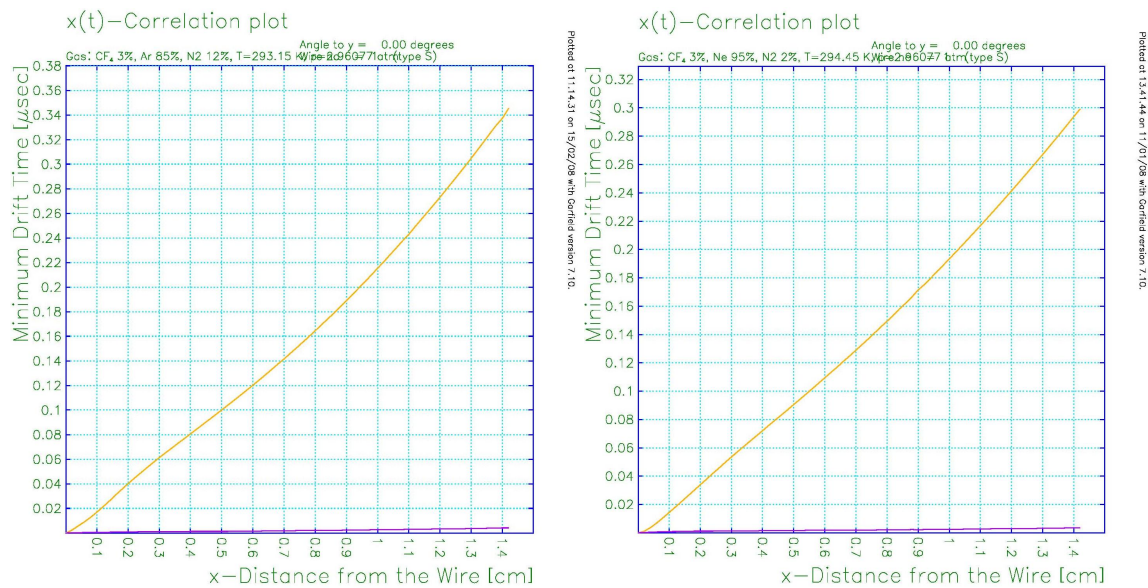


Abbildung 2.14: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) (links) und Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) (rechts)

Kleiner Lorentzwinkel Um den Impuls eines geladenen Teilchens messen zu können, befindet sich der Myon-Detektor innerhalb eines Magnetfeldes. Durch dieses Magnetfeld erfahren die Elektronen wie alle geladenen Teilchen eine Ablenkung von der eigentlichen Driftstrecke (Abbildung 2.7). Da die Elektronen nun nicht mehr den direkten, kürzesten Weg nehmen, sondern auf einer Kreisbahn den Anodendraht erreichen, benötigen sie mehr Zeit. Diese Ablenkung wird über den Lorentzwinkel ausgedrückt. Je größer der Zeitunterschied zwischen beiden Wegen ist, desto schlechter wird die Ortsbestimmung, welche durch die benötigte Zeit rekonstruiert wird. Theoretisch ist es möglich, dies bei bekanntem Magnetfeld zu berücksichtigen und die eigentliche Zeit, die die Elektronen ohne Magnetfeld gebraucht hätten, zu berechnen. Für den Myon-Detektor werden Luftspulentoroiden verwendet. Das entstehende Magnetfeld ist toroidal. Dadurch entstehen Magnetfeldinhomogenitäten in unseren ebenen, flachen Detektoren. Eine Korrektur ist daher aufwändig. Die ATLAS-Kollaboration hat zu diesem Zweck die Obergrenze für den Lorentzwinkel auf maximal 10° bei 0,6T festgelegt [13]. Im Rahmen dieser Diplomarbeit konnten experimentelle Messungen mit einem Magnetfeld jedoch nicht durchgeführt werden.

Lineares Driftgas Ein Problem der Gasverstärkung in Signaldrahtnähe ist, dass es bei hohen Untergrundraten zur Abschirmung des elektrischen Feldes des Anodendrahtes durch Ionen kommen kann und somit die Ort-Driftzeitbeziehung beeinflusst wird. Um dies zu vermeiden, ist es nötig, ein Gasgemisch mit einer E-Feld unabhängigen Driftgeschwindigkeit zu entwickeln. Eine fast optimale r-t-Relation hat mit einer maximalen Driftzeit von nur 344ns das Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) Gemisch, beziehungsweise mit 299ns das Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) Gemisch (Abbildung 2.14).

2.4 Wirkungsquerschnitte der verwendeten Gase

Quelle: [27]

2.4.1 Anmerkung

Quelle: [15]

In Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Edelgas-Quencher-Mischungen verwendet. Aber wieso ist eine Edelgas-Quencher-Mischung sinnvoll?

Um diese Frage zu beantworten, muss man sich darüber klar werden, wie sich die Elektronen im Gas bewegen. Haben die Elektronen kinetische Energien im Bereich von eV, was dem Durchmesser der Elektronenbahn in Argon und anderen Edelgasen entspricht, sind die Wirkungsquerschnitte so groß, dass die Elektronen elastisch gestreut werden, und ihre Energie behalten. Fügt man dem Edelgas in kleinen Mengen Quenchgas zu, zum Beispiel Kohlendioxid, werden die Elektronen an dessen Molekülen inelastisch gestreut, und geben somit ihre Energie an die Moleküle ab. Die mittlere Elektronenenergie senkt sich somit, und verschiebt sich in das Ramsauerminimum, welches die schweren Edelgase (Argon, Krypton, Xenon), haben. Der Ramsauereffekt ist ein quantenmechanischer Interferenzeffekt, bei dem bei bestimmten Energien die Elektronen die Gasatome passieren können, wenn ihre Wellenlänge in der selben Größenordnung ist, wie die Größe der Gasatome. Dies macht sich in einer Verringerung des Wirkungsquerschnittes bemerkbar [26].

Eine vereinfachte Beziehung zwischen der Driftgeschwindigkeit und dem Wirkungsquerschnitt gibt folgende Formel wieder [15]:

$$v_{Drift} \sim \frac{1}{\langle \sigma_m \rangle \sqrt{\langle \epsilon \rangle}} \quad (2.22)$$

Mischt man Argon ein Gas mit inelastischen Freiheitsgraden wie Kohlendioxid bei, liegt das Minimum des elastischen Wirkungsquerschnitts von Argon bei der selben Energie wie die inelastischen Vibrations- und Rotationswirkungsquerschnitte von Kohlendioxid. Ein Elektron im Energiebereich von 0,2eV streut daher mit erhöhter Wahrscheinlichkeit inelastisch. Es kommt zu einer Absenkung der mittleren Energie des Elektrons. Verringert sich nun sowohl die mittlere Energie des Elektrons $\langle \epsilon \rangle$, als auch der Wirkungsquerschnitt des Gasgemisches $\langle \sigma_m \rangle$, führt dies zu einer Erhöhung der Driftgeschwindigkeit.

2.4.2 Argon

Der elastische Wirkungsquerschnitt von etwa $5 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ bei Argon (Abbildung 2.15) mit seinem Minimum bei 0,3eV und dem folgenden starken Anstieg bewirkt weitestgehend, dass Elektronen bis etwa 0,5eV beschleunigt und dann elastisch gestreut werden, also ihre Geschwindigkeit behalten, und nur die Richtung ändern. Wie in Abbildung 2.13 skizziert, führt dies bei Argon zu einer großen Diffusion und macht das Gas mit einer maximalen Driftzeit von 4510ns recht langsam. Die Linearität von Argon, wenn man den Bereich nahe des Signaldrahtes außer Acht lässt, entsteht durch das ausgeprägte Minimum des Wirkungsquerschnittes bei 0,3eV von $0,3 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$. Die Elektronen haben in den verschiedenen Bereichen des elektrischen Feldes unterschiedliche

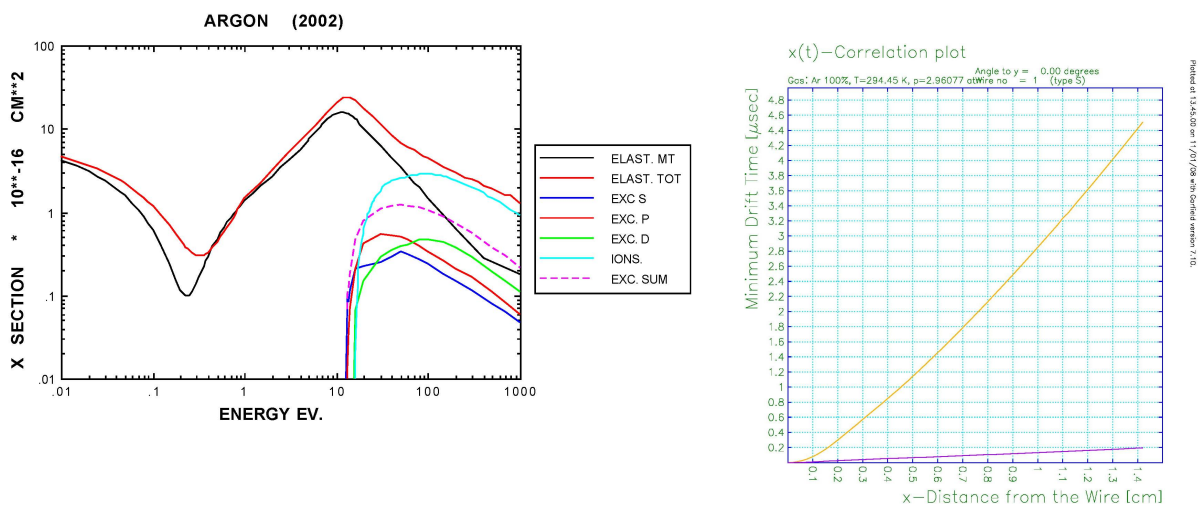


Abbildung 2.15: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Argon. Die maximale Driftzeit beträgt 4510ns. Die r-t-Relation ist ziemlich linear, aber sehr langsam.

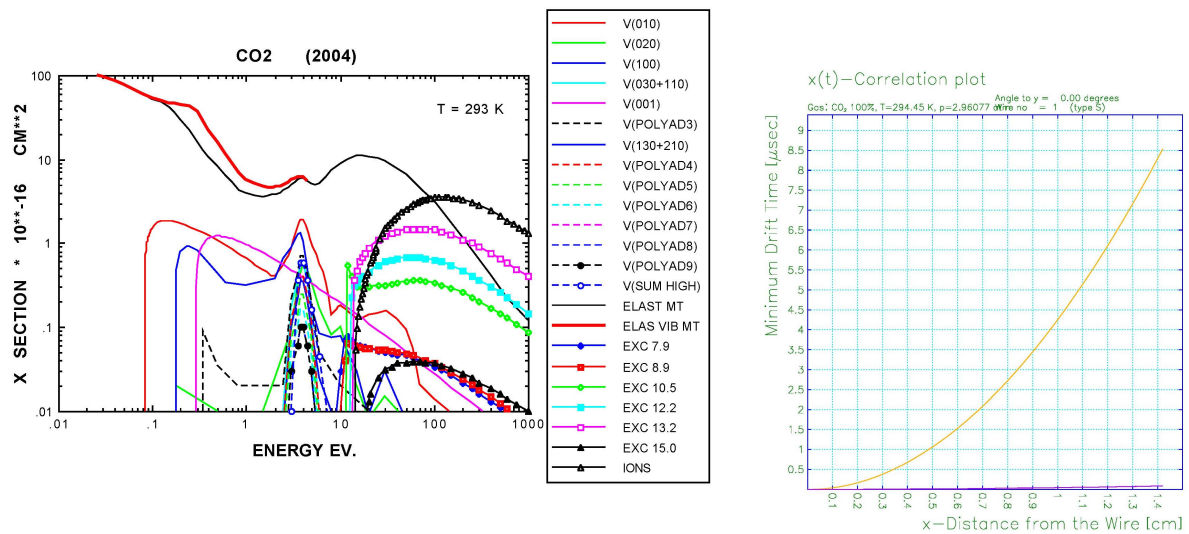


Abbildung 2.16: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Kohlendioxid. Die maximale Driftzeit beträgt 8533ns. Die r-t-Relation ist stark nichtlinear und sehr langsam.

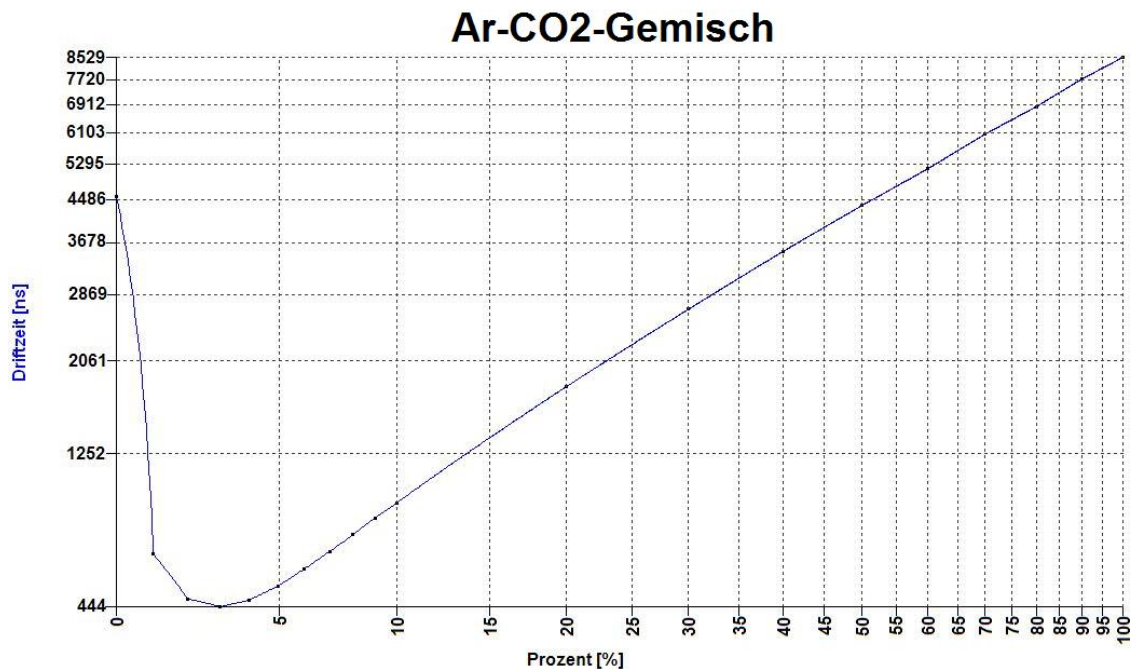


Abbildung 2.17: Übergang von 100% Argon auf 100% Kohlendioxid. Das Minimum liegt bei 3% Beimischung von Kohlendioxid. Die maximale Driftzeit beträgt 444ns, was eine Größenordnung kleiner ist als bei reinem Argon oder reinem Kohlendioxid.

Streuwahrscheinlichkeiten. Das Gas wird in Bereichen, in denen die Elektronenenergie im Ramsauerminimum liegt, schneller. Mit zunehmender Elektronenenergie würde das Gas langsamer werden und nach Überqueren des Maximums bei 10eV wieder schneller.

2.4.3 Verwendete Molekulgase

Kohlendioxid

In Ar-CO₂-Gemischen stehen dem elastischen Wirkungsquerschnitt von Argon die inelastischen Wirkungsquerschnitte der Rotations- und Vibrationsenergien des Kohlendioxid bei 0,2eV gegenüber (Abbildung 2.16), dessen Maximum mit dem Minimum von Argon zusammenfallen. Diese inelastischen Querschnitte bewirken, dass die Elektronen ihre Energie an das Kohlendioxid abgeben, anstatt gestreut zu werden.

Die Elektronen verlieren zwar ihre kinetische Energie, behalten aber ihre Driftrichtung bei, was zu einer kürzeren Driftzeit führen sollte. Jedoch ist der elastische Wirkungsquerschnitt in reinem Kohlendioxid um eine Größenordnung höher, als der inelastische, was in Formel 2.22 dazu führt, dass man eine maximale Driftzeit von 8533ns erhält. Durch die vielen inelastischen Wirkungsquerschnitte sinkt die mittlere Elektronenenergie in Edelgas-CO₂-Gemischen, weshalb Kohlendioxid auch als kaltes Gas bezeichnet wird [9].

In Abbildung 2.17 sieht man, dass bereits kleine Beigaben von Kohlendioxid das Driftgas zunächst schneller machen, so wie es auf Grund der Wirkungsquerschnitte zu erwarten wäre. Bei 3% Kohlendioxid liegt das Minimum bei ca. 440ns. Darüber hinaus dominiert der hohe elastische Wirkungsquerschnitt des Kohlendioxid und das Gas wird wieder langsamer. Was das Kohlendioxid als Beimischung so attraktiv macht, ist vor allem seine Verwendbarkeit als Quenchgas, mit dessen Hilfe kurzwellige Photonen absorbiert werden. Damit kann der Photoeffekt unterdrückt werden, durch welchen Elektronen aus der Rohrwand ausgeschlagen werden, um zu weiteren Signalen am Anodendraht zu führen.

Tetrafluormethan

Tetrafluormethan weist einen ähnlichen Verlauf des inelastischen Wirkungsquerschnitts wie Kohlendioxid auf, jedoch ist dieses Gas aufgrund des niedrigen elastischen Wirkungsquerschnitts mit 241ns deutlich schneller als Kohlendioxid. In geringer Konzentration ist trotz der Aggressivität des Gases unter diesem Aspekt eine Verwendung von Tetrafluormethan in Betracht zu ziehen.

Wie im Fall von Kohlendioxid bewirkt auch das Tetrafluormethan bereits bei kleinen Beigaben eine deutliche Verkürzung der Driftzeit, welche ihr Minimum mit ca. 197ns bei 8% Tetrafluormethan hat (Abbildung 2.19). Der Graph in Abbildung 2.20 zeigt, dass die Effizienz eines Gasgemisches mit Tetrafluormethan ab ca. 3% Tetrafluormethan-Anteil stark abnimmt. Hierbei wurden die anderen experimentellen Parameter wie Gasdruck, Hochspannung und Elektronikschwelle konstant gehalten.

Zusätzlich ist in der Abbildung die Auswirkung auf die Driftzeit zu sehen, wenn Kohlendioxid schrittweise durch Tetrafluormethan ersetzt wird. Hier ist die prozentuale Beigabe von Tetrafluormethan auf der Abszisse aufgetragen, und die Driftzeit auf der Ordinate. Während Argon konstant bei 93% gehalten wurde, wurde Tetrafluormethan von 7% auf 0% reduziert, und Kohlendioxid entsprechend erhöht. Zu sehen ist ein linearer Abfall der Driftzeit, da der inelastische Wirkungsquerschnitt des Tetrafluormethan einen immer größer werdenden Einfluss hat, und der hohe elastische Wirkungsquerschnitt des Kohlendioxid immer weniger dominiert.

Stickstoff

Bemerkenswert für ein zweiatomiges Molekül wie Stickstoff sind die zahlreichen Rotations- und Vibrationswirkungsquerschnitte (Abbildung 2.21), wodurch sich dieses Gas ebenfalls als Quenchgas eignen würde. Mit einer Driftzeit von 2967ns ist dieses Gas um vieles schneller, als das bisher betrachtete reine Kohlendioxid mit 8533ns. Zurückzuführen ist dies wieder auf den geringen elastischen Wirkungsquerschnitt, welcher um eine Größenordnung unter dem des Kohlendioxid liegt. In Abbildung 2.22 ist jedoch zu erkennen, dass eine

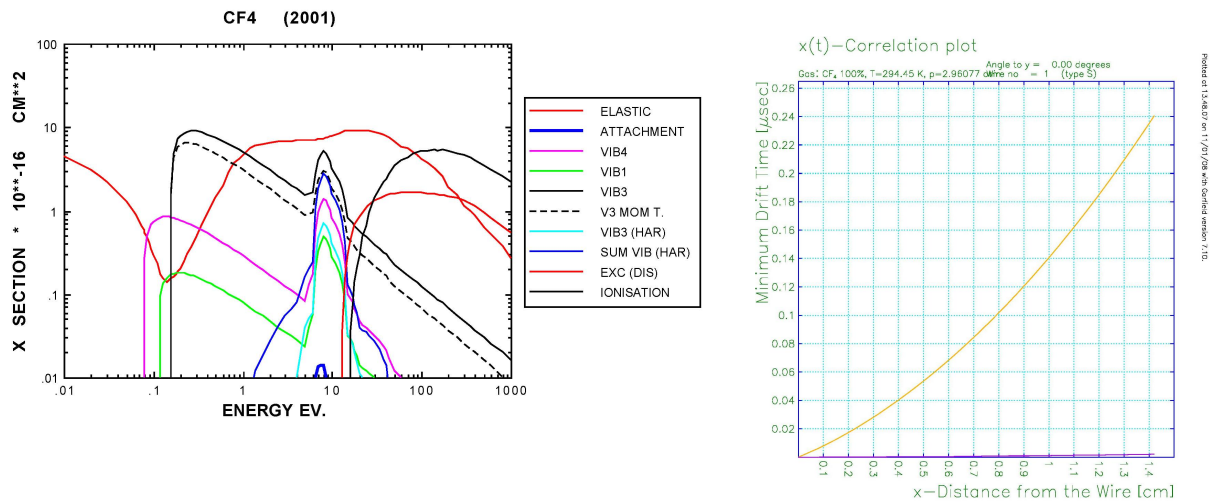


Abbildung 2.18: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Tetrafluormethan. Die maximale Driftzeit beträgt 241ns. Tetrafluormethan ist ein sehr schnelles Gas. Durch die hohen inelastischen Wirkungsquerschnitte und dem Attachmentanteil im Wirkungsquerschnitt führt das Gas zu einer geringeren Gasverstärkung.

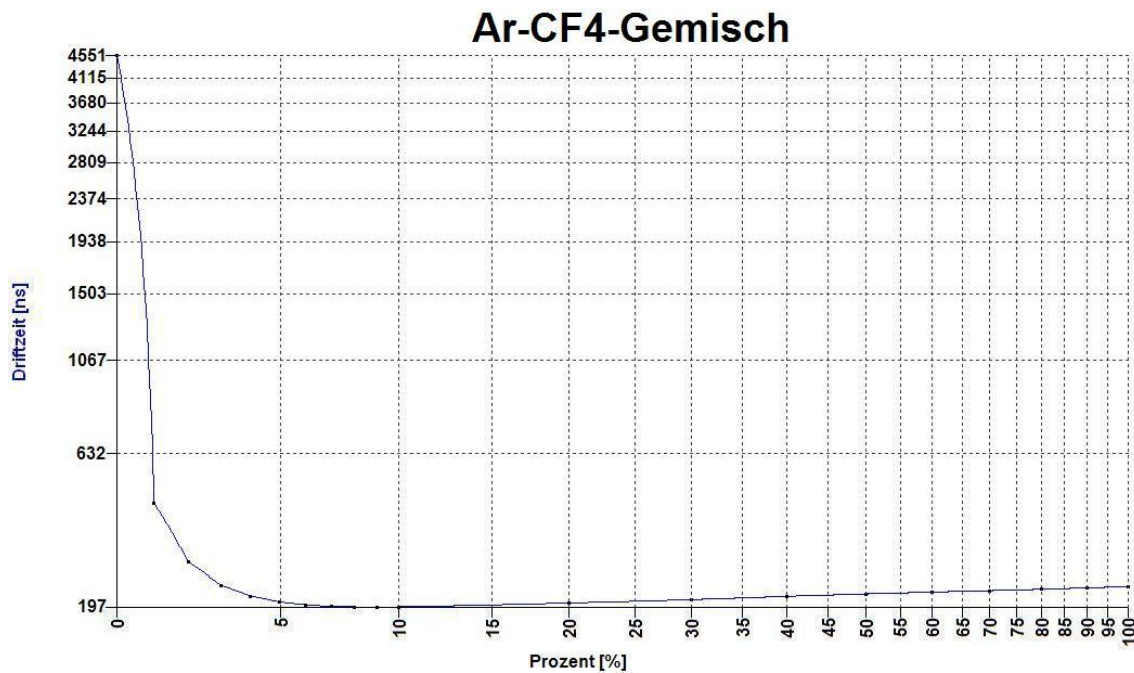


Abbildung 2.19: Übergang von 100% Argon auf 100% Tetrafluormethan. Das Minimum liegt mit 197ns bei 8% Beimischung von Tetrafluormethan.

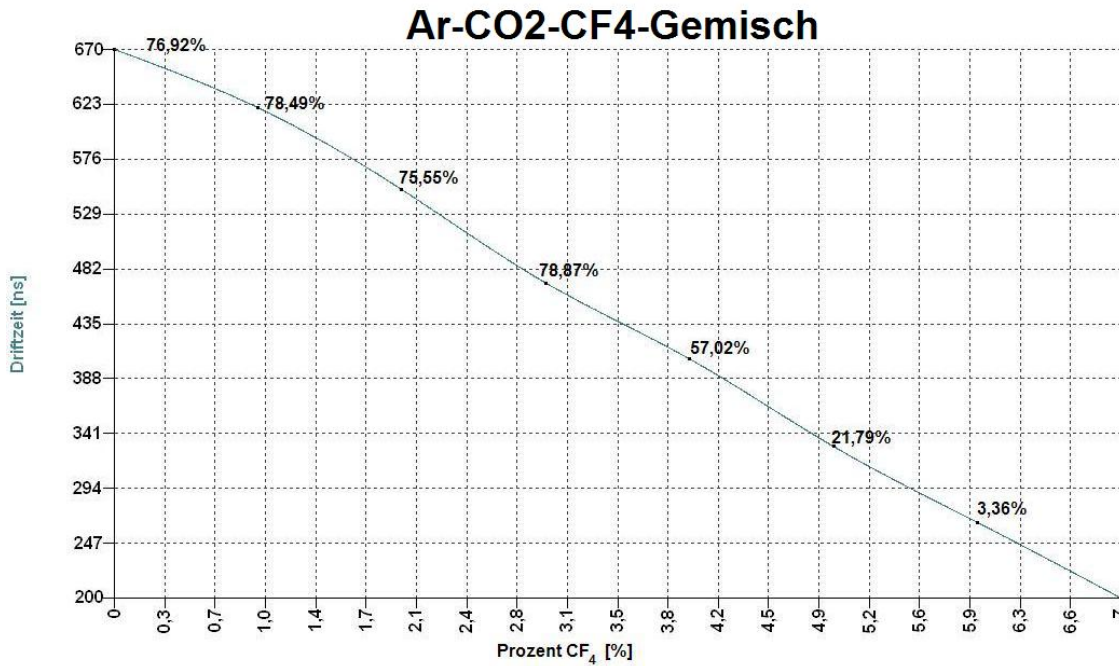


Abbildung 2.20: Übergang von Kohlendioxid nach Tetrafluormethan bei 93% Argon. Die prozentualen Angaben entsprechen den Nachweiseffizienzen unter den experimentellen Standardbedingungen.

Beimischung von Stickstoff die Driftgeschwindigkeit nicht in dem Maße wie Kohlendioxid oder Tetrafluormethan erhöht. Dies ist auf das fehlende Ramsauer-Minimum zurückzuführen, in welchem die Elektronen mit geringerer Wahrscheinlichkeit gestreut werden. Wie in den experimentellen Studien (Abschnitt 5.5) noch näher erläutert wird, neigen Gasgemische mit Stickstoffanteilen ein lineareres Driftspektrum zu bilden, weshalb dieses Gas als Beimischung geeignet ist.

2.5 Begriffsklärung Konvex-Konkav

Die Form der r-t-Relationen in den Messreihen sind zum Teil nicht linear, sondern konvex, bzw. konkav. Hierfür wurde die Definition aus der Analysis herangezogen [28].

Sei $D \subset \mathbb{R}$ ein (endliches oder unendliches) Intervall. Eine Funktion $f : D \rightarrow \mathbb{R}$ heißt *konvex*, wenn für alle $x_1, x_2 \in D$ und alle λ mit $0 < \lambda < 1$ gilt:

$$f(\lambda x_1 + (1 - \lambda)x_2) \leq \lambda f(x_1) + (1 - \lambda)f(x_2) \quad (2.23)$$

Die Funktion f heißt *konkav*, wenn $-f$ konvex ist.

Die angegebene Konvexitäts-Bedingung bedeutet (für $x_1 < x_2$), dass der Graph von f im Intervall $[x_1, x_2]$ unterhalb der Verbindungsgeraden liegt.

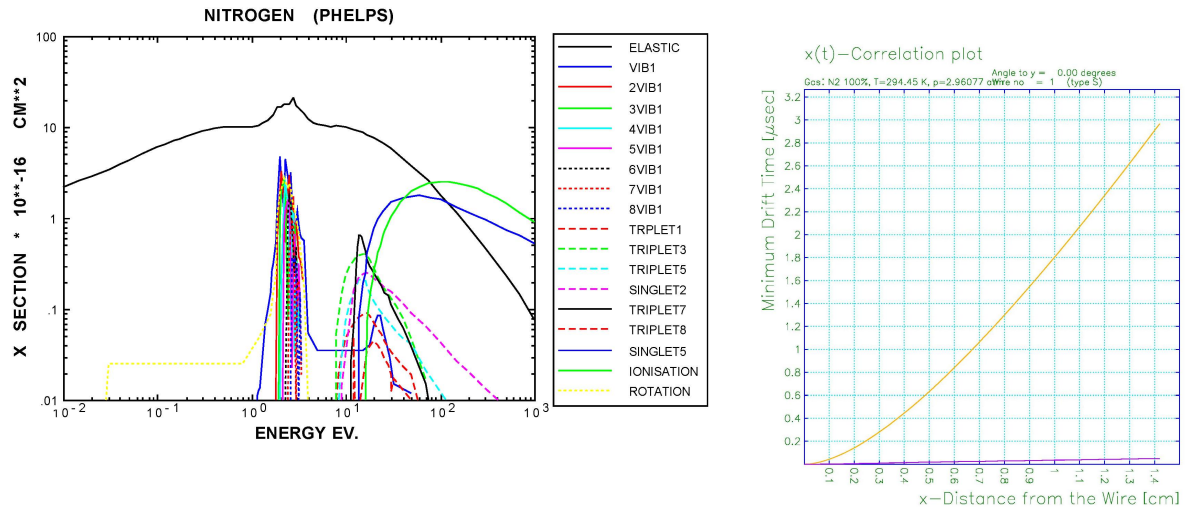


Abbildung 2.21: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Stickstoff. Die maximale Driftzeit beträgt 2967ns.

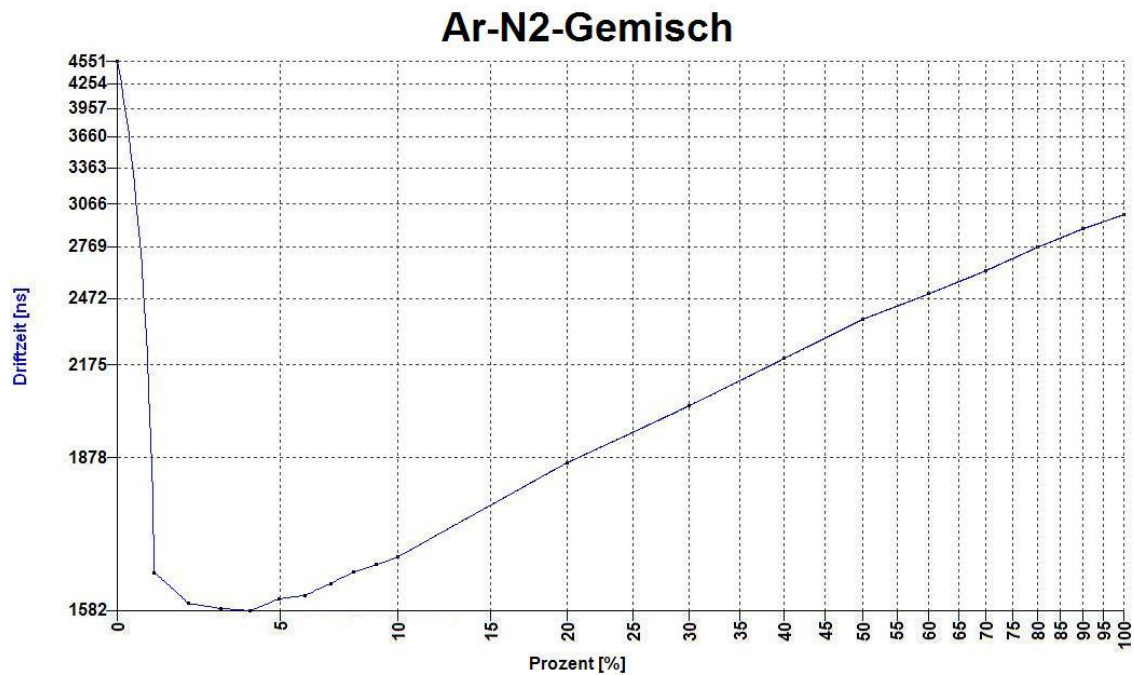


Abbildung 2.22: Übergang von 100% Argon auf 100% Stickstoff. Das Minimum liegt bei 4% Beimischung von Stickstoff. Da das Gasgemisch immer noch langsam ist, sind weitere Beimischgase nötig.

Kapitel 3

Der Teststand

„Someone told me that each equation I included in the book would halve the sales.“

Stephen Hawking (Geb. 1942)

Um die verschiedenen Gasgemische studieren zu können, wurde ein Teststand aus acht Driftröhren aufgebaut. Ziel hierbei war es, schnelle Ergebnisse innerhalb eines Tages zu erhalten, und bei geringem Durchflussvolumen statistisch relevante Driftzeitspektren zu erhalten. Die Ausleseelektronik ist identisch zu der Elektronik im ATLAS Myonspektrometer, um dieselben Bedingungen wie am ATLAS-Detektor zu gewährleisten.

3.1 Das Gasmischsystem

Obwohl die Simulationen einen Hinweis darauf geben, wie sich das Gasgemisch im reellen Experiment verhalten wird, ist es sinnvoll, die verwendeten Gase zu mischen, um eventuell die Konzentrationen ändern zu können. Zu diesem Zweck wurde ein Gasmischsystem aufgebaut. Dieses Gasmischsystem besteht zwecks Handhabbarkeit aus vier Massendurchflussreglern vom Typ 5850s der Firma *Brooks Instruments* [29] und einem von uns hergestellten Lamellen-Mischer (Abbildung 3.1). Ein thermischer Massendurchflusssensor in den Massendurchflussreglern liefert eine Spannung proportional zu der Stärke des Gasflusses an den angeschlossenen Flowcomputer. Hierfür wurde das Gerät WMR-12 der Firma *Westphal Mess- und Regeltechnik GmbH* [30] gewählt.

Zu beachten ist, dass die Durchflussregler auf ein bestimmtes Gas geeicht sind und sich der maximale Durchfluss für andere Gase über den Gasfaktor nach folgender Formel [29] bestimmen lässt:

$$\text{actual gas flow rate} = \text{output reading} \times \frac{\text{factor of the new gas}}{\text{factor of the calibrated gas}} \quad (3.1)$$

Dieser Gasfaktor muss dem Flowcomputer mitgeteilt werden, welcher so den Output der Durchflussregler mit einem eingestellten Soll-Wert vergleicht und dann gegebenenfalls den Durchfluss erhöht, oder erniedrigt.

Die Konversionstabelle für den Gasfaktor befindet sich im Anhang A.

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Mischsystems. Durch mehrere Lamellenebenen werden die einzelnen Gase mehrmals von der eigentlichen Strömungsrichtung abgelenkt und somit vermischt, um ein gleichbleibendes Gasverhältnis zu erreichen.

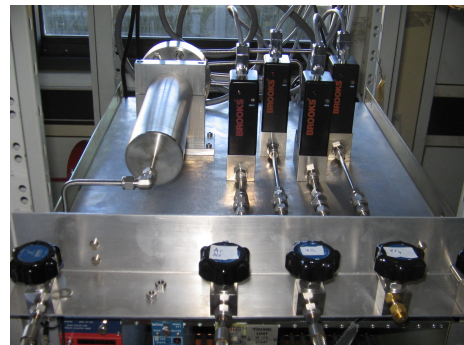


Abbildung 3.1: Das am Teststand verwendete Mischsystem, bestehend aus vier Massendurchflussreglern und einem Lamellenmischer

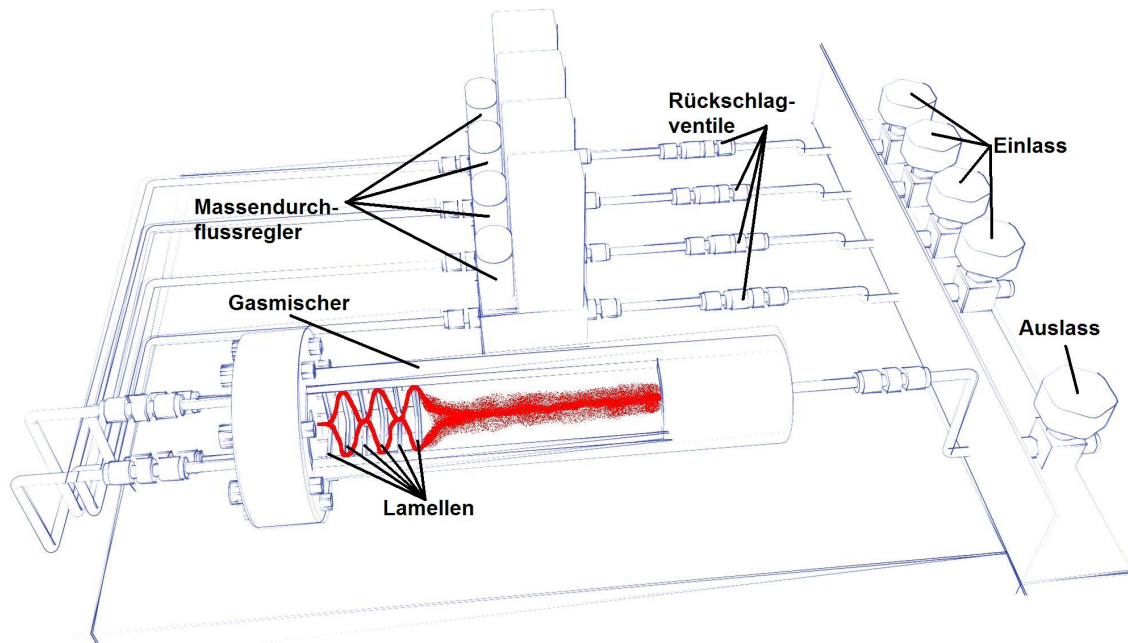


Abbildung 3.2: Der schematische Aufbau des Mischsystems

3.2 Die Driftkammer

Quelle: [31]

Um die Driftgeschwindigkeiten und Impulsverteilungen des Gases so gut wie möglich studieren zu können, wurden acht ausgemusterte Driftrohre des ATLAS-MDT-Detektors verwendet, welche zwar die hohen Anforderungen für eine ATLAS-MDT-Kammer mit über 10 Jahre Laufzeit nicht ganz erfüllen, aber für den hier verwendeten Messstand als geeignet erschienen.

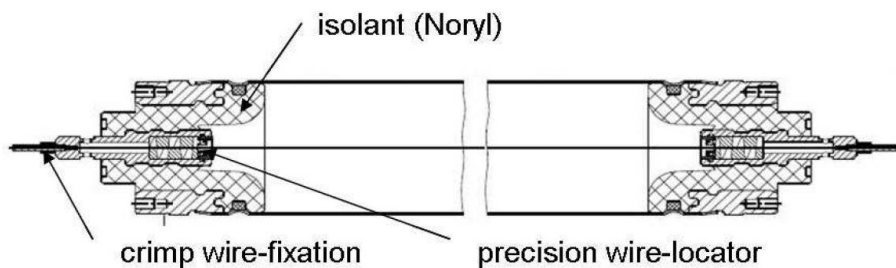


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines am ATLAS-Detektor verwendeten Driftrohrs [32]

Die Driftrohre (Abbildung 3.3) bestehen aus $400\mu\text{m}$ dicken Aluminiumrohren (ALUMAN-100) mit einem Aussendurchmesser von 30mm und einer Länge von 4m. Als Anodendraht wird ein $50\mu\text{m}$ dicker Wolfram-Draht verwendet, welchem 3% Rhenium beigemischt wurden, um die Reißfestigkeit zu erhöhen. Für eine bessere Leitfähigkeit und wegen der Beständigkeit gegen aggressive Radikale aus aufgebrochenen chemischen Molekülen ist der Anodendraht zusätzlich mit einer dünnen Goldschicht überzogen. Gehalten wird der Draht durch zwei Endstopfen aus Noryl-Kunststoff mit 30% Glasfaser.

3.3 Das Überdruckregelsystem

Wie die Myon-Detektoren am ATLAS-Detektor soll der Messstand auch im Durchflussbetrieb bei 3bar absolut betrieben werden. Dazu wird ein System benötigt, welches permanent den Gasdruck des Teststandes überwacht

und regelt (Abbildung 3.4). Als Druckmesser wird hierfür der Absolute High Accuracy Pressure Transducer Type 690A [33], im Folgenden als Baratron bezeichnet, verwendet und als Ausleseeinheit der Signal Conditioner Type 670B [34], beides von der Firma *MKS Instruments*. Der Druckausgleich wird durch ein elektronisches Regelventil, dem Flow Control Valve Type 248A [35], gesteuert, welches durch das Modul 250E [36] angesprochen wird, ebenfalls beide von *MKS Instruments*.

Der Aufbau des Regelsystems ist relativ simpel gehalten. Im Baratron befindet sich eine Membran, welche sich durch den Druckunterschied, der zwischen dem Gas in den Driftröhren und der Außenwelt besteht, verformt. Diese Verformung wird von kapazitiven Sensoren gemessen und in Spannungswerte umgewandelt. Diese Spannungswerte werden vom Auslesemodul 670B eingelesen, und auf einem Display in der gewünschten Einheit ausgegeben. Zusätzlich wird das Signal an das Steuermodul 250E weitergeleitet, welches den empfangenen Spannungswert mit einem fest eingestellten Wert vergleicht, und gegebenenfalls das elektronische Ventil 248A öffnet oder schließt.

Um die Dichtigkeit sowohl des Regelsystems als auch des gesamten Teststandes zu bestimmen, wurde anfangs ein zweites Baratron als Referenz an das System angeschlossen und der Teststand mit 3bar Helium befüllt. Anschließend wurde das Referenzbaratron vom Teststand getrennt und beide gemessenen Drücke gegen die Zeit aufgetragen. Das zweite Baratron war deswegen notwendig, da die Temperatur des Labors und damit die der Rohre, wie in Abbildung 3.5 zu sehen, im Tagesverlauf variierte und somit bei konstantem Volumen der Druck mit der Temperatur nach der Gasgleichung (Formel 3.2) schwankte:

$$pV = nkT \quad (3.2)$$

Ein Beispiel ist in Abbildung 3.6 gegeben. Hier wurde nach dem Befüllen das Referenzbaratron vom System

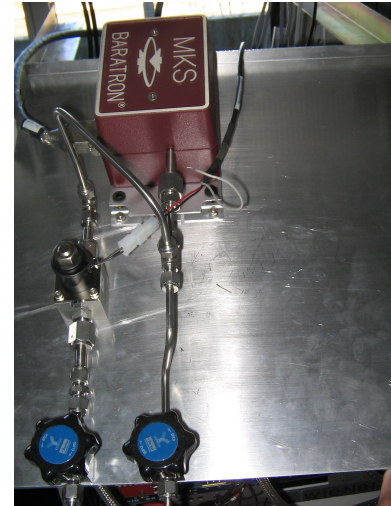


Abbildung 3.4: Das Überdruckregelsystem, bestehend aus einem Baratron und einem elektronischen Überdruckventil

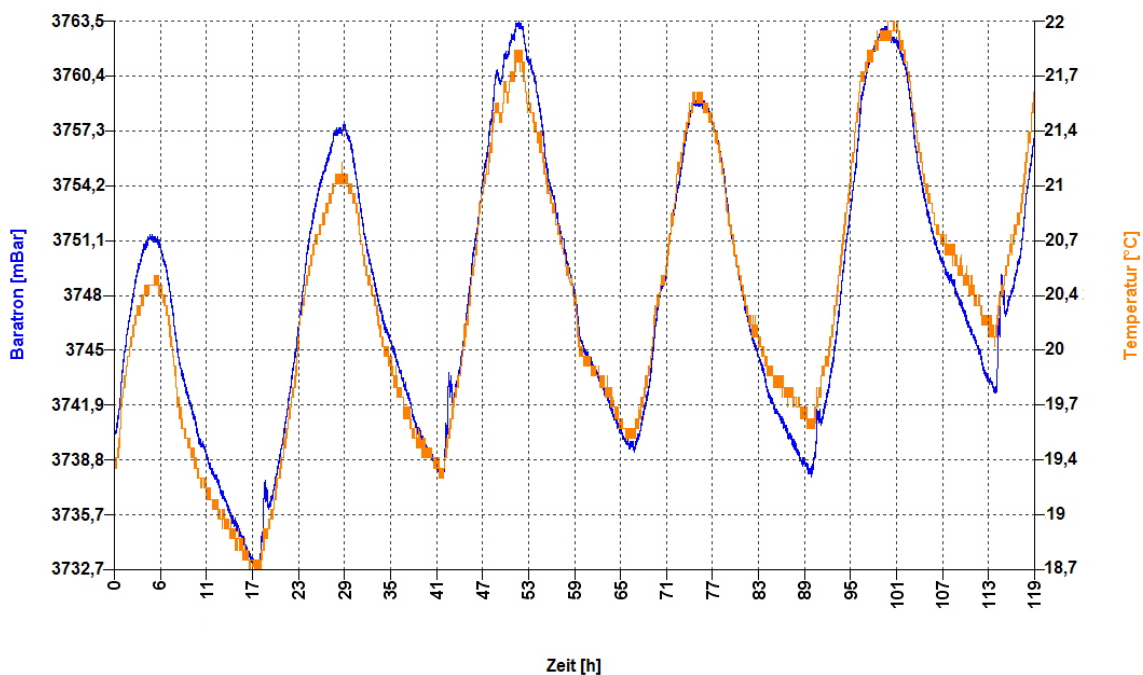


Abbildung 3.5: Druck- und Temperaturverlauf über mehrere Tage. Einfluss der Raumtemperatur (Orange) des nicht klimatisierten Labors auf den Druck der Testkammer (Blau).

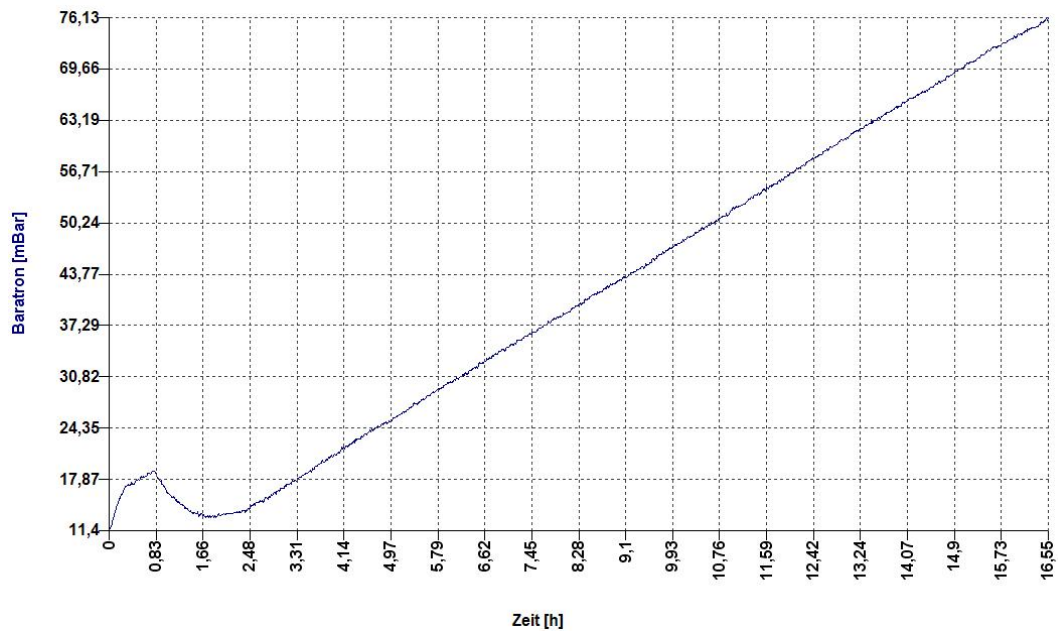


Abbildung 3.6: Dichtetest des Teststandes. Angetragen ist der Differenzdruck des Teststandes, verglichen mit dem abgeschlossenen System des Referenzbaratrons. Der Druckverlust betrug nach Abschluss der Dichtetests 4,44mbar/h.

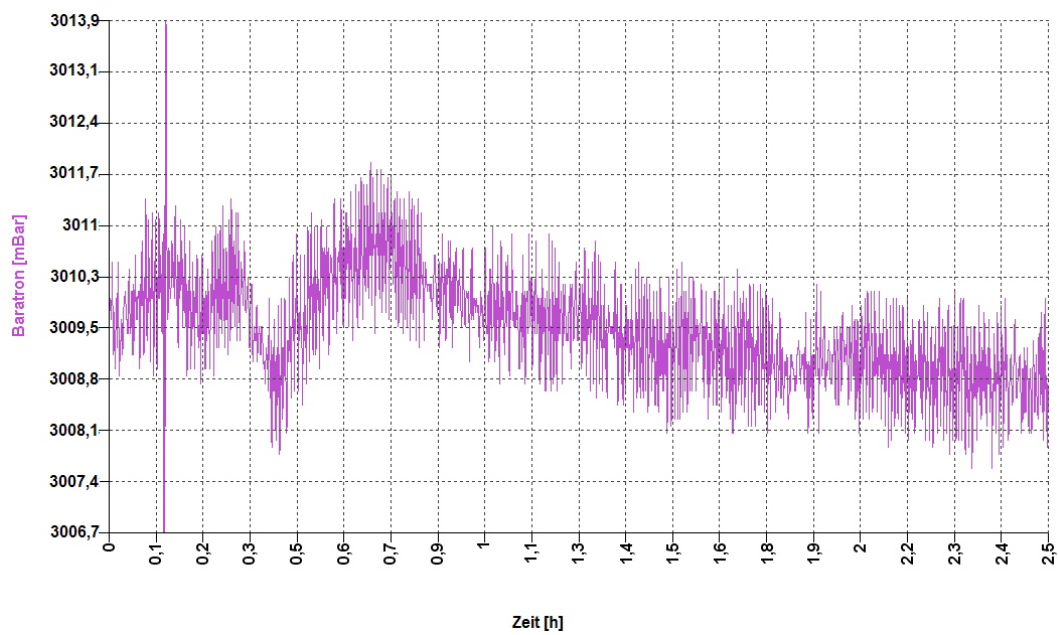


Abbildung 3.7: Test des elektrisch gesteuerten Überdruckregelventils

getrennt und beide Druckmesser über 16,5 Stunden ausgelesen. In der Grafik erkennt man auch eine weitere Eigenschaft der Baratrons. Die Baratrons vom Typ 690A verfügen über ein eingebautes Thermoelement, welches dazu dient, die Arbeitstemperatur der Baratrons konstant zu halten, und somit den Fehler der Druckmessungen auf 0.05% zu senken [33]. Da sich die Baratrons unterschiedlich schnell aufgeheizt hatten, entstand die kleine Schwingung am Anfang der Aufnahme. Bei dieser Messung ergab sich eine Leckrate von 4,44 mbar/h.

In Abbildung 3.7 ist die automatische Regelung des Druckes zu erkennen. Die Schwingungen am Anfang der Messung sind auf ein Übersteuern des Regelmoduls zurückzuführen.

3.4 Das Triggersystem

Zur Bestimmung des Abstandes der Myonenspur vom Anodendraht ist es notwendig, zu erkennen, wann ein Myon den kleinen Teststand durchflogen hat. Dazu wurde ein Triggersystem aus 12 Szintillatoren entwickelt, welche beim Durchgang von geladenen Teilchen Szintillationslicht erzeugen. Der physikalische Hintergrund wurde bereits im theoretischen Teil dieser Arbeit behandelt (Abschnitt 2.1.2). Die Szintillatoren wurden ihrerseits in vier Pakete zu je drei Szintillatoren aufgeteilt, zwei Pakete oberhalb und zwei unterhalb der Driftrohren, wie in der Abbildung 3.8 zu sehen. Das aktive Element eines Szintillators hat eine Breite von 9cm und eine Länge von 70cm. Damit beträgt die Gesamtfläche, die von kosmischen Myonen getroffen wird, $0,378\text{m}^2$, was bei 100 bis 120 Myonen pro m^2 und Sekunde eine Triggerrate von 37,8Hz bis 45,4Hz ergibt.

Die von diesen Szintillatoren emittierten Photonen werden von Photomultipliern vom Typ XP2262 der Firma *Photonis* [37] registriert und über eine Kaskadenschaltung (Abbildung 2.3) bei einer Betriebsspannung zwischen 2000 und 2100 Volt verstärkt. Die Verstärkung beträgt ca. 10^6 je an der Photokathode ausgelöstem Elektron.

Der Spannungspuls aus den Photomultipliern wird in achtfach Diskriminatoren vom Typ 620CLR der Firma *LeCroy* [38] geleitet. Diskriminatoren werden benötigt, um standardisierte Signale zu erzeugen, wenn der Eingangspuls einen eingestellten Schwellwert überschreitet.

Je drei der Signale, welche die 12 Diskriminatoren ausgeben, werden in einer Logic Fan-In/Fan-Out Einheit vom Typ 429 der Firma *LeCroy* miteinander durch eine Oder-Schaltung zusammengefasst. Diese Fan-In/Fan-Out Einheiten sind in der Lage, bis zu vier Eingänge unabhängig voneinander zu kombinieren und das entstandene Signal auf vier Ausgängen zu verteilen, beziehungsweise ein invertiertes Signal auf zwei weiteren Ausgängen auszugeben. Da die Eingänge eine 50Ω -Impedanz haben, wird bei unbenutzten Eingängen kein Abschlusswiderstand benötigt.

Die Ausgänge der vier Fan-In/Fan-Out Einheiten werden in Koinzidenz-Schaltungen geleitet. Für den Teststand wurde die Quad Coincidence Logic Unit N455 der Firma *C.A.E.N.* benutzt. Über einen Schalter kann man auswählen, ob die Ausgänge auf high geschaltet werden, wenn beide Eingänge einen Impuls aufweisen (AND-Schaltung), oder nur an einem ein Signal anliegt (OR-Schaltung). Die Länge des Ausgangssignals kann über ein Potentiometer eingestellt werden. Zusätzlich wird noch ein sogenannter „supplementary overlap output“ zur Verfügung gestellt. Dieser Ausgang bleibt solange auf high, solange die eingestellte Bedingung (AND / OR) erfüllt ist.

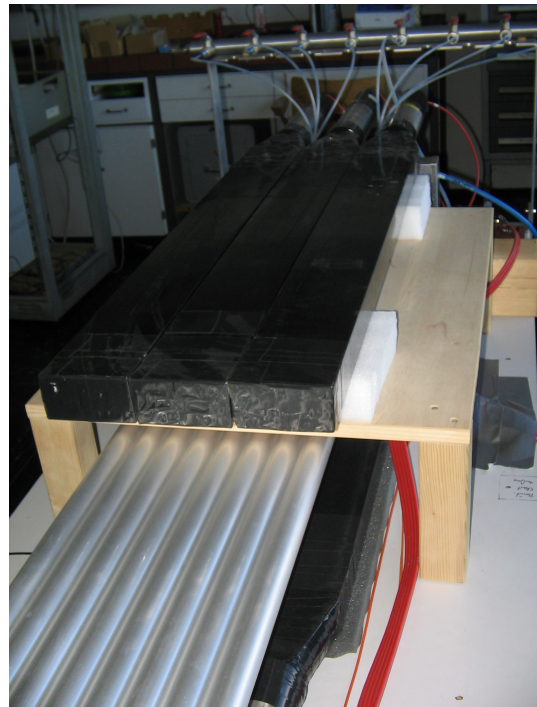


Abbildung 3.8: Die am Teststand verwendeten Szintillatoren mit den Photomultipliern

Da nur Myonen registriert werden sollen, welche durch den gesamten Teststand fliegen, müssen die beiden oberen Szintillatorpakete mit ihren jeweiligen unteren Partnern verglichen werden, indem ein oberes Paket mit einem unteren Paket mithilfe einer AND-Schaltung in eine Koinzidenz-Einheit eingeschleust werden. Dessen Ausgangssignal zusammen mit dem entsprechenden Gegenstück der anderen beiden Photomultiplier-Pakete wird durch eine weitere Koinzidenz-Einheit mit einer OR-Schaltung geschleift. Fliegt ein Myon sowohl durch einen oberen Photomultiplier, als auch durch einen unteren auf derselben Teststandseite, liegt an der Oder-Koinzidenz-Einheit ein Signal an.

Dieses Signal wird in den Dual Timer N93B, ebenfalls von der Firma *C.A.E.N.*, weitergeleitet und dient als Startsignal für den internen Pulsgeber, welcher für eine eingestellte Zeit ein Signal an den Ausgang legt. Durch Verknüpfen des Ausganges des ersten Timers mit dem Eingang des zweiten erzeugt man einen Pulsgenerator, bei dem Höhe und Breite unabhängig eingestellt werden kann. Der erste Timer erzeugt ein unendlich langes Signal, um die Erfassung weiterer Trigger zu verhindern, solange die Datenaufnahme die Verarbeitung noch nicht abgeschlossen hat. Danach wird der Timer mit Hilfe des VME-Modul V621, einer Fan-In/Fan-Out Einheit der Firma *C.A.E.N.* zurückgestellt, sodass neue Signale verarbeitet werden können.

3.5 Auswertung der Signale

Das Ausgangssignal des zweiten Dual Timers dient als Starttrigger der gesamten Anlage, sowohl für die Zeitbestimmung des Triggerevents, als auch für das Signal der Driftröhren. Dazu wird das Signal aufgeteilt und zu einem V775N 16-Kanal Multievent TDC¹ der Firma *C.A.E.N.* als Common Stop Signal geschickt, um die Zeitsignale der 12 Triggerphotomultiplier aufzunehmen. Dies ist nötig, da die Photonen in den Szintillatoren je nach Durchgangsort unterschiedliche Weglängen zurücklegen, und damit die Signale an den Photomultipliern zu unterschiedlichen Zeiten anliegen. Das Triggersignal wird ebenfalls zur TTCvi und TTCex Triggereinheit, welche speziell für den ATLAS-Detektor angefertigt wurde, geschickt. Diese beiden Geräte übergeben den Startpunkt der Driftzeitmessung zusammen mit weiteren Parametern, wie der Eventnummer, an die Mezzaninkarten. Bei den MDT-BOS-Kammern sitzt die ganze Auswerteelektronik in Form von Mezzaninkarten direkt am Detektor. TDC's liefern die Driftzeitinformation, Wilkinson-ADC's die Impulshöhe. Die TDC-ADC-Information wird digital über optische Fasern an die Folgeelektronik übergeben. Im ATLAS-Detektor werden alle 25ns Protonen zur Kollision gebracht. Durch eine mit dem LHC-Ring synchronisierte 25ns Clock werden im Falle eines anliegenden Triggersignals Startimpulse für die Messung der Driftzeit modulo 25ns erzeugt. Da die Driftspektren am Teststand durch kosmische Myonen entstehen und diese zufällig den Teststand durchdringen, muß die wahre Myondurchgangszeit bezüglich der 25ns Clock gemessen werden.

Zur Signalerfassung am Teststand werden zwei Mezzaninkarten benötigt. Einmal für die Signale der Driftröhren und zum Anderen für die des Triggersignals. Die Aufgabe der ersten Karte ist es, die Driftzeit der Elektronen in den Driftröhren zu bestimmen. Ab dem Zeitpunkt t_{thr} , ab dem das Driftröhrensignal einen eingestellten Schwellwert überschreitet, wird dieses in einem TDC auf der Mezzaninkarte mit dem Triggersignal verglichen. Aus dieser Zeitinformation wird später der Driftradius bestimmt. Zusätzlich wird zur Zeit t_{thr} ein Kondensator 16ns lang vom Driftröhrensignal aufgeladen (Wilkinson-ADC), und anschliessend über einen einstellbaren Konstantstrom wieder entladen. Sinkt die Spannung des Kondensators unterhalb einen weiteren, einstellbaren Schwellwert, wird ein Stopp-Signal ausgegeben. Die Differenz Zwischen Start- und Endzeitpunkt ergibt dann die gemessene Impulshöhe. Die zweite Mezzaninkarte speichert den Zeitpunkt des Triggersignals bezüglich der 25ns Triggerclock. Mit einer sogenannten „DCS-Box“ werden vor der Datenaufnahme alle auf der Mezzaninkarte einstellbaren Größen gesetzt.

¹Time-to-Digital-Converter

3.6 Der große Messstand

Quelle: [12], [39]

Abbildung 3.9 gibt den schematischen Aufbau des Messstandes wieder. Hier werden drei Myon-MDT-Kammern eingesetzt, die die Originalgröße und den Aufbau der BOS-Kammertypen des Atlas-Myonspektrometers haben, das heisst, eine Fläche von ca. 4.2m^2 bei 2.3 Multilagern mit bis zu 72 Röhren. Ein durch den Aufbau fliegendes Myon passiert zunächst das obere Hodoskop, welches aus zwei Lagen von Szintillatoren besteht. Anschließend fliegt es durch die obere Referenzkammer, die autarke Testkammer mit dem zu testenden Gasgemisch und schließlich die untere Referenzkammer. Die beiden Referenzkammern sind mit dem Ar-CO₂ (93-7) Standardgas befüllt. Danach führt sein Weg durch einen 36cm dicken Eisenabsorber, das untere Hodoskop und schließlich durch zwei Lagen von Streamerrohren zur Messung der Vielfachstreuung.

Die Hodoskope zeigen an, wann ein Myon durch den Messstand geflogen ist und haben eine Ortsauflösung von etwa 5cm entlang der Kammerdrähte. Somit kann die Spur der Myonen nicht nur als Abstand von den Anodendrähten der Kammern gemessen werden, sondern zusätzlich die Position im Messstand ermittelt werden. Die Hodoskope bestimmen den Startzeitpunkt einer Messung.

Durch Vielfachstreuung in den Rohrwänden kann die Ortsauflösung der Myonen beeinträchtigt werden. Der Eisenabsorber lässt deshalb nur Myonen zum unteren Hodoskop, welche eine Energie von mindestens 600MeV haben. Nur, wenn die Myonen das untere Hodoskop passieren, wird eine Messung ausgelöst. Über die Messung der Vielfachstreuung mit den Streamerdetektoren können in der Analyse weitere Energiecuts softwaremäßig gesetzt werden.

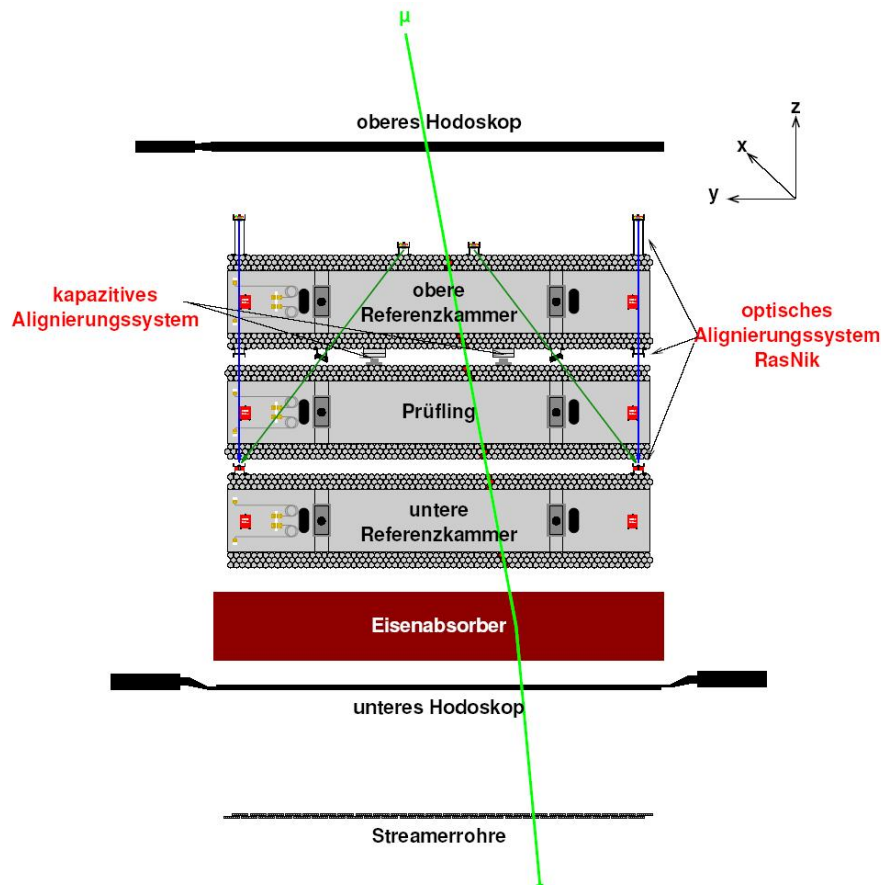


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau des großen Messstandes

Kapitel 4

Das Programmpaket GARFIELD

„Der Glaube an das Zählen und Messen verführt in allen Künsten zu den größten Fehlern.“

Paul Renner (1878-1956)

Um die Driftgaseigenschaften besser verstehen und kleine Veränderungen im Aufbau und der Gaszusammensetzung schneller berücksichtigen zu können, erlaubt das Simulationsprogramm GARFIELD [40] zusammen mit MAGBOLTZ [41] und HEED [42] nicht nur eine sehr gute Rekonstruktion bereits gemessener Gase, sondern darüber hinaus Voraussagen über das Verhalten geplanter Gemische.

4.1 Die einzelnen Programmteile

MAGBOLTZ simuliert die Transporteigenschaften der Gemische, HEED den Energieverlust geladener Teilchen im Gas. Als Interface enthält GARFIELD beide Programme und erlaubt somit die Eigenschaften des Gemisches bei frei einstellbaren Randbedingungen (Geometrie, Potentiale, Druck, Temperatur, u.v.a.) zu simulieren. In dieser Arbeit wurde die GARFIELD Version 9.10 verwendet.

4.1.1 HEED

Das Programm HEED [42] von Igor Smirnov ist in der Lage, den Energieverlust von geladenen Teilchen, sowohl in gasförmigen, als auch in festen Medien realistisch zu simulieren und die Ausgabeparameter zur weiteren Verarbeitung an GARFIELD zu übergeben. Dabei wird eine Monte Carlo Simulation verwendet, welche den Energieübertrag des Projektilteilchens an die Atomelektronen berechnet. Für jeden Energietransfer wird bestimmt, um welches Atom es sich handelt und aus welcher Schale die Elektronen herausgeschlagen werden, und für die weitere Berechnung der Delta-Elektronen-Energie berücksichtigt. Auf diese Art werden die bei dieser Ionisation entstehenden Delta- und Auger-Elektronen sowie eventuelle Photonen, die beim Auger-Prozess entstehen, erzeugt.

Im Gegensatz zu MAGBOLTZ, welches ca. 60 verschiedene Gase unterstützt, berechnet HEED den Energieverlust nur für die 25 gebräuchlichsten Gasen, insbesondere die im Rahmen meiner Diplomarbeit verwendeten Gase, Argon, Neon, Stickstoff, Tetrafluormethan und Kohlendioxid.

4.1.2 MAGBOLTZ

MAGBOLTZ [41] von Stephen Biagi wurde entwickelt, um die Drift, die Diffusion und die Verstärkung von Elektronen in Gasen unter Beeinflussung durch elektrische und magnetische Felder zu simulieren. Den Berechnungen liegen sowohl elastische als auch inelastische Wirkungsquerschnitte von ca. 60 Gasen zugrunde. Die

einzelnen Wirkungsquerschnitte sind unter <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/cross> einsehbar. Die Transporteigenschaften der Gase werden durch eine numerische Berechnung der Boltzmannschen Transportgleichung gelöst. Die verwendeten Wirkungsquerschnitte basieren auf realen Messungen von Driftgeschwindigkeiten und Diffusionskoeffizienten, an die die Querschnitte so lange angepasst werden, bis die Simulation mit den experimentellen Daten übereinstimmen.

4.1.3 GARFIELD

Das Ziel des Simulationspakets GARFIELD [40] von Rob Veenhof ist es eine realistische Vorhersage für das Verhalten der Gase in einer beliebigen geometrischen Kammer zu geben, und die Resultate sowohl graphisch, als auch als Datenfile zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung zu stellen. Zur besseren Strukturierung ist GARFIELD in sieben Abschnitte unterteilt:

Die Cell-Section In diesem Abschnitt werden die geometrischen Eigenschaften der Driftkammer eingestellt. Neben den Abmessungen und der Form der Kammern werden auch die elektrischen Potentiale festgelegt, auf denen die Kammer und die Signaldrähte liegen.

Die Magnetic-Section In dieser Sektion wird das magnetische Feld der Driftkammer definiert. Dies passiert auf zwei Wegen. Entweder, man gibt der Simulation eine externe Datei mit, aus welcher die Feldeigenschaften mit Hilfe des Befehls FIELD-MAP ausgelesen werden, oder man stellt ein konstantes magnetisches Feld mit Hilfe des Befehls COMPONENTS ein.

Die Gas-Section Dieser Abschnitt ist der Hauptteil des Simulationsprogrammes. Hier werden der Druck und die Temperatur des Gases eingestellt und die Transporteigenschaften simuliert. Schnittstellen zu den bereits genannten Programmen MAGBOLTZ und HEED geben die Möglichkeit, das Verhalten des Gasgemisches noch besser an die realen Experimente anzupassen.

Die Optimize-Section Hier werden Feinabstimmungen an der Geometrie und dem Gas vorgenommen. Kräfte, welche auf den Anodendraht wirken, werden berücksichtigt, genauso wie eventuelle Raumladungen. Für allgemeine Gasstudien, wie zur Simulation von r-t-Relationen und Driftspektren ist dieser Abschnitt nicht erforderlich

Die Field-Section Dieser Abschnitt ist für den Fall vorgesehen, dass man elektrostatische oder magnetische Felder ausgeben oder untersuchen will.

Die Drift-Section Hier wird das Driftverhalten von Elektronen und Ionen näher untersucht und eine r-t-Relation ausgegeben.

Die Signal-Section Während sich die Gas-Section vorwiegend auf die Simulation von r-t-Relationen beschränkt, wird in dieser Sektion das Signal am Anodendraht analysiert, indem explizit eine Spur eines geladenen Teilchens durch die Kammer gelegt wird. Dieser Abschnitt ist vor allem relevant, wenn man ein Drift- oder Signalthöhenspektrum des Gasgemisches erstellen will. Hierauf wird im folgenden Programmbeispiel noch explizit eingegangen.

4.2 Programmbeispiele

Da das Programmpaket zu komplex ist, als dass man es in dieser Arbeit ausreichend beschreiben könnte, werde ich mich im Folgenden nur auf eine Beschreibung der wichtigsten Eigenschaften anhand des eingesetzten Programms beschränken.

```

&CELL
  tube radius 1.46 voltage 0.
  rows
  s 1 0.005 0 0 3080.

&GAS
  pressure = 3. bar
  temperature = 21.3 C
  Call inquire_file (filename,exist)
  If exist then
    get filename
  else
    global emin = 3080./(log(1.46/0.0025)*1.46)
    global emax = 3080./(log(1.46/0.0025)*0.0025)
    magboltz argon 93. co2 7. e-field-range emin emax mobility 0.5
    write filename
  endif

&DRIFT
  xtplot x-range 0 1.5 x-step 0.2

```

Programmausschnitt 4.1: Programmabschnitt zur Erstellung einer r-t-Relation (siehe Text)

Innerer Rohrdurchmesser: 2·1,46cm
 Drahtdurchmesser: 50µm=0,005cm
 Gasdruck: 3bar absolut
 Raumtemperatur: 21,3°C
 Gasgemisch: Ar-CO₂ (93-7)

4.2.1 Erstellung einer r-t-Relation

Da eine Berechnung der Transporteigenschaften der Gemische mit einem 3,07GHz Prozessor ca. 3-4 Stunden dauert, ist es zweckmäßig, die Ergebnisse in einer Datei abzuspeichern, um gegebenenfalls später darauf zugreifen zu können.

Zunächst werden die Kammergeometrie und die Potentiale in der CELL-Section festgelegt (Programmausschnitt 4.1). In diesem Fall wurde zunächst mit Hilfe des Befehls TUBE ein Rohr mit 1,46cm Radius erzeugt, welches auf Masse (0V) gelegt wurde, und anschließend mit ROWS ein Draht von 50µm Durchmesser mit 3080V Hochspannung in den Ursprung (0, 0) gelegt.

Der nächste Abschnitt beschäftigt sich mit dem Gasgemisch selbst. Als erstes wird der Druck auf 3bar eingestellt und die Temperatur auf 21,3°C gesetzt, der Durchschnittstemperatur im Messraum des Messstandes. Um die Simulation zu beschleunigen, wird mit Hilfe des Befehls INQUIRE_FILE geprüft, ob das gewählte Gasgemisch schon einmal simuliert wurde und gegebenenfalls geladen. Die eigentliche Berechnung findet im Programm MAGBOLTZ statt, welches u.a. für die Berechnung der Transporteigenschaften zuständig ist. Diesem wird das Gasgemisch Ar-CO₂ (93-7) sowie die Grenzen des E-Feldes (Formel 2.1) übergeben. Die Mobility am Ende sorgt für eine Berechnung der Ionenmobilität, da dies standardmäßig nicht berücksichtigt wird. In diesem Fall wird MAGBOLTZ eine Ionenmobilität von 0,5 cm²/µs V mitgegeben. Im Anschluss an eine erfolgreiche Simulation wird die Gastabelle für spätere Verwendungen gespeichert.

Der letzte Befehl in der DRIFT-Section gibt das Ergebnis als Bild aus. Die Abbildung 4.1 (links) zeigt die simulierte r-t-Relation des Standardgemisches Ar-CO₂ (93-7). Diese ist in guter Übereinstimmung mit der gemessenen r-t-Relation, welche zum Vergleich rechts abgebildet ist.

In Tabelle 4.1 sind einige simulierte Driftzeiten experimentell gemessenen Driftzeiten gegenübergestellt.

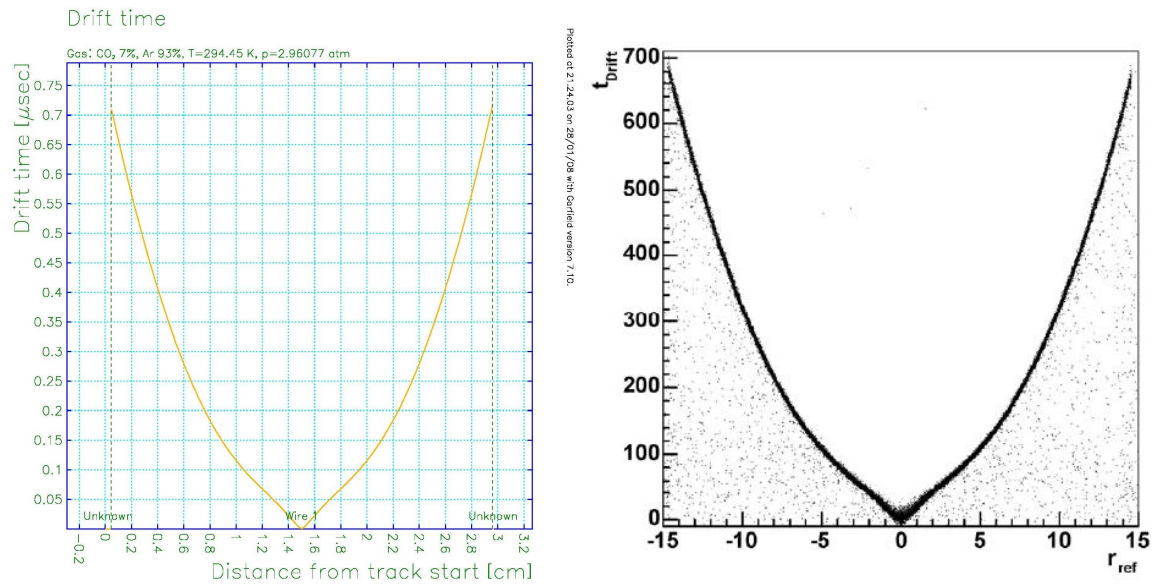


Abbildung 4.1: Simulierte und experimentell gemessene r-t-Relationen des Standardgases Ar-CO₂ (93-7)

Gas	Verhältnis	GARFIELD	Teststand
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-2-5	370	350
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-3-4	440	420
Ar-CF ₄	97-3	245	250
Ar-CF ₄	96-4	220	210
Ar-CF ₄ -N ₂	96-2-2	265	300
Ar-CF ₄ -N ₂	95-3-2	235	220
Ar-CO ₂	92-8	550	590
Ar-CO ₂	93-7	650	670
Ar-CO ₂	94-6	750	760
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-7-0	200	—
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-6-1	265	—
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-5-2	335	320
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-4-3	405	380
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-3-4	475	460
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-2-5	550	540
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-1-6	615	625
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-0-7	670	685
Ar-CF ₄ -CO ₂	96-3-1	275	270

Tabelle 4.1: Simulierte und gemessene Driftzeiten verschiedener Driftgase. Die Fehler bei der Driftzeitbestimmung mit GARFIELD lagen bei $\pm 1\text{ns}$, am Teststand bei $\pm 20\text{ns}$

Auch bei den vier komponentigen Gasgemischen wie Ar-CO₂-CF₄-N₂ ist GARFIELD in der Lage, die Driftzeiten gut zu berechnen.

4.2.2 Erstellung eines Driftspektrums

Will man zusätzlich noch das Driftspektrum (Programmausschnitt 4.2) berechnen, braucht man das Zusatzprogramm HEED, welches den Energieverlust im Gas berechnet. Dieser wird wie der Befehl MAGBOLTZ in der GAS-Section definiert, in dem man das Gasgemisch angibt. Im Gegensatz zu MAGBOLTZ, welches 60 verschiedene Gastabellen verwendet, enthält die Datenbank von HEED nur 25 Gase. Zusätzlich wird die Gasverstärkung mit dem Befehl AVALANCHE in der SIGNAL-Section berechnet. Es ist möglich, die Gasverstärkung auf mehrere verschiedene Arten zu beschreiben. In diesem Fall wurde der Befehl mit der Option POLYA-FIXED angewiesen, eine Gamma-Verteilung zu erzeugen, welche für die verwendete Kammergeometrie eine sehr gute Beschreibung der Gasverstärkung erlaubt. Dies dient dazu, eine Variation der Gasverstärkung um den Sollwert zu erzeugen.

Danach wird ein Histogramm erstellt, welches das Driftspektrum enthält. In einer For-Schleife über den Befehl TRACK wird eine zufällige Myonenspur erzeugt. Zur realistischeren Berechnung wird HEED aufgerufen, welchem vorher bereits das aktuelle Gas mitgeteilt wurde. In diesem Beispiel soll HEED den Energieverlust für Myonen (μ^+) mit einer Energie von 3 GeV berechnen. Wird ein Elektron durch die Myonenenergien vom Atom gelöst, läuft es für kurze Zeit durch den Raum, bevor es weitere Elektronen erzeugt. So entsteht die Clusterwolke. Mit DELTA-ELECTRONS wird HEED mitgeteilt, dass Delta-Elektronen berücksichtigt werden sollen. Die Option TRACE-DELTA-ELECTRONS berücksichtigt, dass die Flugbahn der Delta-Elektronen von der niederenergetischer Primärelektronen abweicht, da letztere eine sehr viel geringere Energie haben und somit auf das vorhandene elektrische und magnetische Feld anders reagieren.

Anschließend erzeugt GARFIELD mit SIGNAL ein Signal. In Abbildung 4.2 ist ein Beispiel angegeben, wie simulierte Signale aussehen können. Dieser Befehl berücksichtigt diverse Einstellungen, um das Signal so realistisch wie möglich zu machen. Um dies zu erreichen, wird die mit dem Befehl AVALANCHE errechnete Gasverstärkung genauso berücksichtigt (Option AVALANCHE) wie die unterschiedlichen Ankunftszeiten der Elektronen am Anodendraht aufgrund von Diffusion (Option DIFFUSION).

Danach wird mit GET_SIGNAL das erzeugte Signal in Vektoren transformiert, um besser verarbeitet werden zu können. Übersteigt das Signal im Befehl THRESHOLD_CROSSING einen vorgegebenen Schwellwert,

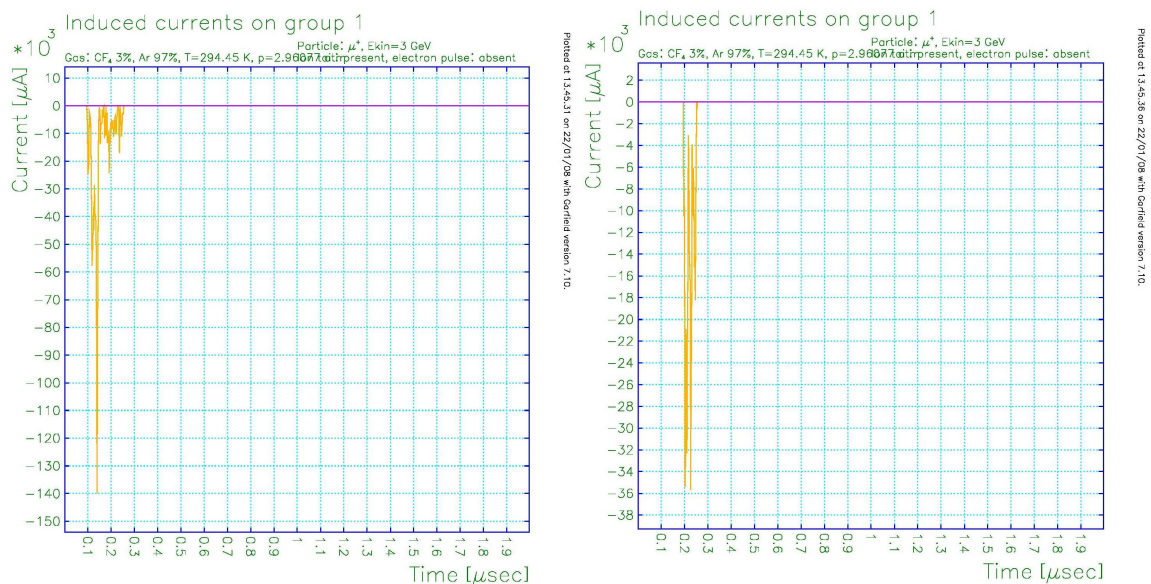


Abbildung 4.2: Beispiele mit GARFIELD erzeugter Signale


```

&GAS
  heed argon 93. co2 7.

&SIGNAL
  avalanche polya-fixed 20000. 0.38
  resolution 0.0 0.002 1000
  int-par int-acc 1e-10
  call book_histogram(ref1,500,0,4096,'integer')
  for counter from 1 to 1000000 do
    global pos=rnd_uniform*1.46
    track pos -1.5 pos 1.5 heed mu+ ...
      energy 3000 delta-electrons trace-delta-electrons
    signal avalanche noattachment diffusion ion-tail noelectron-pulse ...
      average-signal 2 new
    call get_signal(1,time,signal)
    call threshold_crossing(1,-38,'noplot,falling,linear',n,t1)
    global channel=t1*32/25*1000
    Call fill_histogram(ref1,channel)
  enddo
  call plot_histogram(ref1,'Channel','Driftspektrum')

```

Programmausschnitt 4.2: Programmabschnitt zur Erstellung eines Driftspektrums

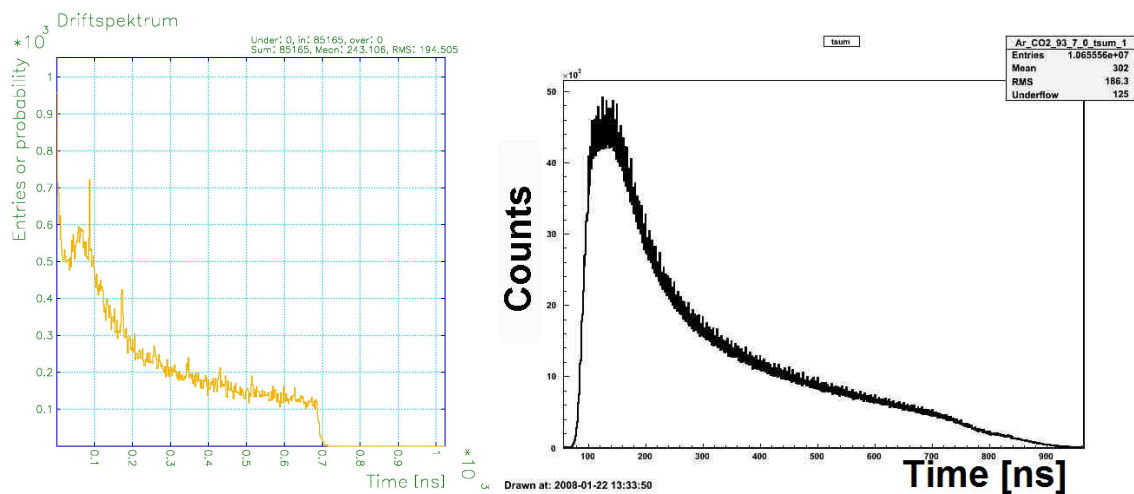


Abbildung 4.3: Simuliertes und experimentell gemessenes Driftspektrum des Standardgases Ar-CO₂ (93-7)

wird die Anzahl der Durchgänge (Parameter n) und die Zeit des ersten Durchgangs (Parameter t_1) zurückgegeben, und mit FILL_HISTOGRAM ins Histogramm geschrieben. Der erste Parameter gibt die Nummer des Anodendrahtes wieder, welcher in der CELL-Section eingegeben wurde, anschliessend wird der zu erreichende Schwellwert angegeben und ob eine steigende oder fallende Flanke detektiert werden soll. Die optionale Befehlszeile GLOBAL CHANNEL=T1*32/25*1000 rechnet die ausgegebene Zeit in Channels um, wie sie vom TDC des Messstandes ausgegeben werden. Am Ende wird eine Abbildung des Histogramms erzeugt, in dem das Driftspektrum dargestellt wird (Abbildung 4.3). Links ist wieder das Ergebnis der Simulation abgebildet, rechts die experimentelle Messung. Man sieht, dass GARFIELD auch bei der Simulation eines Driftspektrums eine gute Vorhersage macht. Nachteil hierbei ist, dass die Erstellung eines Driftspektrums mit ca. 1.000.000 Messpunkten mehr als 1,5 Wochen Rechenzeit bei einer Prozessorgeschwindigkeit von 3,07GHz erfordert.

Auch bei der Bestätigung unvorhersehbarer Ereignisse, wie dem starken Minimum in der r - t -Relation des Ar-CF₄ (97-3)-Gemisches (Abbildung 4.4) bei Kanal 130, bei dem es nicht klar war, ob es sich um ein physika-

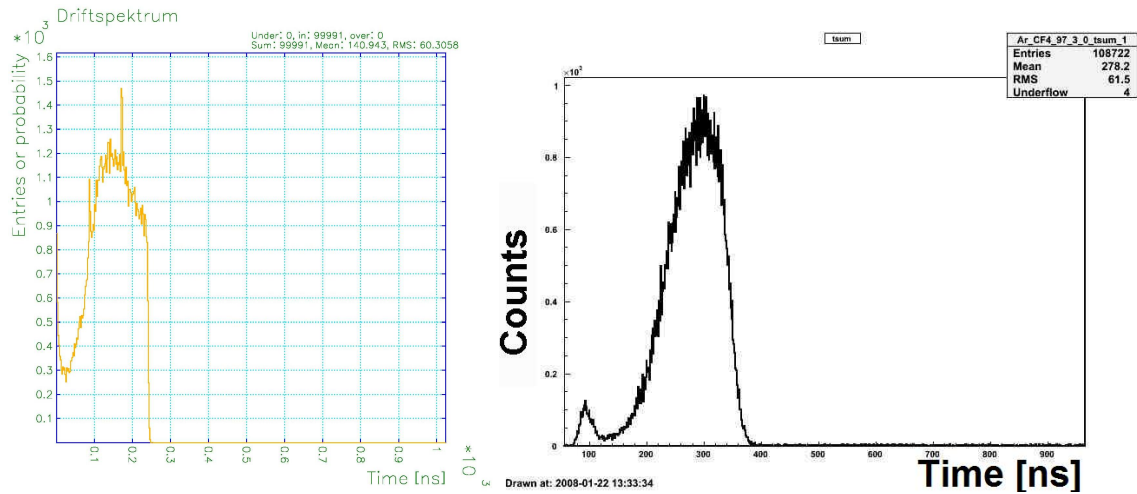


Abbildung 4.4: Simuliertes und experimentell gemessenes Driftspektrum des Standardgases Ar-CF₄ (97-3)

liches Problem handelte, oder um einen Fehler in der Auswertung, lieferte GARFIELD gute Ergebnisse. Auf diese Art konnte das Minimum des Driftspektrums bei Ar-CF₄ (97-3) dadurch erklärt werden, dass die Energie der Drift-Elektronen ausreicht, um das Tetrafluormethan zu zersetzen, so dass das elektronegative Fluor Elektronen einfangen konnte [44], die dann nicht mehr zum Zählrohr gelangen.

Kapitel 5

Vorstudien mit GARFIELD

„Kids, you tried your best and you failed miserably. The lesson is, never try.“

Homer Simpson (The Simpsons - Season 5: Burns' Hair)

Aufbauend auf vorangegangenen Studien werden in diesem Kapitel verschiedene, mit GARFIELD simulierte Gasgemische vorgestellt, welche zu einer möglichst hohen Driftgeschwindigkeit und Linearität der r-t-Relationen führen.

5.1 Vorbemerkung

Die Randbedingungen der Simulationen sollten die realen Gegebenheiten so gut wie möglich nachstellen, die Rohrgeometrie wurde den der realen Driftröhren nachempfunden, der Innenradius des Aluminiumrohrs lag bei 1,46cm und das Potential auf Masse, der Radius des Anodendrahts bei $25\mu\text{m}$ bei einem Potential von 3080V. Das Gas wurde bei einem Druck von 3bar simuliert, bei einer Raumtemperatur von $21,3^\circ\text{C}$, was der mittleren Tagestemperatur im Messraum des Messstandes entsprach.

Bevor die eigentlichen Simulationen gestartet wurden, wurde die Verlässlichkeit von GARFIELD mit dem Standardgas Ar-CO₂ (93-7) getestet. Danach wurden Gase, die bereits in anderen Diplomarbeiten vorgestellt wurden, nochmals simuliert, und an meine Parameter angepasst. Im Anschluss erfolgte der Austausch verschiedener Gaskomponenten und die Optimierung der neuen Gasgemische.

5.2 Test des Simulationspakets GARFIELD

Um festzustellen, ob das Programmpaket GARFIELD die Drifteigenschaften der zu testenden Gase zufriedenstellend vorhersagen kann, wurde das Programm zunächst mit dem Standardgas Ar-CO₂ (93-7) und den zwei Variationen Ar-CO₂ (92-8) und Ar-CO₂ (94-6) getestet. Die Eigenschaften dieser Gase sind bereits durch Messungen am großen Messstand bekannt [49].

Wie im Kapitel über GARFIELD bereits erwähnt, dauerte die Erstellung eines Driftspektrums sehr lange, weshalb für die Bestimmung der maximalen Driftzeit auf die r-t-Relationen zurückgegriffen wurde. Dabei kam die Möglichkeit zugute, die Driftzeiten als ASCII-Wert auszugeben. Die maximale Driftzeit des Standardgases Ar-CO₂ (93-7) betrug am Messstand ca. 670ns, was in guter Übereinstimmung mit der maximalen Driftzeit von 677ns aus der r-t-Relation von GARFIELD ist (Abbildung 5.1).

Da sich bereits kleine Veränderungen im Mischungsverhältnis deutlich auf die Driftzeit auswirken, wurden zusätzlich die zwei Variationen Ar-CO₂ (92-8) und Ar-CO₂ (94-6) getestet (Abbildung 5.2 und 5.3). Während bei Ar-CO₂ (92-8) die Driftzeit am Messstand bei ca. 750ns lag, betrug sie bei Ar-CO₂ (94-6) nur ca. 600ns. Mit 760ns für Ar-CO₂ (92-8), sowie 598ns für Ar-CO₂ (94-6) konnten auch diese Zeiten durch GARFIELD gut rekonstruiert werden.

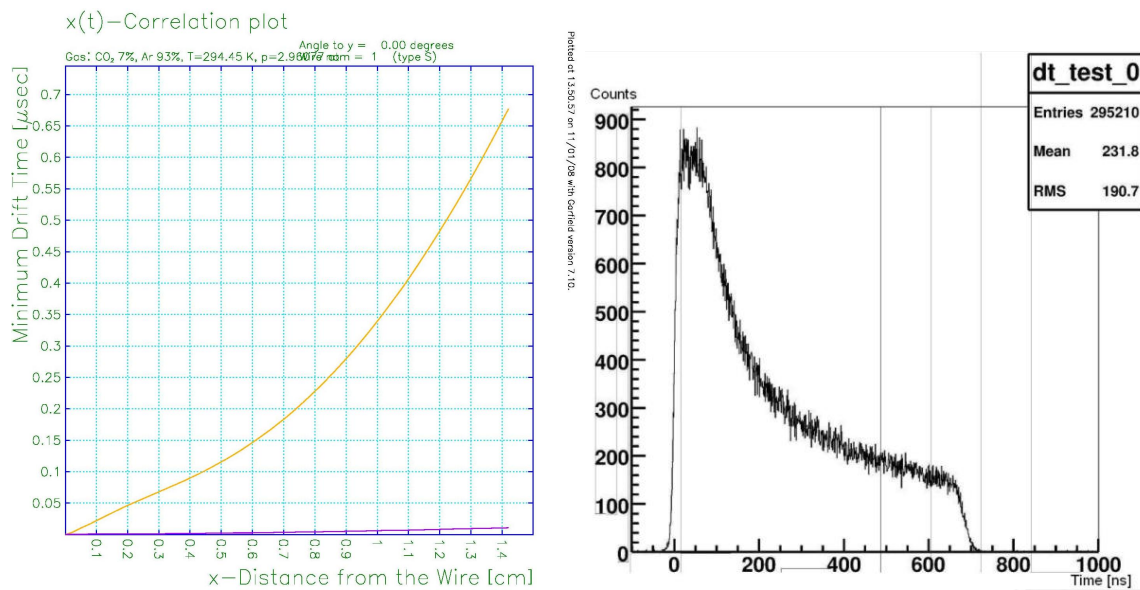


Abbildung 5.1: Simuliertes r-t-Relation (links) und experimentell am Messstand gemessenes (rechts) Driftzeitspektrum von Ar-CO₂ (93-7).

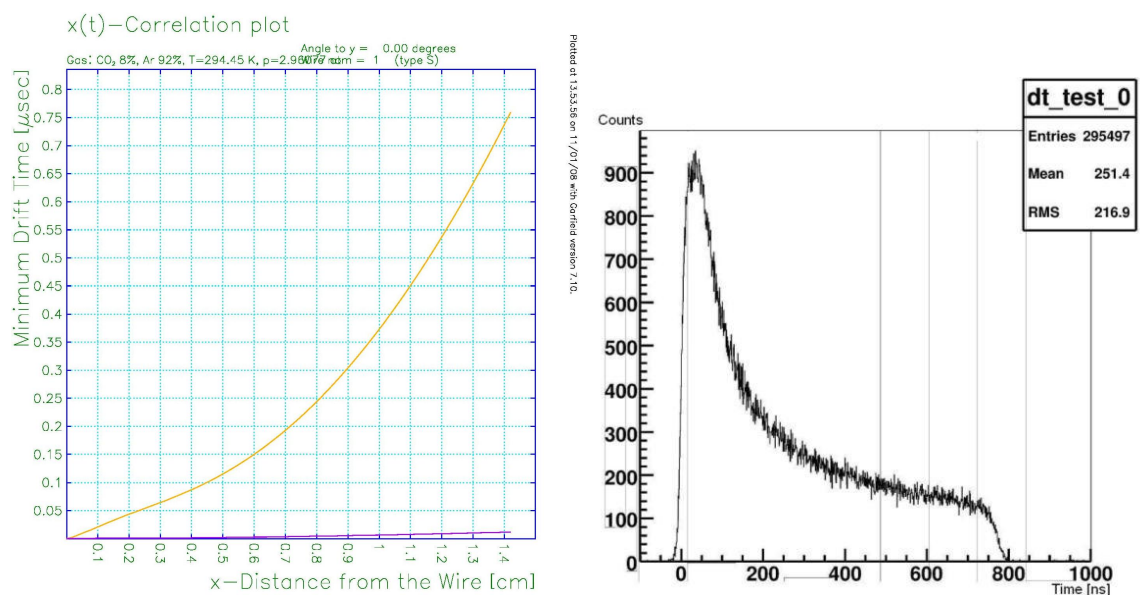


Abbildung 5.2: Simulierte r-t-Relation (links) und experimentell am Messstand gemessenes (rechts) Driftzeitspektrum von Ar-CO₂ (92-8).

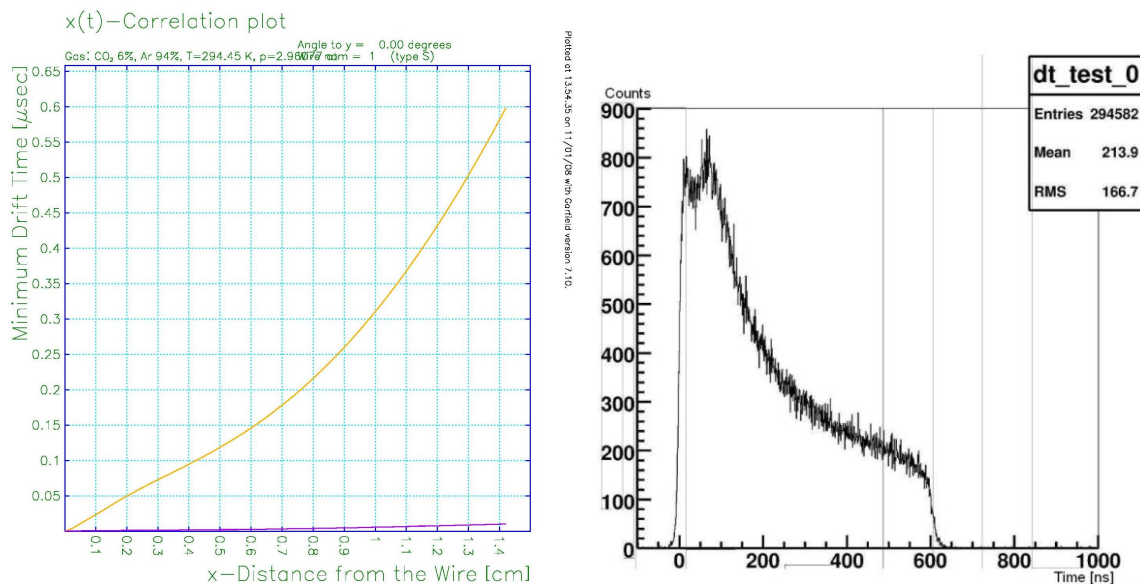


Abbildung 5.3: Simuliertes r-t-Relation (links) und experimentell am Messstand gemessenes (rechts) Driftzeitspektrum von Ar-CO₂ (94-6).

Das Minimum bei Kanal 50 in Abbildung 5.3 entsteht durch den Wendepunkt in der r-t-Relation ca. 4mm vom Anodendraht entfernt.

5.3 Bereits simulierte Driftgase mit Ethan-Anteil

Ausgangspunkt der Vorstudien dieser Diplomarbeit waren das Driftgas Ar-C₂H₆-N₂ (90-5-5) und die zwei vierkomponentigen Varianten Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (88-2-5-5) und Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (86-4-5-5) (Abbildung 5.4), welche bereits 1994 in Freiburg von Volker Paschhoff in seiner Diplomarbeit „Gasstudien für die Myonkammern des ATLAS-Detektors“ [9] untersucht wurden. In dieser Diplomarbeit lag die Hochspannung bei Ar-C₂H₆-N₂ (90-5-5) bei 3100V, beziehungsweise bei Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (88-2-5-5) und Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (86-4-5-5) bei 3300V.

Da bei meinen Studien die Spannung des Signaldrahtes konstant bei 3080V gehalten wurde, wurden diese Driftgase noch einmal simuliert (Abbildung 5.5). Die Temperatur wurde bei 21,3°C belassen und der Gasdruck bei 3bar. Die Kammergeometrie entsprach der der Standardrohre des Myondetektors. Deutlich zu sehen ist hier die Linearität des dreikomponentigen Gases, welche mit steigender Kohlendioxidkonzentration immer mehr abnimmt. Die maximale Driftzeit liegt bei 2% Kohlendioxid mit 462ns zunächst unterhalb der Driftzeit des Grundgases mit 491ns und steigt bei 4% auf 555ns an. Dies entspricht der Beobachtung aus Abschnitt 2.4, dass Ar-CO₂-Gemische bei ca. 3% ihr Minimum in der Driftzeit haben (Abbildung 2.17).

Da Ethan jedoch wie alle Kohlenwasserstoffe zur Polymerisation neigt, wurde von diesen Driftgasen zum Einsatz an den ATLAS-Myon-Detektoren abgesehen, da die Betriebszeit über 10 Jahre betragen soll.

5.4 Driftgase mit Tetrafluormethan

Das in den oben vorgestellten Driftgasen verwendete Ethan wurde versuchsweise durch Tetrafluormethan ersetzt. Damit wurden die Veränderungen der Drifteigenschaften anhand von Ar-CF₄-N₂ (90-5-5), Ar-CO₂-CF₄-N₂ (88-2-5-5) und Ar-CO₂-CF₄-N₂ (86-4-5-5) untersucht (Abbildung 5.6).

Im Vergleich der beiden Abbildungen 5.5 und 5.6 kann man die Auswirkungen der verschiedenen Wirkungsquerschnitte von Ethan (Abbildung C.13) und Tetrafluormethan (Abbildung C.43) erkennen. Das Gemisch Ar-CF₄-N₂ (90-5-5) ist mit 239ns doppelt so schnell wie das entsprechende Ethangemisch. Mit zuneh-

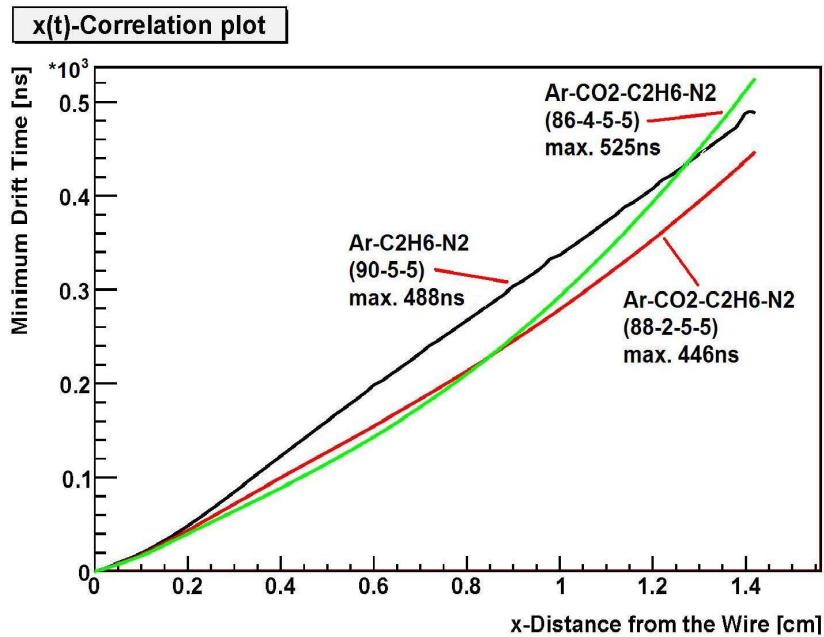


Abbildung 5.4: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen der drei Ausgangsgase Ar-C₂H₆-N₂ (90-5-5) (Schwarz), Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (88-2-5-5) (Rot) und Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (86-4-5-5) (Grün) mit den Hochspannungen der Diplomarbeit von Herrn Paschhoff [9]. Ar-C₂H₆-N₂ (90-5-5) hat eine Spannung von 3100V, Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (88-2-5-5) und Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (86-4-5-5) eine Spannung von 3300V. Die Gastemperatur beträgt 21,3°C und der Druck liegt bei 3bar.

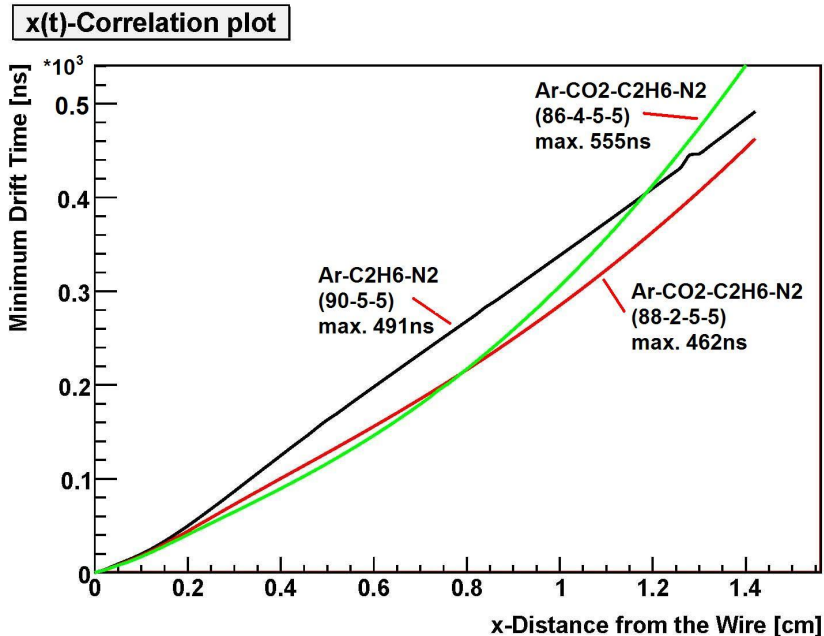


Abbildung 5.5: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen der drei Gase Ar-C₂H₆-N₂ (90-5-5) (Schwarz), Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (88-2-5-5) (Rot) und Ar-CO₂-C₂H₆-N₂ (86-4-5-5) (Grün) bei einer Spannung von 3080V, 21,3°C Gastemperatur und 3bar Druck

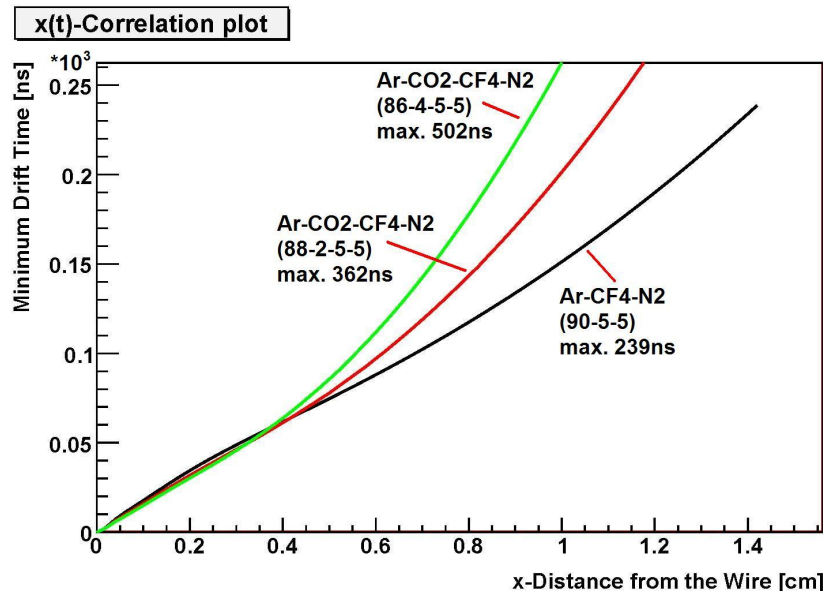


Abbildung 5.6: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen der drei Gasgemische Ar-CF₄-N₂ (90-5-5) (Schwarz), Ar-CO₂-CF₄-N₂ (88-2-5-5) (Rot) und Ar-CO₂-CF₄-N₂ (86-4-5-5) (Grün) bei einer Spannung von 3080V, 21,3°C Gastemperatur und 3bar Druck

Wenn der Kohlendioxidgehalt dominiert, führt der hohe elastische Wirkungsquerschnitt des Kohlendioxids zu dem monotonen Anwachsen der Driftzeit.

5.5 Optimierung der Driftgase

Ziel der folgenden Studien war es, die Driftzeit so gering wie möglich zu machen, bei linearer r-t-Relation des Gases. Dazu wurden mehrere Simulationen durchgeführt, in welchen sowohl der Tetrafluormethangehalt als auch der Stickstoffgehalt variiert wurden (Abbildungen 5.7 - 5.9). In der ersten Abbildung 5.7 wurde der Stickstoffgehalt konstant bei 2% gehalten, während der Tetrafluormethananteil von 0% in 3%-Schritten auf 15% erhöht und Argon entsprechend von 98% auf 83% erniedrigt wurde. Ab einer Beigabe von 3% Tetrafluormethan werden maximale Driftzeiten um die 200ns erreicht. Die r-t-Relationen der Tetrafluormethan enthaltenden Gase sind in Signaldrahtnähe konkav und in größerer Entfernung konvex. Am linearsten ist das Ar-CF₄-N₂ (95-3-2). Signaldrahtnähe, ab ca. 2mm, werden die Graphen mit Tetrafluormethan leicht konkav, was bedeutet, dass diese Komponente das Gas in Signaldrahtnähe langsamer macht. Der Grund hierfür ist wieder im Wirkungsquerschnitt des Tetrafluormethans (Abbildung C.43) zu finden. Befinden sich die freien Elektronen in großer Entfernung von Signaldraht, ändert sich die mittlere Elektronenenergie pro freie Weglänge kaum. Damit bleibt auch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in diesem Bereich nahezu konstant. Wie im theoretischen Teil erwähnt, ist das elektrische Feld über die Formel 2.1 invers proportional zum Abstand zum Anodendraht. Das bedeutet, je näher die Elektronen zum Draht driften, desto stärker ändert sich das Feld. Damit steigt die mittlere Elektronenenergie pro freie Weglänge und der elastische Wirkungsquerschnitt nimmt zu. Die Elektronen streuen mit größerer Wahrscheinlichkeit elastisch, was sich in einer Verringerung der Driftgeschwindigkeit bemerkbar macht.

Die nächste Studie (Abbildung 5.8) zeigt das Verhalten der r-t-Relation, wenn das Tetrafluormethan bei den 3%, für das das Driftgas am Linearsten war, gehalten wird und stattdessen der Stickstoffgehalt von 0% in 3%-Schritten auf 15% erhöht wird, während Argon von 97% auf 82% gesenkt wird. Zu sehen ist die Eigenschaft des Stickstoffs, plateaubildend zu sein, das heißt, das Driftspektrum linearer zu machen. Vor allem die konkave Form in Signaldrahtnähe, welche bei Ar-CF₄-N₂ (97-3-0) sehr ausgeprägt ist, wird durch den höher werdenden Stickstoffanteil immer geringer. Bei 15% Stickstoff neigt das Gas allerdings in Signaldrahtnähe, leicht konvex zu werden. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass Stickstoff, im Gegensatz zu Tetrafluormethan, bei den hohen elektrischen Feldern um den Zählrohr herum das Driftgas schneller macht. Betrachtet man den elastischen

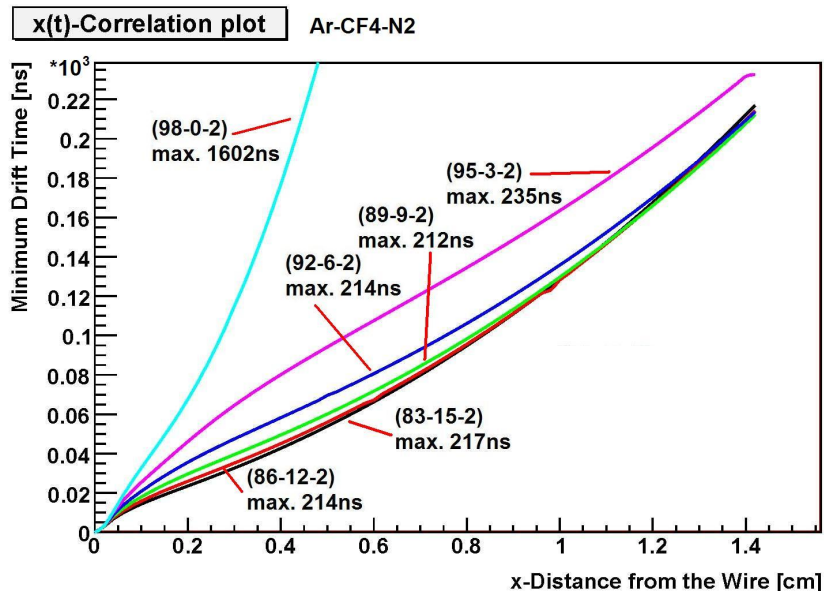


Abbildung 5.7: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-N₂ 83-15-2 nach 98-0-2. Stickstoff wurde bei 2% gehalten und Tetrafluormethan in 3% Schritten bis 15% hinzugefügt.

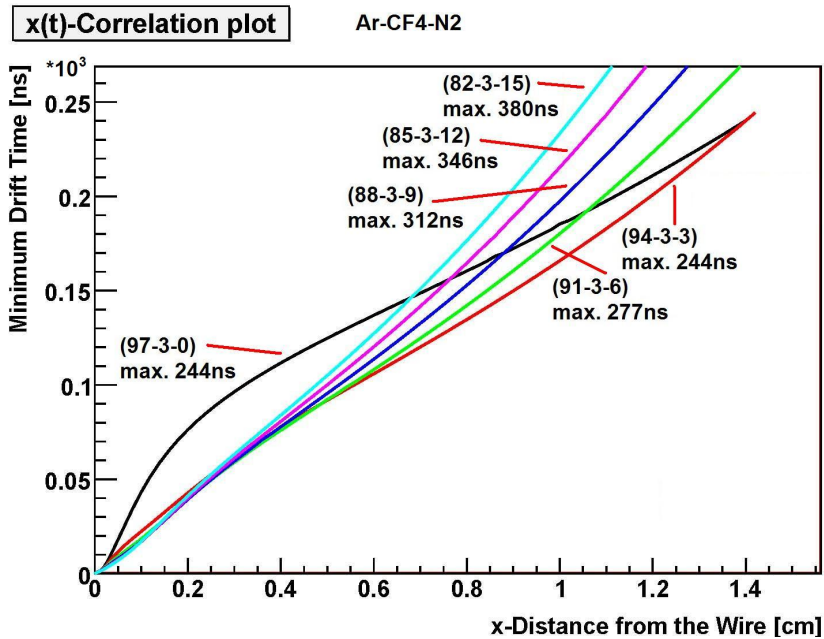


Abbildung 5.8: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-N₂ 97-3-0 nach 82-3-15. Tetrafluormethan wurde bei 3% gehalten und Stickstoff in 3% Schritten bis 15% hinzugefügt.

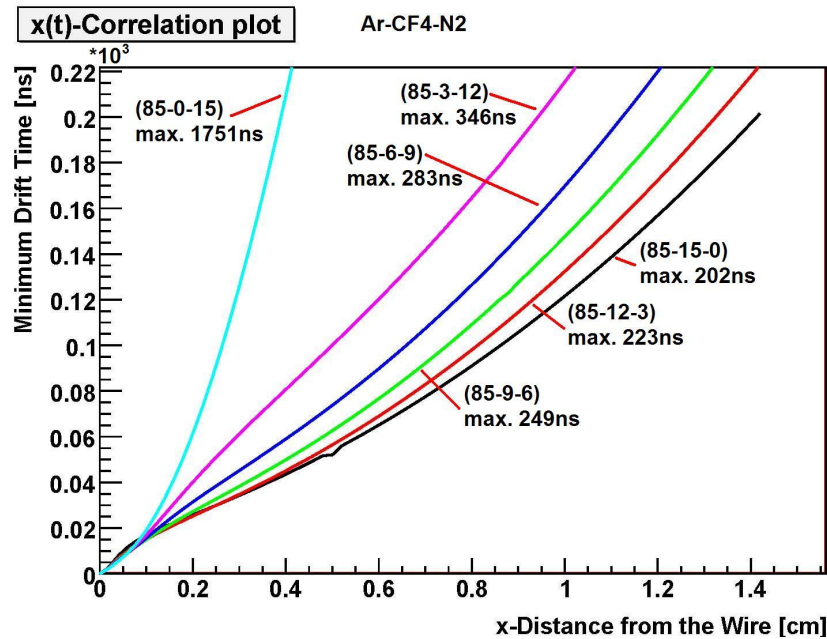


Abbildung 5.9: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-N₂ 85-15-0 nach 85-0-15. Argon wurde bei 15% gehalten und Stickstoff in 3% Schritten bis 15% hinzugefügt. Stickstetrafluormethan wurde entsprechend verringert.

Wirkungsquerschnitt des Stickstoffs (Abbildung C.34) fällt das fehlende Minimum und der Verlauf des elastischen Wirkungsquerschnitts mit einem Maximum an der Stelle des hohen inelastischen Wirkungsquerschnitts auf. Dieser Verlauf ist ausschlaggebend für die plateaubildende Eigenschaft des Stickstoffs.

Um das Zusammenspiel von Stickstoff und Tetrafluormethan verstehen zu können, wurde eine dritte Studie durchgeführt (Abbildung 5.9), in welcher das Argon konstant bei 85% blieb, während Tetrafluormethan von 15% in 3%-Schritten durch Stickstoff ersetzt wurde. Ohne Stickstoff ist auch hier wieder die konkave r-t-Relation von Ar-CF₄-N₂ (85-15-0) zu sehen, welche zur Rohrwand hin konvex wird. Durch Erhöhung des Stickstoffgehalts wird das Gas linearer.

Als Resultat dieser Studien zeigte sich, dass das Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) Gemisch den besten Kompromiss lieferte zwischen Linearität und schneller Driftzeit von 346ns.

5.6 Gasmischungen mit Neon

Parallel zu diesen Studien wurden weitere Gasmischungen simuliert in welchen, bei gleichen Mischverhältnissen, Argon durch Neon ausgetauscht wurde. Wie im theoretischen Teil bereits erläutert (Abschnitt 2.3.2), neigen Gase mit geringer Kernladungszahl wie Neon dazu, weniger γ -sensitiv zu sein, jedoch zu Lasten der Primäriodisation. Obwohl das Gasmisch Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) mit 300ns etwas langsamer ist, als das Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) Gemisch, zeigt es dafür eine sehr lineare r-t-Relation (Abbildung 5.11).

Auffällig ist die stark konkave Form der r-t-Relation von Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) bei $r=0,2\text{cm}$ (schwarze Kurve in Abbildung 5.11). Dies führt in diesem Bereich zu verlangsamten Driftgeschwindigkeiten. Man erwartet ein langsam ansteigendes Driftzeitspektrum.

In Abbildung 5.12 ist eine Simulationsstudie dargestellt, in welcher Argon schrittweise durch Neon ersetzt wird, während Tetrafluormethan konstant bei 3% und Stickstoff bei 2% gehalten wird. Neon zeigt genauso wie Stickstoff plateaubildende Eigenschaften. Betrachtet man die Wirkungsquerschnitte von Neon (Abbildung C.30) fällt der bis zur Ionisationsgrenze bei 20eV anwachsende elastische Wirkungsquerschnitt und das fehlende Minimum auf, ähnlich der Situation bei Stickstoff. Das bedeutet, dass bei Gemischen mit Neonanteilen die Driftelektronen in Bereichen nahe des Signaldrahtes zunehmend wahrscheinlich gestreut werden, und die r-t-Relation somit linearer wird.

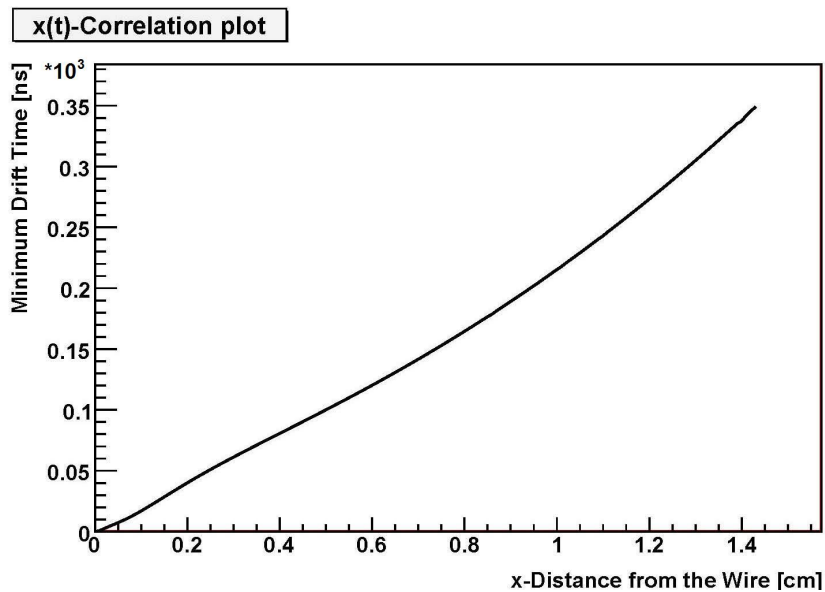


Abbildung 5.10: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) mit einer maximalen Driftzeit von 346ns. Dieses Gas war der beste Kompromiß zwischen schneller Driftzeit und Linearität bei Argongemischen.

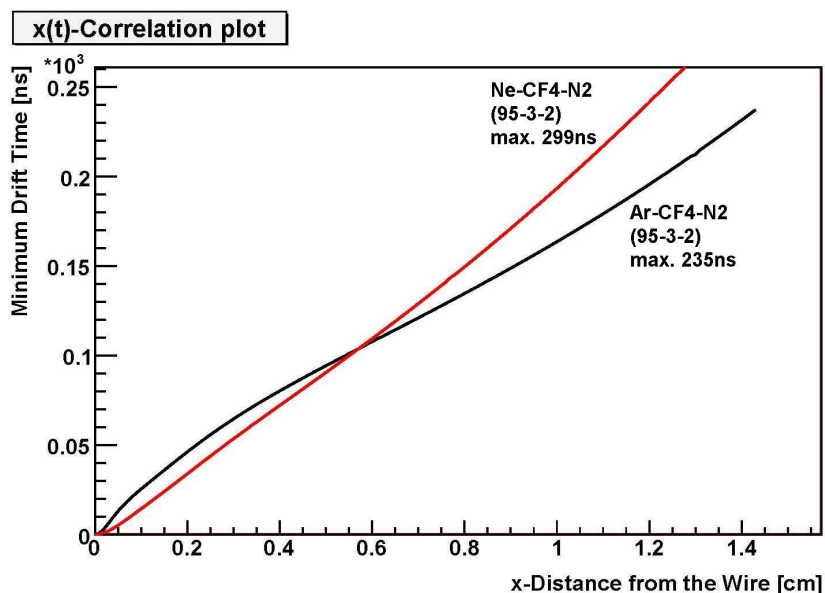


Abbildung 5.11: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) mit 235ns Driftzeit und Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) mit 299ns Driftzeit.

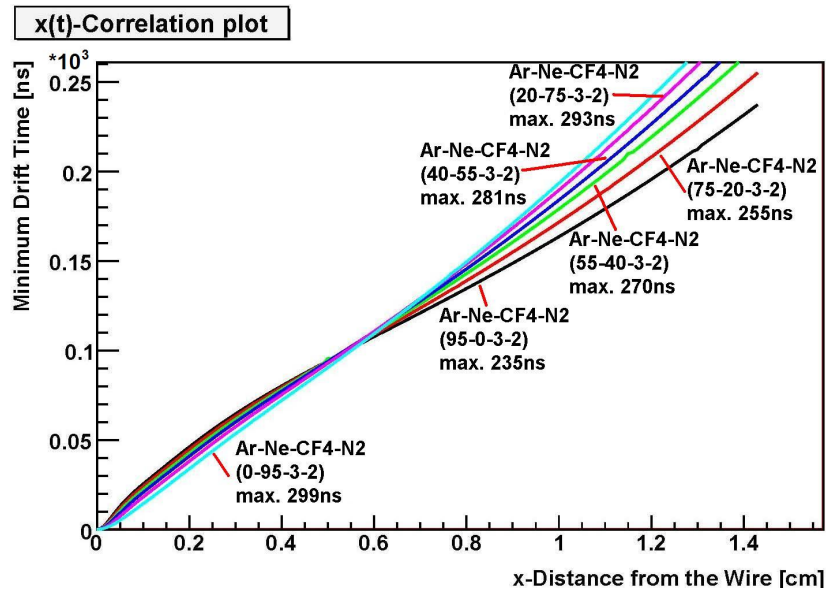


Abbildung 5.12: Mit GARFIELD simulierter Übergang der r-t-Relationen von Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) nach NE-CF₄-N₂ (95-3-2). Während Tetrafluormethan bei 3% und Stickstoff bei 2% gehalten wurden, wurde Argon durch Neon ersetzt.

5.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde mit Simulationsstudien gezeigt, dass Gase mit Tetrafluormethananteilen schon bei geringen Beimischungen deutlich schneller werden, während Stickstoff durch seine plateaubildende Eigenschaften das Gas insensitive auf das elektrische Feld werden lässt. Gase mit Neonanteilen werden ebenfalls linearer, als die entsprechenden Gemische mit Argon, was in erster Linie auf die Form des elastischen Wirkungsquerschnittes zurückzuführen ist. Jedoch hat Neon eine geringere Primärionisation als Argon. Inwiefern sich dies auf die Effizienz des Driftgases auswirkt, wird im nächsten Kapitel näher untersucht. Die Eigenschaften von Kohlendioxid wurde bereits in Abschnitt 2.4 behandelt.

Kapitel 6

Effizienz und Driftzeitmessungen am Teststand

„I want the answers now or eventually!“

Homer Simpson (The Simpsons - Season 12: The Computer Wore Menace Shoes)

Um sicher zu gehen, dass der kleine Teststand die selben Resultate wie der große Messstand liefert, wurde zunächst das Standardgemisch Ar-CO₂ (93-7) getestet und die Driftspektren miteinander verglichen. Im Anschluss werden die im letzten Kapitel gefundenen linearen Driftgase Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) und Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) auf ihre Effizienz hin überprüft. Danach werden verschiedene Messreihen präsentiert, durch welche die maximal mögliche Beimischung von Tetrafluormethan und Stickstoff gefunden wurde, ohne die Effizienz zu sehr zu senken. In Anlehnung an das Driftgas Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) wurde das Gemisch Ar-CO₂-N₂ (95-3-2) zusammen mit verschiedenen Variationen untersucht.

6.1 Vorbemerkung

Bei jeder Messung wurde das Driftgas zunächst mit Hilfe von GARFIELD simuliert (Kapitel 5), und danach am kleinen Teststand getestet. Eignet sich das Driftgas für den Einsatz am ATLAS-Detektor, wurden weitere Studien am großen Messstand durchgeführt. Die Effizienz eines Driftgases berechnet sich aus dem Quotienten der Trefferzahl in den Driftrohren und der Zahl von mit den Szintillatoren getriggerten Myonen, bei ansonsten gleichbleibenden Analyseschnitten in der Analysesoftware:

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{hits in drifttubes}}{\text{hits in phototubes (trigger)}} \times 100 \quad (6.1)$$

Für die Analyse der Driftzeitspektren wurden nur Events berücksichtigt, bei welchen genau eines der 8MDT-Rohre einen Treffer zeigt. Für Ar-CO₂ (93-7) ergibt sich somit eine Effizienz von ca. 77% ± 2%. In Abbildung 6.1 ist ein Ausschnitt des Standardgases Ar-CO₂ (93-7) abgebildet, in welchem die einzelnen Bins (Kanäle) des Histogramms aufgelöst sind. Das Histogramm des Driftzeitspektrums gibt die zeitabhängige Veränderung der Myonenzahl pro Kanal wieder, welche nach folgender Formel proportional zur Driftgeschwindigkeit ist:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dx} \frac{dx}{dt} \approx \text{const} \cdot v_{\text{Drift}} \quad (6.2)$$

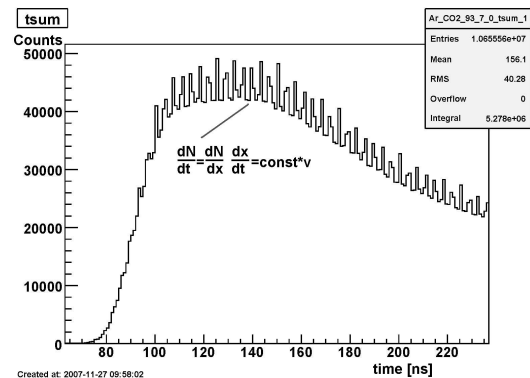


Abbildung 6.1: Ausschnitt des Driftzeitspektrums von Ar-CO₂ (93-7). Die Treppenform resultiert aus dem Binningalgorithmus bei der Umrechnung von Kanälen in ns.

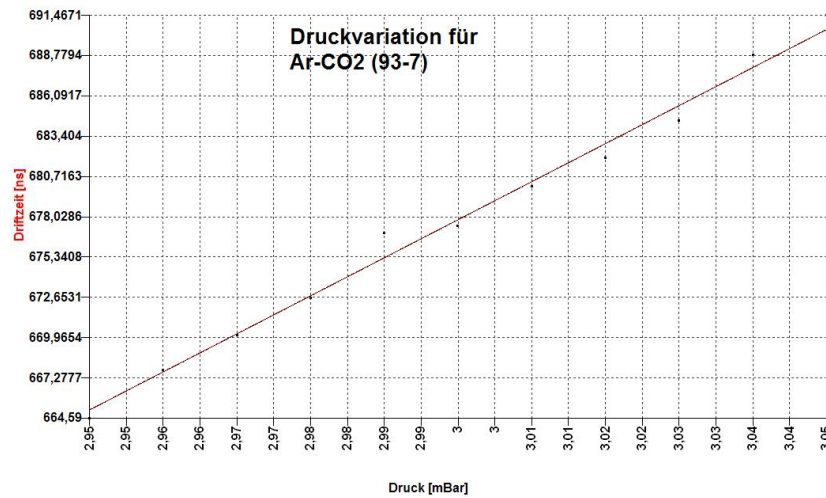


Abbildung 6.2: Mit GARFIELD simulierte Variation des Druckes zwischen 2950mbar und 3050mbar. Angetragen ist die maximale Driftzeit, welche sich mit 0,26ns/mbar verändert

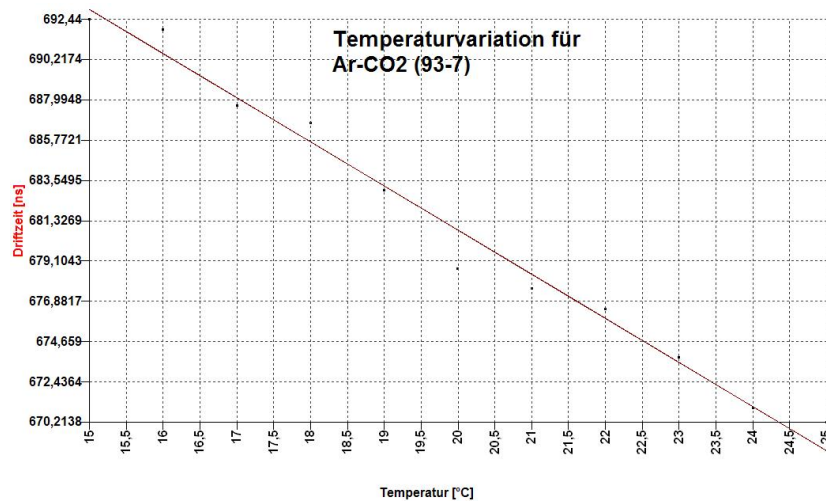


Abbildung 6.3: Mit GARFIELD simulierte Variation der Raumtemperatur zwischen 15°C und 25°C. Angetragen ist die maximale Driftzeit, welche sich mit -2,46ns/°C verändert

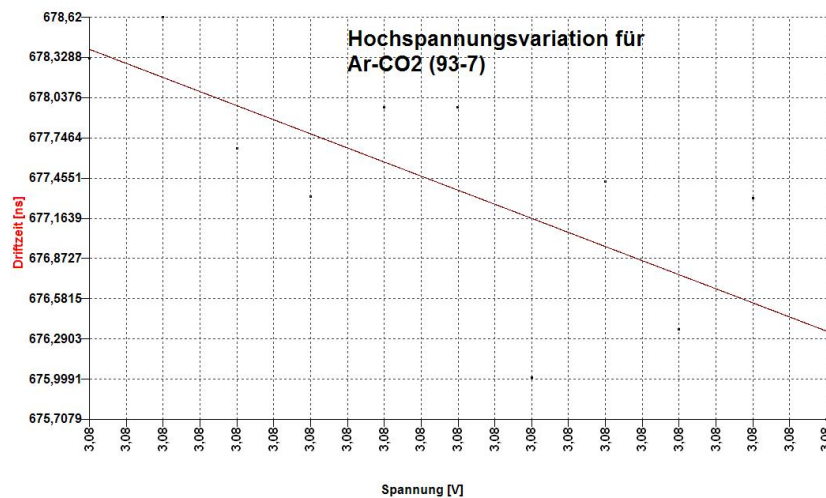


Abbildung 6.4: Mit GARFIELD simulierte Variation der Hochspannung zwischen 3075V und 3085V. Angetragen ist die maximale Driftzeit, welche sich mit -0,2ns/V verändert.

Durchlauf	Driftzeit (GARFIELD)
1	677,15ns
2	677,13ns
3	677,40ns
4	677,17ns
5	678,00ns
6	676,82ns
7	677,17ns
8	677,62ns
9	677,15ns
10	676,00ns

Tabelle 6.1: Bestimmung der Unschärfe der maximalen Driftzeit in der Simulation von Ar-CO₂ (93-7)

Der kleine Teststand sollte unter denselben Bedingungen betrieben werden wie der große Messstand. Aus diesem Grund wurden dieselben Driftrohre und Ausleseelektronik benutzt. Der Anodendraht wurde auf einem Potential von $3080\text{V} \pm 0.5\text{V}$ gehalten. Die Anlage wurde im Durchflussbetrieb bei $3\text{bar} \pm 3\text{mbar}$ betrieben. Die Toleranz ist auf geringe Regelschwingungen des elektronisch gesteuerten Regelventils der Druckstabilisierung zurückzuführen. Aufgrund der kleineren Kammergeometrie mit acht Rohren macht sich diese Fluktuation stärker bemerkbar, als beim eigentlichen Messstand. Das Labor, in welchem der Teststand aufgebaut wurde, ist nicht klimatisiert. Aus diesem Grund schwankte die Raumtemperatur im Tagesverlauf um ca. $2,5^\circ\text{C}$ bei einer mittleren Temperatur von 20°C . Um die Auswirkungen sowohl der Temperatur-, als auch der Druckschwankungen auf die Drifteigenschaften im Vorfeld zu kennen, wurden Simulationen am Standardgas mit GARFIELD durchgeführt, in denen die jeweiligen Parameter variiert wurden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.2, 6.3 und 6.4 dargestellt. Die Schwankungen um die gefittete Gerade entstehen durch einen in GARFIELD integrierten Zufallsgenerator, der die Unschärfe bei der Bestimmung der maximalen Driftzeit simulieren soll. Dabei ergab sich ein statistischer Fehler von $0,5\text{ns}$. In Tabelle 6.1 ist die maximale Driftzeit des Standardgases Ar-CO₂ (93-7) über zehn Durchläufe hinweg angegeben. Obwohl die Parameter der Simulation konstant blieben, schwankte die Driftzeit um $\pm 0,5\text{ns}$ um den Mittelwert von 677ns .

Variiert man den Druck bei sonst gleichen Parametern, nimmt die maximale Driftzeit um ca. $0,26\text{ns/mbar}$ zu, was innerhalb der Fehlertoleranz des kleinen Teststandes liegt. Bei Variation der Temperatur nimmt die Driftzeit um $-2,46\text{ns}/^\circ\text{C}$ ab, und bei Erhöhung der Hochspannung, die am Anodendraht anliegt, sinkt die Driftzeit um $-0,2\text{ns/V}$. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus [39].

6.2 Das Standardgemisch Ar-CO₂ (93-7)

Damit gewährleistet ist, dass die Ergebnisse des kleinen Teststandes die Drifteigenschaften der zu untersuchenden Gasgemische gut wiedergeben, wurde auch dieser zunächst wie das Simulationsprogramm GARFIELD mit dem Standardgas Ar-CO₂ (93-7) und den zwei Variationen Ar-CO₂ (92-8) und Ar-CO₂ (94-6) getestet (Abbildung 6.5, 6.6 und 6.7).

Die verwendete Gasmischanlage, welche bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, benutzt vier Massendurchflussregler. Der Durchfluss variiert dabei etwas um den Sollwert, abhängig vom eingestellten Wert. Dies

% Argon	% Kohlendioxid	Teststand	Messstand
94%	6%	$600\text{ns} \pm 20\text{ns}$	$600\text{ns} \pm 10\text{ns}$
93%	7%	$650\text{ns} \pm 20\text{ns}$	$670\text{ns} \pm 10\text{ns}$
92%	8%	$750\text{ns} \pm 20\text{ns}$	$750\text{ns} \pm 10\text{ns}$

Tabelle 6.2: Am Teststand und Messstand gemessene Driftzeiten von Ar-CO₂ (94-6, 93-7, 92-8)

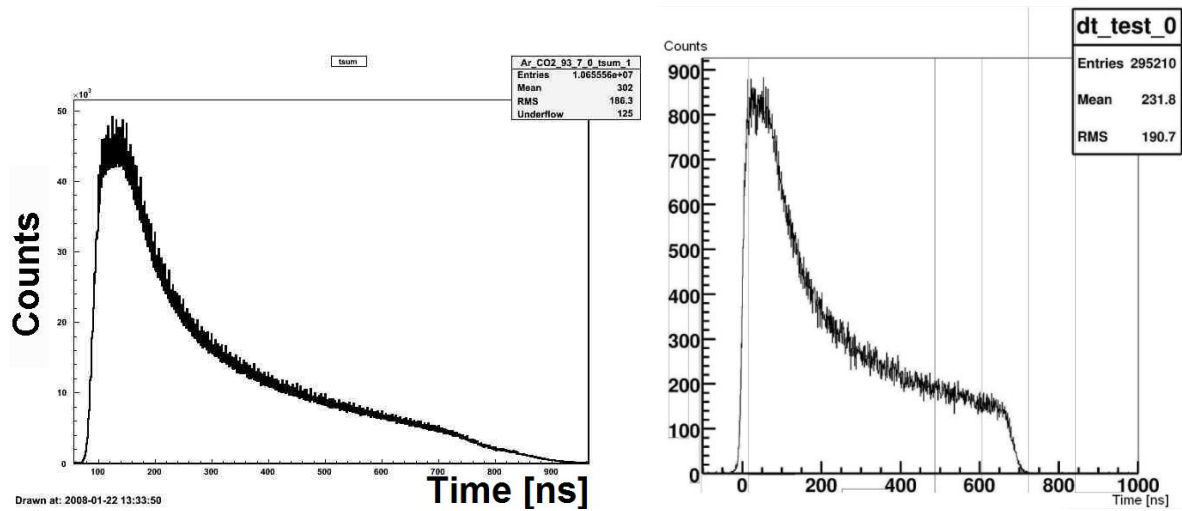


Abbildung 6.5: Experimentell am kleinen Teststand (links) und am großen Messstand (rechts) gemessenes Driftspektrum von Ar-CO₂ (93-7). Die bestimmte Driftzeit lag am Teststand bei $650\text{ns} \pm 20\text{ns}$, am Messstand bei $670\text{ns} \pm 10\text{ns}$

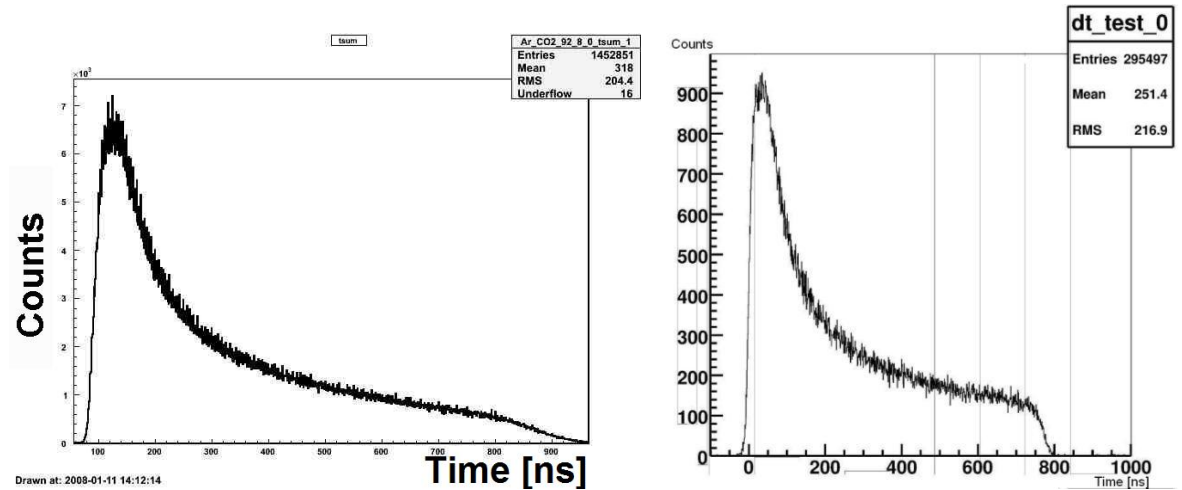


Abbildung 6.6: Experimentell am kleinen Teststand (links) und am großen Messstand (rechts) gemessenes Driftspektrum von Ar-CO₂ (92-8). Die bestimmte Driftzeit lag am Teststand bei $750\text{ns} \pm 20\text{ns}$, am Messstand bei $750\text{ns} \pm 10\text{ns}$

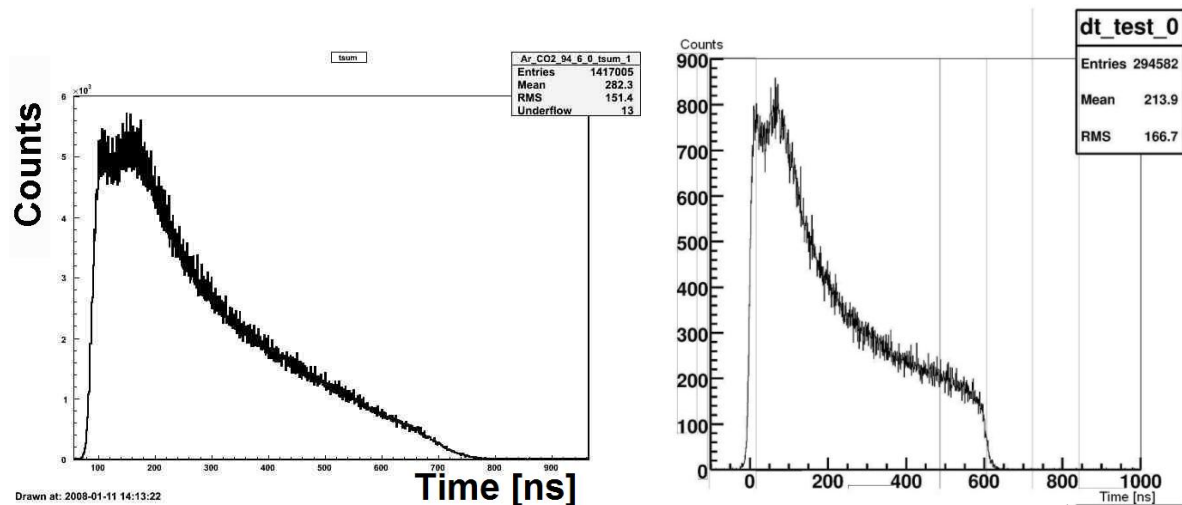


Abbildung 6.7: Experimentell am kleinen Teststand (links) und am großen Messstand (rechts) gemessenes Driftspektrum von Ar-CO₂ (94-6). Die bestimmte Driftzeit lag am Teststand bei $600\text{ns} \pm 20\text{ns}$, am Messstand bei $600\text{ns} \pm 10\text{ns}$

führt zu leichten Konzentrationsschwankungen der Gaskomponenten, was sich in einer leichten Veränderung des Driftzeitspektrums und der maximalen Driftzeit bemerkbar macht.

Die Driftzeit am kleinen Teststand konnte nicht so gut abgelesen werden, da der Zählrohr und die Rohrhülle nicht exakt konzentrisch sind. Die 4m langen Zählrohre sind in der Mitte unterstützt. Dadurch läßt sich ein seitlicher Versatz von mindestens 0,1mm von der Rohrmittle nicht vermeiden. Man sieht den Effekt des nicht zentrischen Zählrohres an der Treppenfunktion am Ende der Driftspektren. Nimmt man zur Bestimmung der Driftzeit die halbe Höhe sowohl der ansteigenden Flanke, als auch des abfallenden Endes, so ergibt sich auch hier eine Driftzeit von ca. $650\text{ns} \pm 20\text{ns}$, was in Übereinstimmung mit den gemessenen 670ns des großen Messstandes ist. Auch die Driftzeiten der Variationen Ar-CO₂ (94-6) und Ar-CO₂ (92-8) konnten am Teststand rekonstruiert werden (Tabelle 6.2).

6.3 Die linearsten und schnellsten Driftgase

In den Vorstudien mit GARFIELD lag das Hauptaugenmerk auf einem möglichst schnellen und linearen Driftgas. Aus den vielen Simulationen, welche im Anhang B dokumentiert und zusammengefasst sind, kristallisierten sich zwei Kandidaten heraus (Abbildung 6.8):

- Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) mit einer maximalen Driftzeit von 344ns
- Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) mit einer maximalen Driftzeit von 299ns

Mit GARFIELD durchgeführte Simulationen ergaben eine Driftzeit von 344ns für das Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) was um 330ns schneller ist als das Standardgasgemisch. Jedoch ist der Stickstoffgehalt mit 12% relativ hoch. Effizienzstudien, welche im nächsten Abschnitt vorgestellt werden, ergaben, dass Beimischungen von Stickstoff von über 2% die Effizienz beeinträchtigen. Damit sollte für 12% Stickstoff die Effizienz des Driftgases beträchtlich abnehmen. Messungen dieses Gemisches am Teststand ergaben in der Tat, dass für Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) kein Driftzeitspektrum mehr aufgenommen werden konnte, da die Effizienz zu schlecht war.

Parallel zum zweiten linearen Driftgas Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) wurde das entsprechende Gemisch Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) aufgenommen, um die Unterschiede zwischen Neon und Argon zu untersuchen. In diesem Mischungsverhältnis war Neon jedoch bei 3080V nicht mehr hochspannungsfest, so dass hier die Hochspannung bei 1900V, knapp unterhalb den maximal möglichen 2000V, gehalten wurde. Aus den Simulationen ergaben sich drei verschiedene Messungen (Abbildung 6.9):

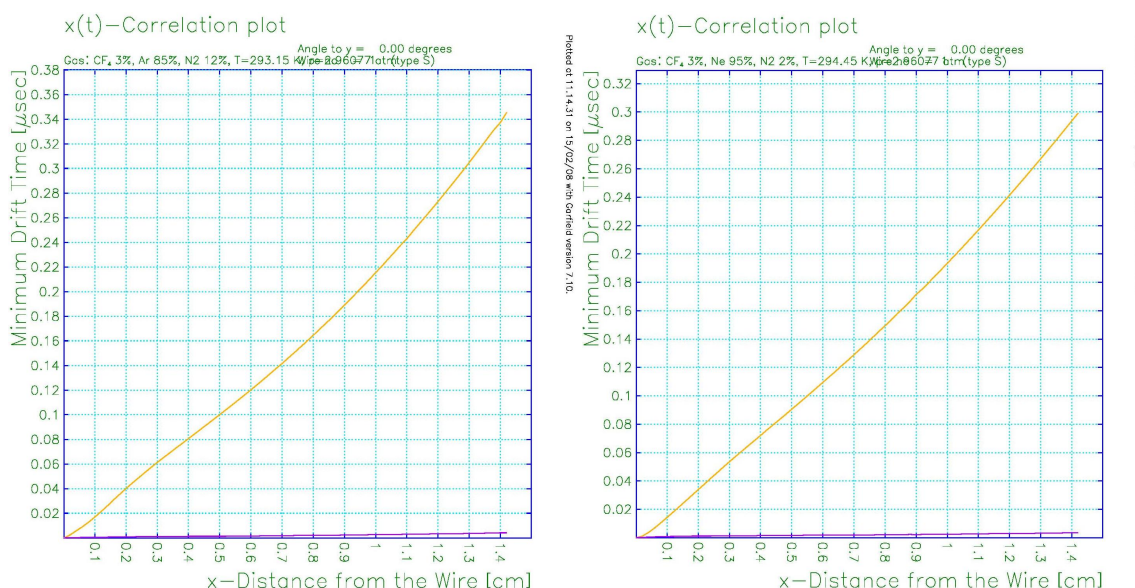


Abbildung 6.8: Simulierte r-t-Relation von Ar-CF₄-N₂ (85-3-12) (links) und Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) (rechts).

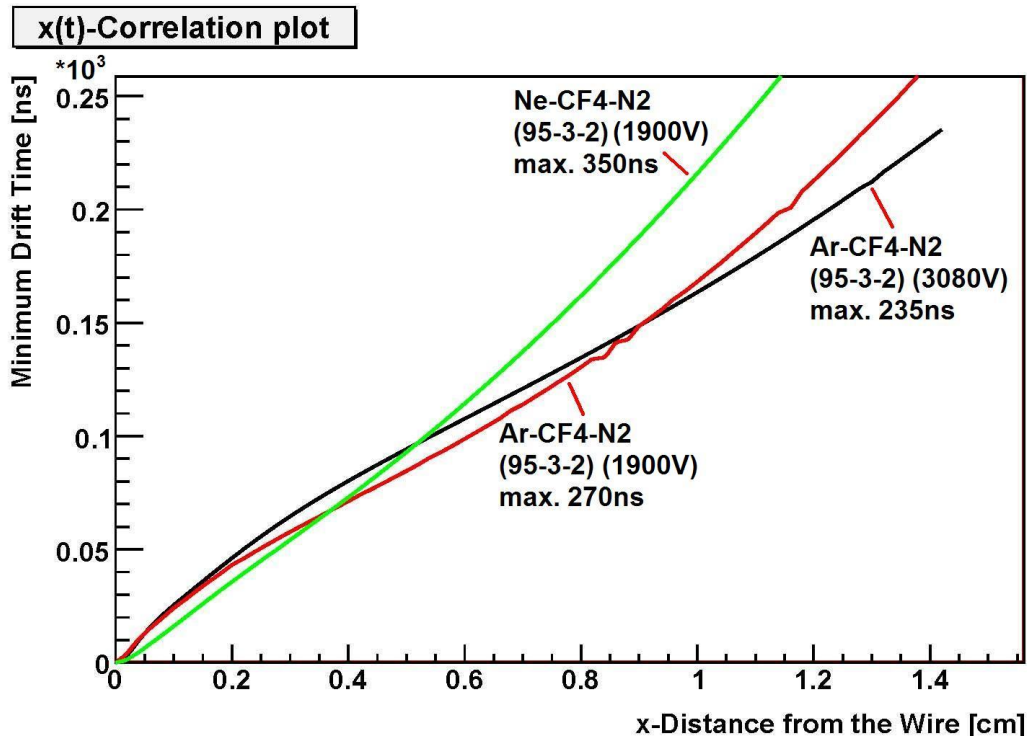


Abbildung 6.9: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) bei 3080V (schwarz) bzw. 1900V (rot) und Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) bei 1900V (grün).

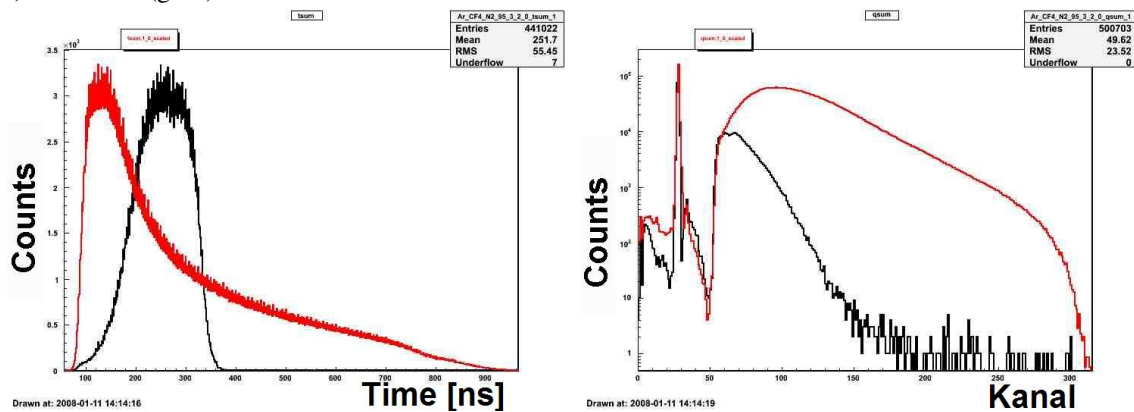


Abbildung 6.10: Gemessenes Driftspektrum (links) und Signalthöhenspektrum (rechts) von Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) bei 3080V (schwarze Linie) und Ar-CO₂-N₂ (93-7) bei 3080V (rote Linie). Für Ar-CO₂-N₂ (95-3-2) sinkt die Signalhöhe unter die Elektronikschwelle, wodurch kein Driftzeitspektrum aufgenommen werden konnte.

- Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) bei 3080V
- Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) bei 1900V
- Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) bei 1900V

Bei 3080V ist Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) mit 235ns um einen Faktor drei schneller als das Standardgas, weist aber bis 5mm um den Draht eine leichte Nichtlinearität auf. Senkt man die Spannung am Signaldraht, erhöht sich die Driftzeit auf 270ns. Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) hingegen ist bei 1900V mit 350ns deutlich langsamer und über den gesamten Bereich konvex. Abbildung 6.12 zeigt für Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) schnellere Anstiegszeiten als für Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) (Abbildung 6.10).

Experimentelle Studien des Argon-Gemisches am kleinen Teststand ergaben bei 3080V eine Effizienz von nur $12\% \pm 2\%$, im Gegensatz zu einer Effizienz von $76,92\% \pm 2\%$ des Standardgases. Der Grund dieses Einbruchs wird deutlich, wenn man das zugehörige Driftspektrum und das Signalhöhenspektrum betrachtet, welches am kleinen Teststand gemessen wurde (Abbildung 6.10).

Fliegt ein Myon durch das Driftrohr wird überwiegend Argon ionisiert. Die dabei entstehenden Elektronen erhalten ihrerseits so viel kinetische Energie, dass sie nicht nur in der Lage sind, weiteres Argon zu ionisieren, dessen Ionisationspotential bei 15,75eV [43] liegt, sondern auch das Tetrafluormethan zu zersetzen, da dafür nur 12,5eV [44] benötigt werden. Die dabei entstehenden Fluorradikale sind aufgrund einer Elektronegativität von 4,0 auf der Pauling-Skala [45] äußerst aggressiv und beginnen sofort freie Elektronen und ionisierte Atome einzufangen. Dasselbe setzt sich im Verstärkungsbereich fort, weshalb nur ein Bruchteil der entstehenden Elektronen den Anodendraht erreicht. Auf diese Weise fallen viele Myonsignale unter den Schwellwert, der den Untergrund der Anlage unterdrücken soll, was effektiv zu einer geringeren Effizienz führt. Gut zu sehen ist dies in der Abbildung des Signalhöhenspektrums, bei welchem die x-Achse die Größe der Ladung des Signals wiedergibt, und die y-Achse die Counts. Hohe Einträge sind in dieser Figur fast vollständig unterdrückt. Die

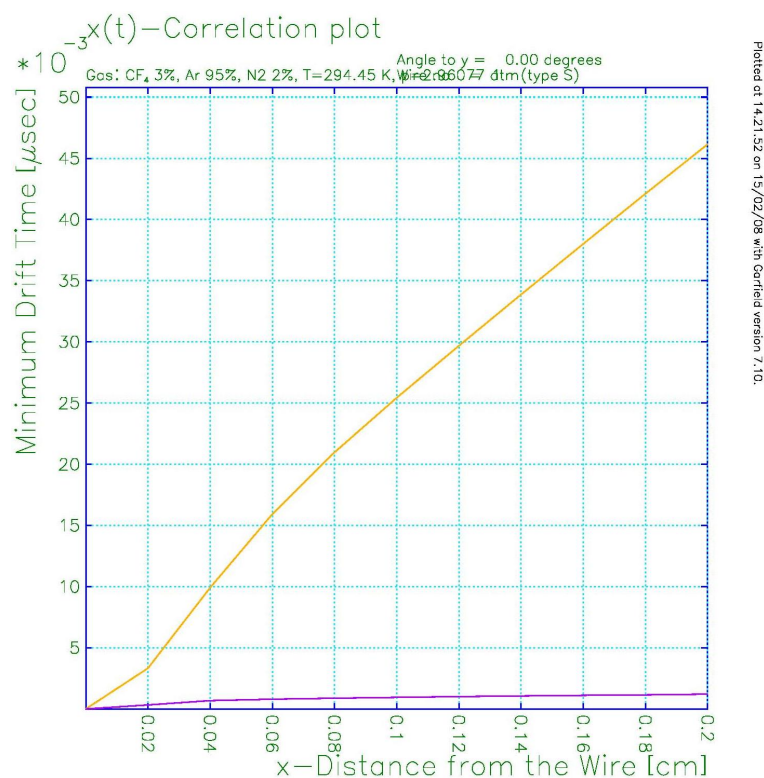


Abbildung 6.11: Mit Garfield simulierte r - t -Relation für Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) bis 2mm vom Signaldraht entfernt. Die langsame Anstiegszeit des gemessenen Driftspektrums (Abbildung 6.10) entsteht durch die Nichtlinearität in der Nähe des Signaldrahtes.

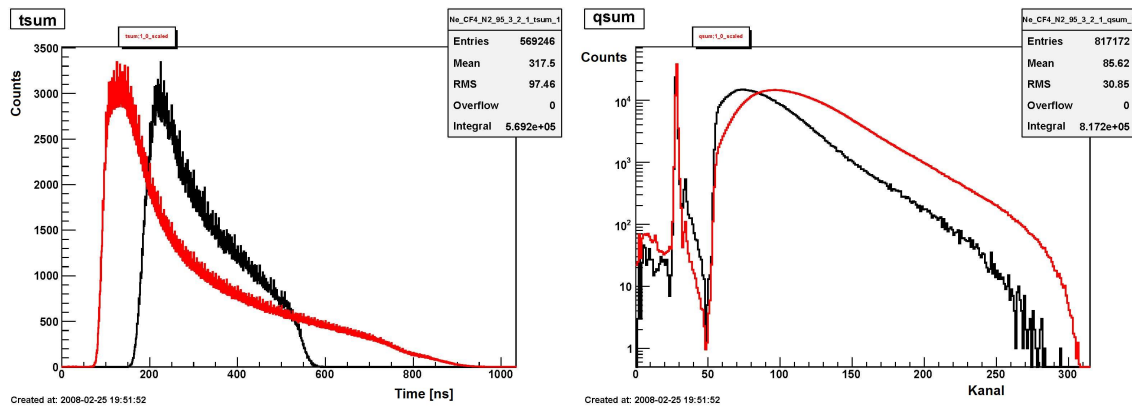


Abbildung 6.12: Gemessenes Driftspektrum (links) und Signalhöhenspektrum (rechts) von Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) bei 1900V (schwarze Linie) und Ar-CO₂ (93-7) bei 3080V (rote Linie)

langsamere Anstiegszeit im Driftspektrum von Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) entsteht zum Teil durch die Konkavität der r-t-Relation (Abbildung 6.9 und 6.11).

Die schnellere Anstiegszeit von Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) stimmt qualitativ mit der konvexen Form der r-t-Relation überein, die 200ns lange Anstiegszeit des entsprechenden Argongemisches lässt sich hiermit aber nicht vollständig erklären. Eventuell tragen hier time-slewing Effekte [12] bei.

Senkt man die Hochspannung des Argongemisches auf 1900V, so ist kein Driftspektrum mehr aufnehmbar, da die Effizienz zu gering ist. Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) könnte aufgrund der konvexen r-t-Relation mit hohen Driftgeschwindigkeiten nahe am Zählrohr und der Verteilung des elastischen Wirkungsquerschnitts ohne Minimum eine höhere Effizienz haben als das entsprechende Argon-Gemisch.

Effizienzmessung am Teststand ergaben bei 1900V eine Effizienz von 78% ±2% für das Neongemisch. In Abbildung 6.12 ist sowohl das Driftzeitspektrum als auch das Signalhöhenspektrum aufgetragen. Zum Vergleich wurde noch einmal das Standardgemisch (rot) mit aufgetragen. Die Effizienz ist ein Maß für die Zahl der am Signaldraht ankommenden Elektronen. Da Neon unter gleichen Bedingungen trotz geringerer Primärisation in der Lage ist, eine höhere Effizienz zu erzeugen als Argon, müssen die Primärelektronen in Neon zu höheren Energien beschleunigt werden, um mehr Sekundärelektronen zu bilden. Dieser Zusammenhang wird von GARFIELD richtig wiedergegeben und hängt daher wohl mit den Unterschieden in den Wirkungsquerschnitten zusammen. Für eine einfache qualitative Erklärung scheint mir dieser Sachverhalt aber zu komplex zu sein.

6.4 Effizienzmessungen mit Tetrafluormethan und Stickstoff

Um den Einfluss von Tetrafluormethan und Stickstoff auf die Effizienz, die Driftzeit und die Form der r-t-Relation untersuchen zu können, wurden mehrere Messreihen am Teststand durchgeführt. Zunächst wurde dem Standardgas Tetrafluormethan, bzw. Stickstoff als Zusatz hinzugefügt, ohne das Verhältnis zwischen Argon und Kohlendioxid zu ändern. Dies wurde durch die Verwendung einer vorgemischten Ar-CO₂-Gasflasche erreicht. Im Anschluss wurde das Kohlendioxid des Standardgases schrittweise durch Tetrafluormethan ersetzt, um den Einfluss des Kohlendioxid- und des Tetrafluormethangehalts auf die Effizienz zu untersuchen. Zuletzt wurden weitere Messreihen durchgeführt, in welchen Stickstoff in verschiedenen Konzentrationen beigemischt wurde.

6.4.1 Kontamination des Standardgemisches

Zunächst wurde der Einfluss von Tetrafluormethan und Stickstoff auf das Standardgemisch untersucht. Dabei wurde versucht, das Verhältnis zwischen Argon und Kohlendioxid im selben Verhältnis wie das Standardgas Ar-CO₂ (93-7) zu halten, während in 1% Schritten Tetrafluormethan beziehungsweise Stickstoff hinzugefügt wurde. Ziel war es, die Abnahme der Effizienz des Standardgases zu messen.

Da das Verhältnis zwischen Argon und Kohlendioxid konstant bleiben sollte, berechnete sich ihr prozentualer Anteil gemäß:

$$\text{Anteil Argon} = \frac{(100 - \text{Anteil Beimischung}) \cdot 93}{100} \quad (6.3)$$

$$\text{Anteil Kohlendioxid} = \frac{(100 - \text{Anteil Beimischung}) \cdot 7}{100} \quad (6.4)$$

% Ar	% CO ₂	%CF ₄ / N ₂	% Eff. _{CF₄}	% Eff. _{N₂}
93,0	7,0	0,0	76% ±2%	76% ±2%
92,07	6,93	1,0	79% ±2%	79% ±2%
91,14	6,86	2,0	69% ±2%	54% ±2%
90,21	6,79	3,0	39% ±2%	40% ±2%
89,28	6,72	4,0	22% ±2%	18% ±2%
88,35	6,65	5,0	10% ±2%	8% ±2%

Tabelle 6.3: Effizienzen des vorgemischten Standardgases Ar-CO₂ (93-7) mit Beimischungen von Tetrafluormethan bzw. Stickstoff

In Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse der Effizienzmessungen aufgelistet. Dem Standardgas wurde in 1% Schritten bis zu 5% Tetrafluormethan beziehungsweise Stickstoff hinzugefügt. Bis ca. 2% Tetrafluormethan bleibt die Effizienz oberhalb von 70%. Erhöht man den Tetrafluormethananteil weiter, fällt die Effizienz rapide ab. In Abschnitt 6.3 wurde gezeigt, dass dies auf der Aggressivität der Fluorradikale beruht, die bei der Zersetzung des Tetrafluormethans entstehen, und den hohen inelastischen Wirkungsquerschnitten der Tetrafluormethanmoleküle. Fügt man dem Standardgas Stickstoff hinzu, so verringert sich die Effizienz bei 2% Stickstoff bereits auf 54%.

Als Ergebnis dieser Studie zeigt sich, dass der Anteil an Tetrafluormethan 2% betragen kann, ohne die Effizienz wesentlich zu beeinflussen. Für Stickstoff beträgt die obere Grenze 1-2%.

6.4.2 Ersetzen des Kohlenstoffdioxids mit Tetrafluormethan

Im Abschnitt über die Wirkungsquerschnitte (Abschnitt 2.4) wurde gezeigt, dass Tetrafluormethan aufgrund seiner vielen Rotations- und Vibrationszustände ebenso wie Kohlenstoffdioxid ein sehr gutes Quenchgas ist und darüber hinaus mit 241ns ein sehr schnelles Driftgas ist.

Ausgehend vom Standardgas Ar-CO₂ (93-7) wurde am kleinen Teststand überprüft, ab wie viel Tetrafluormethan die Effizienz des Driftgases nachlässt, wenn Argon konstant bei 93% gehalten wird. Dazu wurden in 1%-Schritten die 7% Kohlendioxid durch das Tetrafluormethan ersetzt.

Driftgas:	Effizienz:
Ar-CO ₂ -CF ₄ (93-7-0)	77% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ (93-6-1)	78% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ (93-5-2)	76% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ (93-4-3)	79% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ (93-3-4)	57% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ (93-2-5)	22% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ (93-1-6)	3% ±2%

Tabelle 6.4: Die Effizienzen beim Übergang von 7% Kohlenstoffdioxid nach 7% Tetrafluormethan

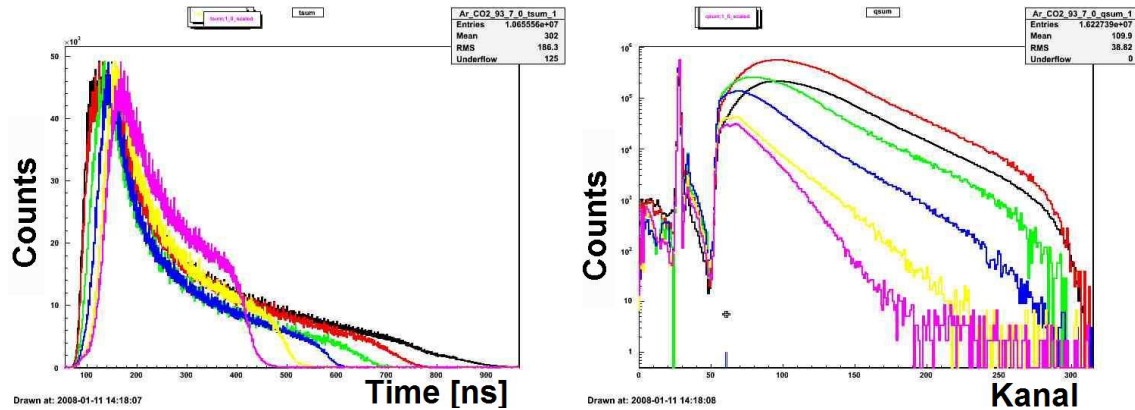


Abbildung 6.13: Einfluss der Tetrafluormethans auf das gemessene Driftspektrum (links) und Signalhöhenspektrum (rechts) von Ar-CO₂-CF₄ (93-7-0 Schwarz, 93-6-1 Rot, 93-5-2 Grün, 93-4-3 Blau, 93-3-4 Gelb, 93-2-5 Violett)

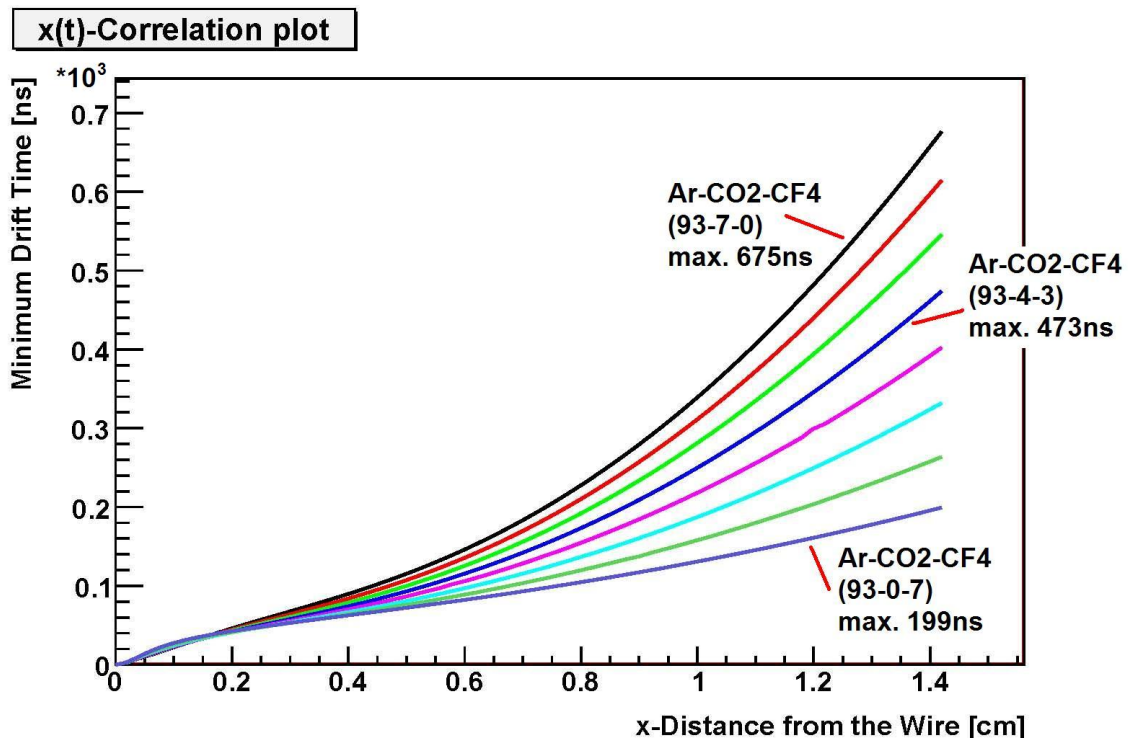


Abbildung 6.14: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-CF₄

Aus Tabelle 6.4 wird ersichtlich, dass die Effizienz der verschiedenen Mischverhältnisse bis 3% Tetrafluormethan konstant bleibt und bei höheren Beimischungen drastisch abnimmt. Aus dieser Sicht wäre ein kombiniertes Driftgas mit Kohlenstoffdioxid- und Tetrafluormethan-Anteilen sinnvoll, da bei 3% Tetrafluormethan das Ar-CO₂-CF₄ (93-4-3)-Gemisch trotz ähnlicher Effizienz wie das Standardgas mit 473ns um ca. 200ns schneller wäre (Abbildung 6.13 und 6.14). Im Verlauf der r-t-Relationen von Kohlendioxid nach Tetrafluormethan wird deutlich, dass Driftgase mit erhöhtem Tetrafluormethan- und geringerem Kohlendioxidgehalt dazu neigen, über weite Bereiche des Rohres linearer zu werden. Erst in Drahtnähe gibt es eine konkave Nichtlinearität.

Das Resultat dieser Studie war, dass bei 93% Argon 3% Kohlendioxid durch Tetrafluormethan ersetzt werden können, bevor die Effizienz zu sehr abnimmt. Da in der vorherigen Studie bei 91,14% Argon die Effizienz mit 2% Tetrafluormethan bereits auf 69,0% abgesunken ist, während in der Messreihe mit 93% Argon und 3% Tetrafluormethan die Effizienz immer noch bei 78,9% liegt, zeigt sich, dass mit höherem Edelgasanteil die Obergrenze des Tetrafluormethans gehoben werden kann. Damit wären sehr schnelle Driftgase mit hoher Effizienz möglich.

6.4.3 Variation von Stickstoff

Wie im theoretischen Teil über die Primärionisation zu sehen (Abbildung 2.10) ist Stickstoff in der Lage viele Ionenpaare zu erzeugen, und mit 2967ns deutlich schneller, als Kohlendioxid mit 8533ns. Die Ursache hierfür wurde bereits im theoretischen Teil über die Wirkungsquerschnitte (Abschnitt 2.4) erläutert. Aufgrund der vielen Vibrations- und Rotations-Wirkungsquerschnitte ist dieses Gas genauso wie Kohlendioxid als Quenchgas geeignet.

Zu diesem Zweck wurden zwei verschiedene Simulationsstudien mit GARFIELD simuliert. In der ersten Studie wurde Argon konstant bei 90% und Tetrafluormethan bei den maximalen 3% gehalten, während Kohlenstoffdioxid in ein Prozentschritten von 7% an weggenommen, und Stickstoff entsprechend erhöht wurde. Ziel dieser Studie war es, die Auswirkungen auf die Driftzeit und die Effizienzen zu simulieren.

Aus den r-t-Relationen (Abbildung 6.15) wird ersichtlich, dass Driftgase mit einem Stickstoffanteil nicht nur schneller, sondern auch linearer werden. Die Ursache hierfür wurde bereits im Abschnitt 5.5 behandelt. Allerdings nimmt die Effizienz für Beimischungen von Stickstoff über 1% sehr stark ab (Tabelle 6.5 (links)).

In der zweiten Messreihe wurde der Argon-Anteil wieder bei 90% gehalten, und der Kohlenstoffdioxid-Gehalt auf 7%, während das Tetrafluormethan von 3% in ein Prozentschritten durch Stickstoff ersetzt wurde (Abbildung 6.16). Die r-t-Relationen ändern sich nur unwesentlich. Tabelle 6.5 (rechts) gibt die gemessenen Effizienzen der zweiten Messreihe wieder. Vergleicht man Ar-CO₂-CF₄-N₂ (90-7-3-0) und Ar-CO₂-CF₄-N₂ (90-7-0-3) miteinander, fällt auf, dass bei gleichen Mischungsverhältnissen das Tetrafluormethangemisch eine geringfügig höhere Effizienz aufweist als das Stickstoffgemisch und somit in leicht höheren Konzentrationen zugefügt werden kann.

Unter Berücksichtigung der Effizienz und der Linearität der zwei Messreihen ist eine Verwendung von Stickstoff als Beimischung bis maximal 2%, abhängig von Anteil an Tetrafluormethan, durchaus in Betracht zu ziehen.

1. Messreihe:

Verhältnis Ar-CO ₂ -CF ₄ -N ₂	Effizienz
90-7-3-0	71% ±2%
90-6-3-1	59% ±2%
90-5-3-2	42% ±2%
90-4-3-3	28% ±2%
90-3-3-4	17% ±2%
90-2-3-5	10% ±2%
90-1-3-6	3% ±2%

2. Messreihe:

Verhältnis Ar-CO ₂ -CF ₄ -N ₂	Effizienz
90-7-3-0	71% ±2%
90-7-2-1	70% ±2%
90-7-1-2	70% ±2%
90-7-0-3	65% ±2%

Tabelle 6.5: Effizienzen von Ar-CO₂-CF₄-N₂

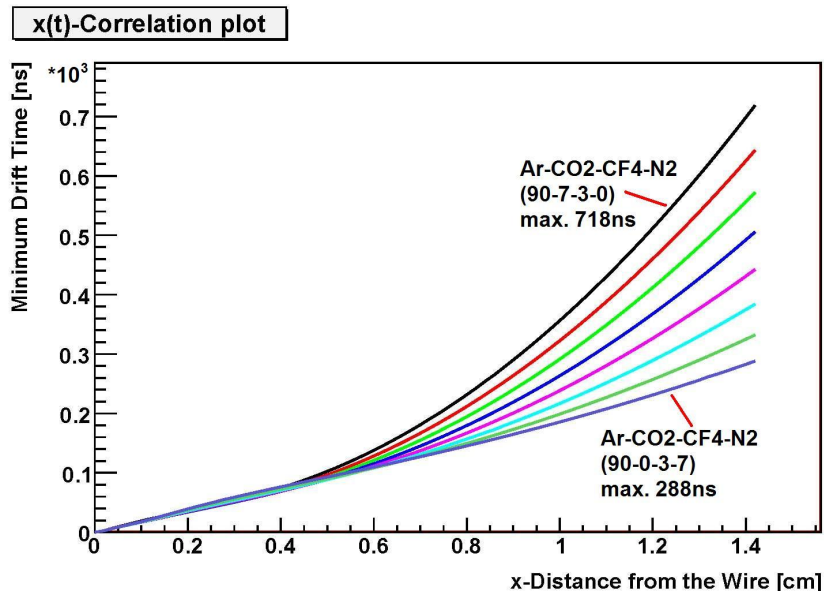


Abbildung 6.15: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-CF₄-N₂. Argon wird bei 90% und Tetrafluormethan bei 3% gehalten, während Kohlendioxid von 7% abwärts in 1%-Schritten durch Stickstoff ersetzt wird.

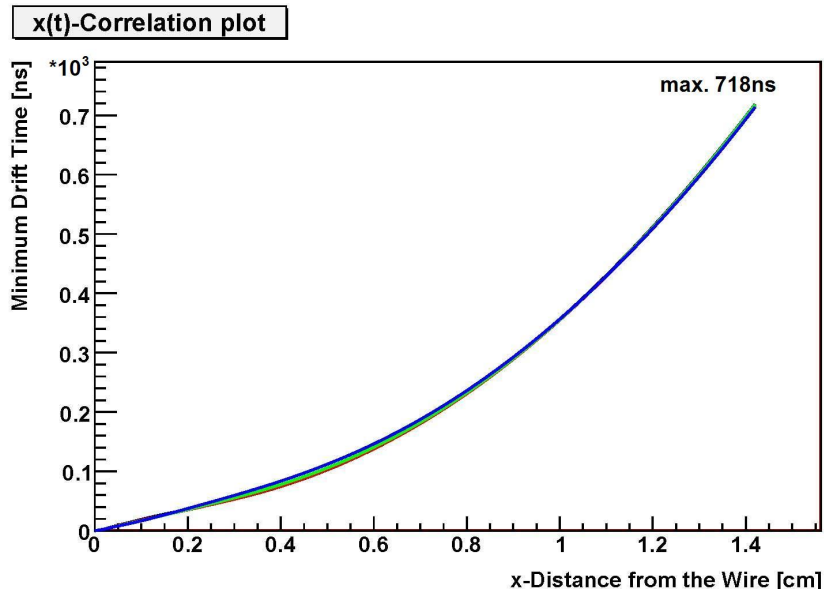


Abbildung 6.16: Mit GARFIELD simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-CF₄-N₂. Argon wird bei 90% und Kohlendioxid bei 7% gehalten, während Tetrafluormethan von 3% abwärts in 1%-Schritten durch Stickstoff ersetzt wird. Ar-CO₂-CF₄-N₂ (90-7-3-0 Schwarz, 90-7-2-1 Rot, 90-7-1-2 Grün, 90-7-0-3 Blau)

6.4.4 Ergebnisse

Durch verschiedene Messreihen konnten in Bezug auf die Effizienzen die Grenzen für Beimischungen von Tetrafluormethan und Stickstoff bestimmt werden. Dabei zeigte sich, dass Tetrafluormethan, abhängig vom Argonanteil bis maximal 3% hinzugefügt werden kann, bevor die Effizienz des Driftgases zu sehr abnimmt. Die obere Grenze für Stickstoff lag bei 1-2%.

6.5 Das Driftgas Ar-CO₂-N₂ (95-3-2)

Im Vergleich zum Driftgas Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) wurde untersucht, inwiefern sich das Driftgas verändern würde, wenn man Tetrafluormethan durch Kohlenstoffdioxid ersetzen würde.

Beide Gase sind ähnlich linear. Mit einer maximalen Driftzeit von 448ns ist dieses Gasgemisch zwar um ca 230ns schneller als das Standardgas, aber auch um ca. 210ns langsamer, als das entsprechende Gasgemisch mit Tetrafluormethan. Da die Effizienz dieses Gasgemisches jedoch mit 70% nur geringfügig unterhalb der Effizienz von 77% des Standardgases liegt, ist dieses Gas als Ausgangspunkt für weitere Studien geeignet.

Abbildung 6.18 zeigt das Driftzeit- und Signalthöhenspektrum von Ar-CO₂-N₂ (95-3-2) (schwarz) und Ar-CO₂ (93-7) (rot). Zu sehen ist, dass die maximale Driftzeit von 670ns auf ca. 450ns gesunken ist, während das

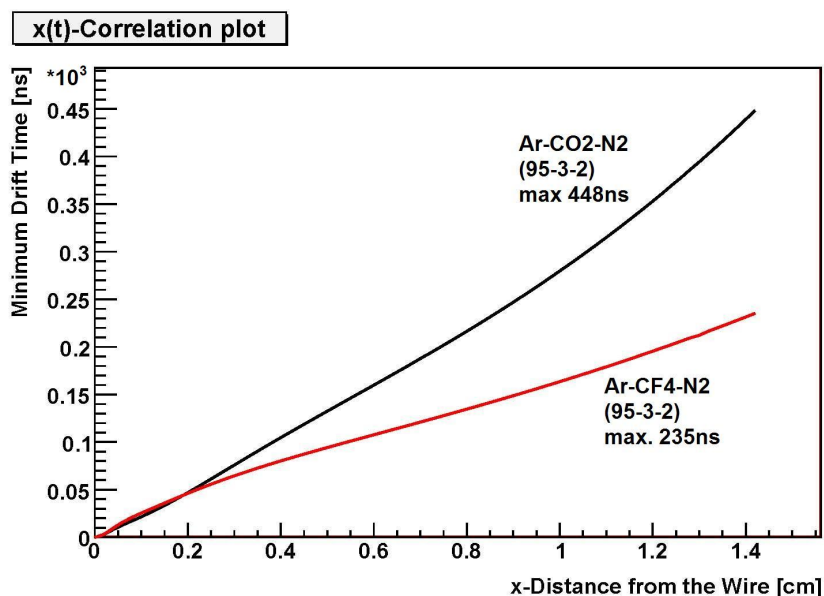


Abbildung 6.17: Simulierte r-t-Relation von Ar-CO₂-N₂ (95-3-2) (schwarz) und Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) (rot).

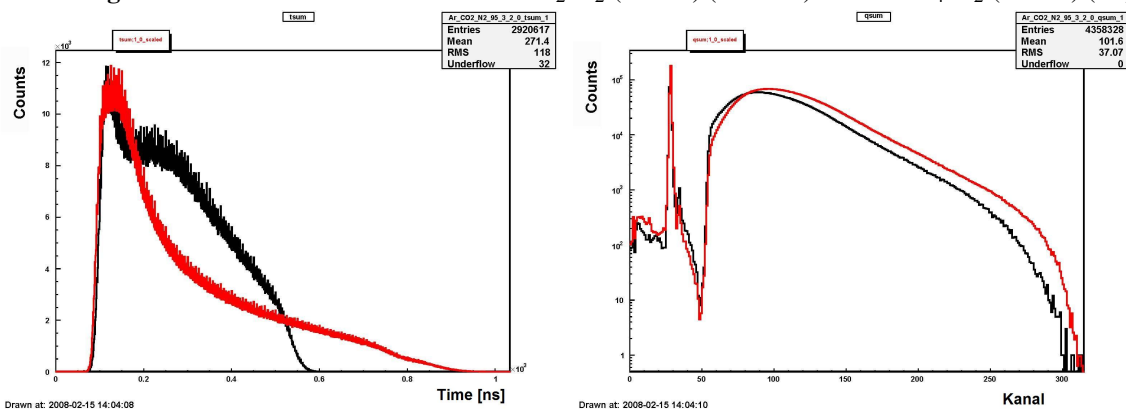


Abbildung 6.18: Gemessenes Driftspektrum und Signalthöhenspektrum von Ar-CO₂-N₂ (95-3-2) (schwarz) im Vergleich zum Standardgas Ar-CO₂ (93-7) (rot).

Signalhöhenpektrum nahezu unverändert geblieben ist. Die Anstiegszeit hat sich im Vergleich zu Ar-CF₄-N₂ (95-3-2) (Abbildung 6.10) verkürzt.

6.6 Variation des Kohlenstoffdioxid- und des Stickstoffgehalts

Es wurden mehrere Simulationen durchgeführt um, vom Gasgemisch Ar-CO₂-N₂ (95-3-2) ausgehend, das neue Driftgas möglichst linear und schnell zu machen, ohne die Effizienz zu beeinträchtigen. In vorangegangenen Studien wurde die Obergrenze für den Stickstoffanteil bei 2% festgesetzt, wobei bei Gemischen ohne Tetrafluormethan der Anteil an Stickstoff auf 3% erhöht werden kann (Tabelle 6.5). Mit dieser Randbedingung wurde der Kohlenstoffdioxidgehalt in 1%-Schritten von 0% auf 10% erhöht, und der Argonanteil entsprechend von 98% auf 88% bei 2% Stickstoff, beziehungsweise von 97% auf 87% bei 3% Stickstoff, reduziert.

CO ₂ -Gehalt	Driftzeit 2% N ₂	Driftzeit 3% N ₂
0	1584ns	1588ns
1	580ns	570ns
2	468ns	454ns
3	464ns	448ns
4	503ns	488ns
5	564ns	547ns
6	635ns	621ns
7	714ns	700ns
8	796ns	785ns
9	882ns	869ns
10	967ns	956ns

Tabelle 6.6: Simulierte Driftzeiten von Ar-CO₂-N₂ mit 2% und 3% Stickstoff

N ₂ -Gehalt	Driftzeit 2% CO ₂	Driftzeit 3% CO ₂
0	476ns	444ns
1	446ns	436ns
2	454ns	448ns
3	468ns	464ns
4	483ns	480ns
5	499ns	498ns
6	516ns	515ns
7	532ns	530ns
8	548ns	547ns
9	565ns	564ns
10	581ns	579ns

Tabelle 6.7: Simulierte Driftzeiten von Ar-CO₂-N₂ mit 2% und 3% Kohlendioxid

Aus den mit GARFIELD simulierten r-t-Relationen (Abbildungen 6.19, 6.20 und Tabelle 6.6) wird ersichtlich, dass das Driftgas für 2%-3% Kohlenstoffdioxid am linearsten ist. In diesem Bereich liegt auch das Minimum der maximalen Driftzeit. Unter Berücksichtigung der Resultate der 1. Simulationsreihe wurde der Kohlendioxidgehalt bei 2% beziehungsweise 3% festgehalten, und der Stickstoffgehalt in 1%-Schritten von 0% auf 10% erhöht (Abbildung 6.21, 6.22 und Tabelle 6.7). Die letzte Simulationsreihe bestätigt, dass Gasgemische mit 1-2% Stickstoff am linearsten und schnellsten sind.

Die vier schnellsten Gase Ar-CO₂-N₂ (97-2-1, 96-2-2, 96-3-1, 95-3-2) wurden am Teststand gemessen und auf ihre Effizienz hin überprüft (Abbildungen 6.23 bis 6.26 und Tabelle 6.8).

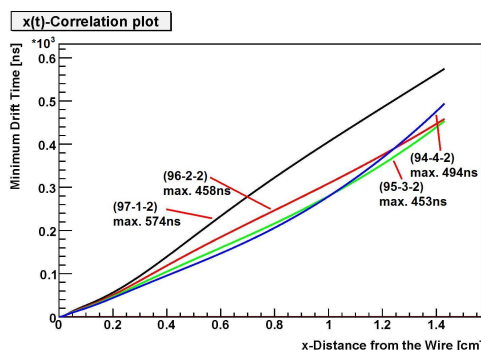


Abbildung 6.19: Simulierte r-t-Relation von Ar-CO₂-N₂ (97-1-2, 96-2-2, 95-3-2, 94-4-2). Der Stickstoffgehalt wurde bei 2% gehalten.

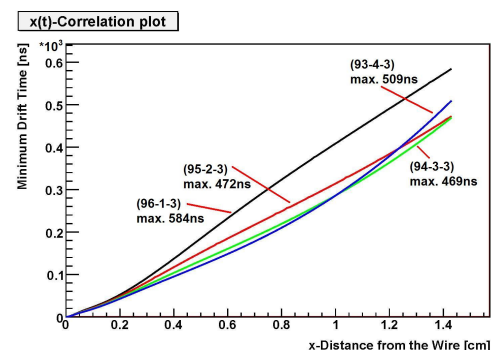


Abbildung 6.20: Simulierte r-t-Relation von Ar-CO₂-N₂ (96-1-3, 95-2-3, 94-3-3, 93-4-3). Der Stickstoffgehalt wurde bei 3% gehalten.

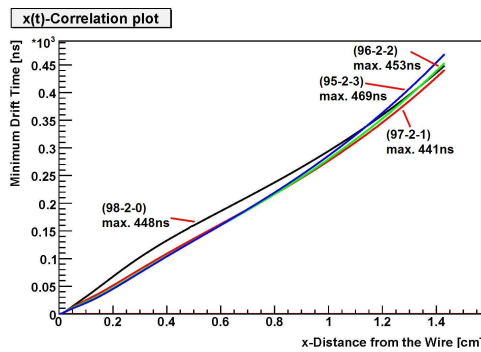


Abbildung 6.21: Simulierte r-t-Relation von Ar-CO₂-N₂ (98-2-0, 97-2-1, 96-2-2, 94-2-3). Der Kohlendioxidgehalt wurde bei 2% gehalten.

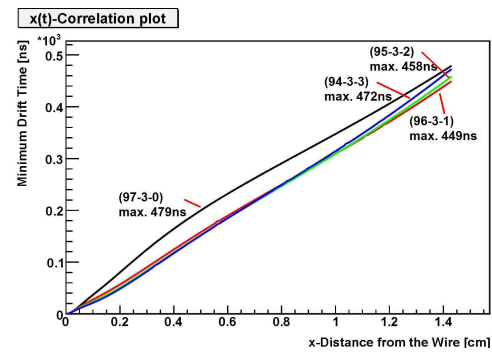


Abbildung 6.22: Simulierte r-t-Relation von Ar-CO₂-N₂ (97-3-0, 96-3-1, 95-3-2, 94-3-3). Der Kohlendioxidgehalt wurde bei 3% gehalten.

Gas:	Mischung:	Driftzeit (GARFIELD):	Driftzeit (Teststand):	Effizienz:
Ar-CO ₂ -N ₂	97-2-1	446ns ±0,5ns	450ns ±20ns	73% ±2ns
Ar-CO ₂ -N ₂	96-2-2	454ns ±0,5ns	475ns ±20ns	77% ±2ns
Ar-CO ₂ -N ₂	96-3-1	436ns ±0,5ns	450ns ±20ns	75% ±2ns
Ar-CO ₂ -N ₂	95-3-2	448ns ±0,5ns	450ns ±20ns	77% ±2ns

Tabelle 6.8: Ar-CO₂-N₂ mit 2% und 3% Kohlenstoffdioxid

Die Ergebnisse am Teststand decken sich mit den Erwartungen aus den GARFIELD-Simulationen.

6.7 Verkürzen der Driftzeit durch 1% Tetrafluormethan

Aus den vorangegangenen Messungen ist bekannt, dass bereits kleine Beigaben von Tetrafluormethan die Driftzeit des Gasgemisches verkürzen können, ohne die Effizienz wesentlich zu beeinflussen. Da sich allerdings bei der oben angegebenen Grenze von 3% die Anstiegszeit des Driftspektrums verschlechtert, sollte dem Gas weniger Tetrafluormethan beigemischt werden.

Gas:	Mischung:	Driftzeit (GARFIELD):	Driftzeit (Teststand):	Effizienz:
Ar-CO ₂ -CF ₄ -N ₂	97-1-1-1	336ns ±0,5ns	375ns ±20ns	75% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ -N ₂	96-1-1-2	342ns ±0,5ns	400ns ±20ns	75% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ -N ₂	96-2-1-1	359ns ±0,5ns	375ns ±20ns	79% ±2%
Ar-CO ₂ -CF ₄ -N ₂	95-2-1-2	369ns ±0,5ns	375ns ±20ns	79% ±2%

Tabelle 6.9: Ar-CO₂-N₂ mit 2% und 3% Kohlenstoffdioxid

Im letzten Kapitel wurden vier lineare und schnelle Gase gefunden, welche eine ähnliche Effizienz aufweisen, wie das Standardgas. In der folgenden Messreihe wurde 1% vom Kohlenstoffdioxid durch Tetrafluormethan ersetzt und mit GARFIELD simuliert (Abbildung 6.31 und Tabelle 6.9).

Abbildungen 6.27 bis 6.30 zeigen die am Teststand gemessenen Drift- und Signalhöhenspektren.

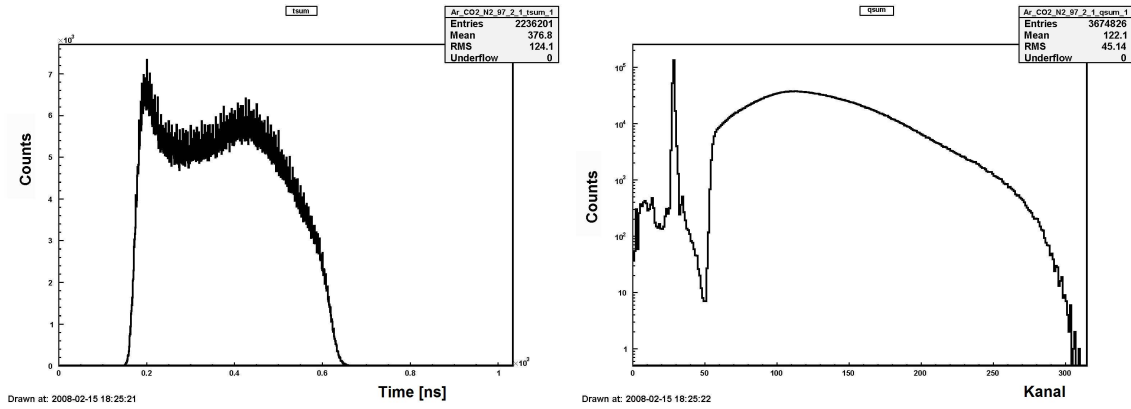


Abbildung 6.23: Gemessenes Driftspektrum und Signalhöenspektrum von Ar-CO₂-N₂ (97-2-1). Die Effizienz betrug $73\% \pm 2\%$.

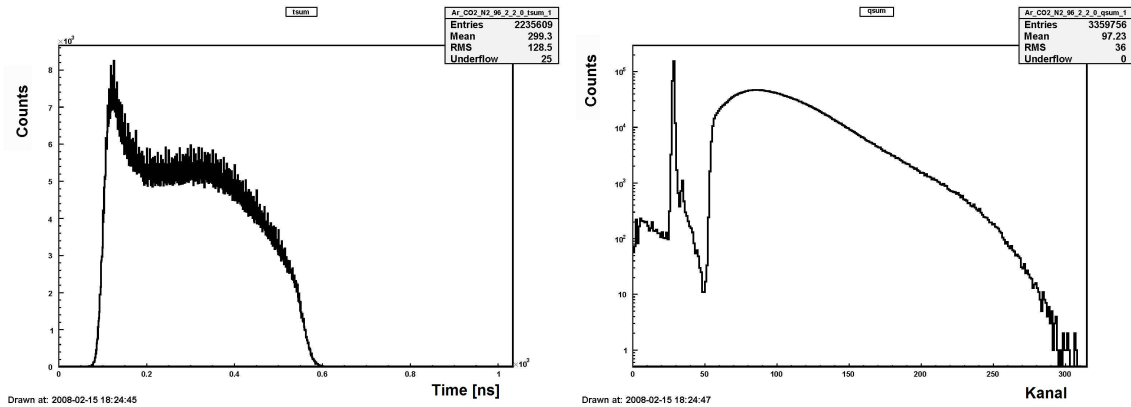


Abbildung 6.24: Gemessenes Driftspektrum und Signalhöenspektrum von Ar-CO₂-N₂ (96-2-2). Die Effizienz betrug $77\% \pm 2\%$.

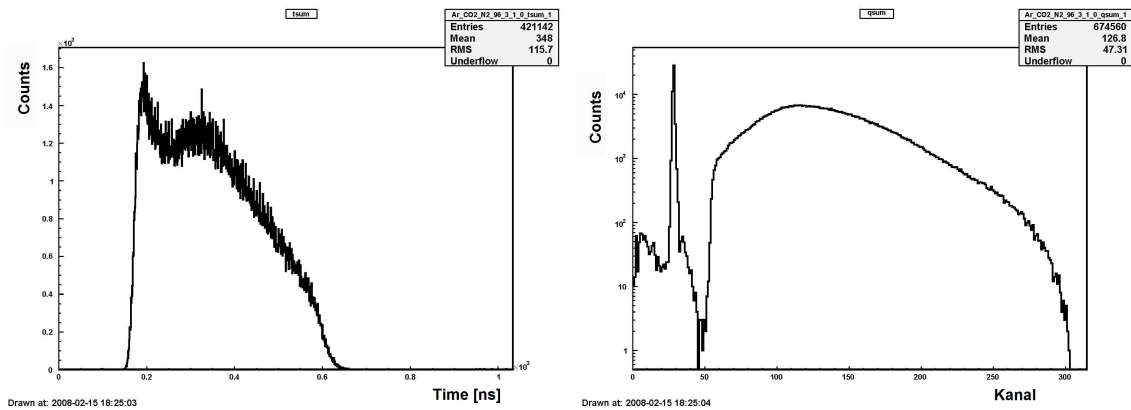


Abbildung 6.25: Gemessenes Driftspektrum und Signalhöenspektrum von Ar-CO₂-N₂ (96-3-1). Die Effizienz betrug $75\% \pm 2\%$.

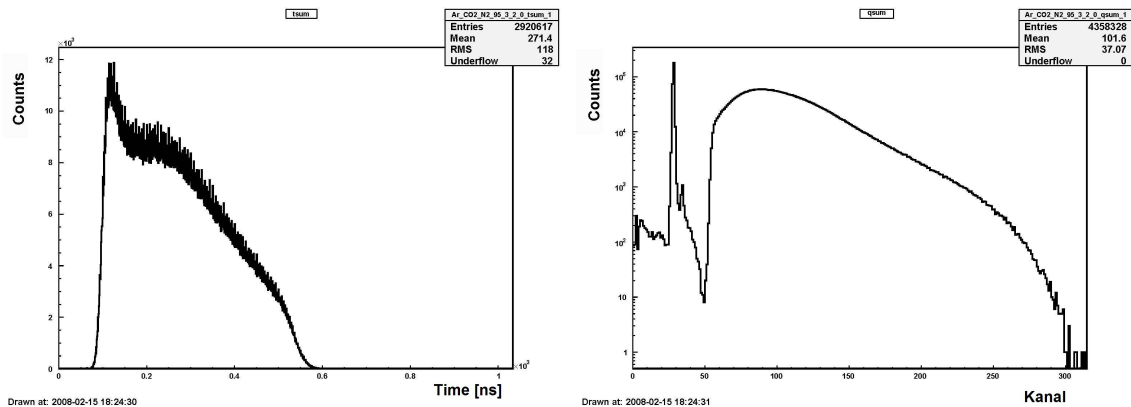


Abbildung 6.26: Gemessenes Driftspektrum und Signalhöenspektrum von Ar-CO₂-N₂ (95-3-2). Die Effizienz betrug $77\% \pm 2\%$.

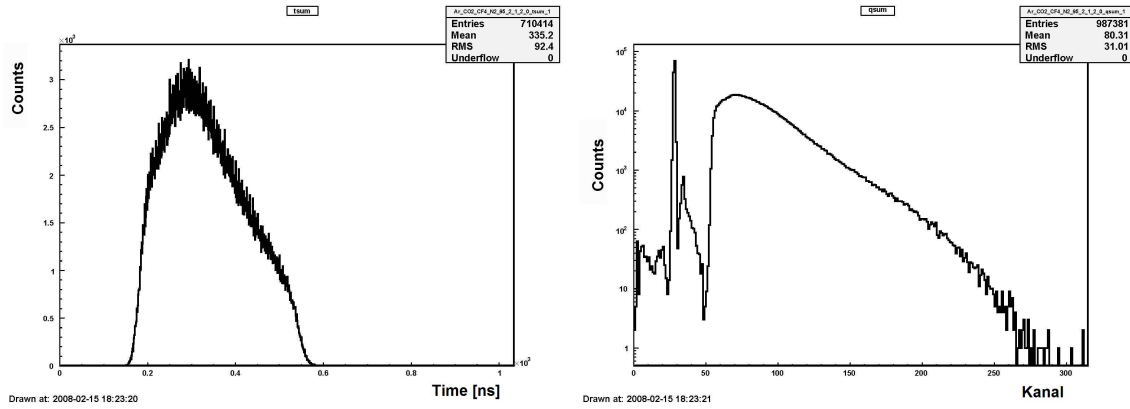


Abbildung 6.27: Gemessenes Driftspektrum und Signalthöhenspektrum von Ar-CO₂-CF₄-N₂ (95-2-1-2). Die Effizienz betrug $79\% \pm 2\%$.

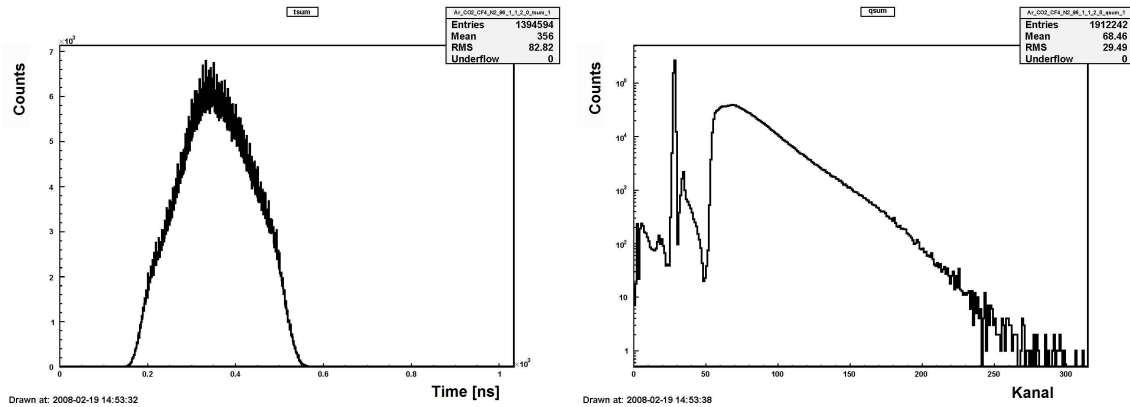


Abbildung 6.28: Gemessenes Driftspektrum und Signalthöhenspektrum von Ar-CO₂-CF₄-N₂ (96-1-1-2). Die Effizienz betrug $79\% \pm 2\%$.

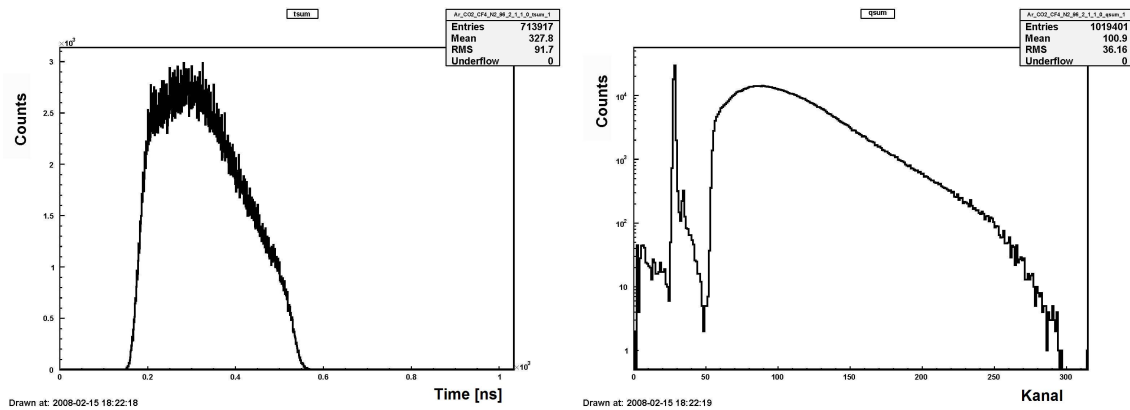


Abbildung 6.29: Gemessenes Driftspektrum und Signalthöhenspektrum von Ar-CO₂-CF₄-N₂ (96-2-1-1). Die Effizienz betrug $77\% \pm 2\%$.

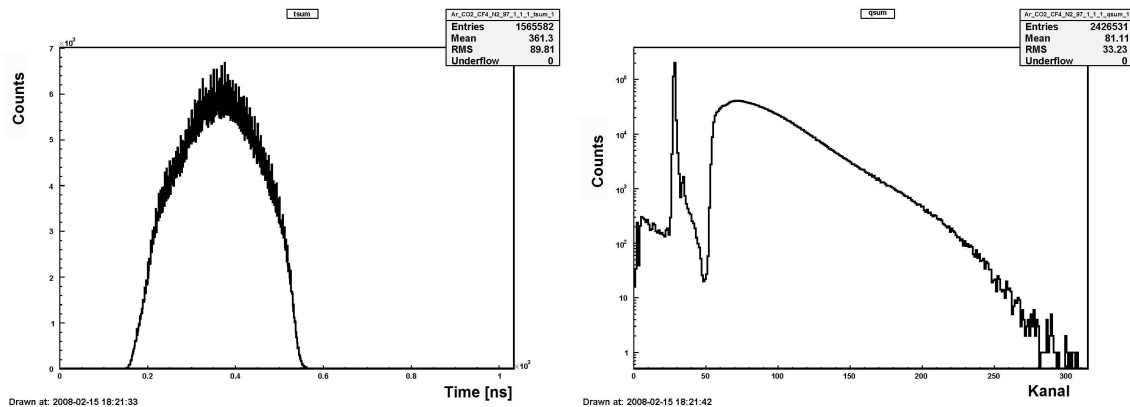


Abbildung 6.30: Gemessenes Driftspektrum und Signalthöhenspektrum von Ar-CO₂-CF₄-N₂ (97-1-1-1). Die Effizienz betrug $77\% \pm 2\%$.

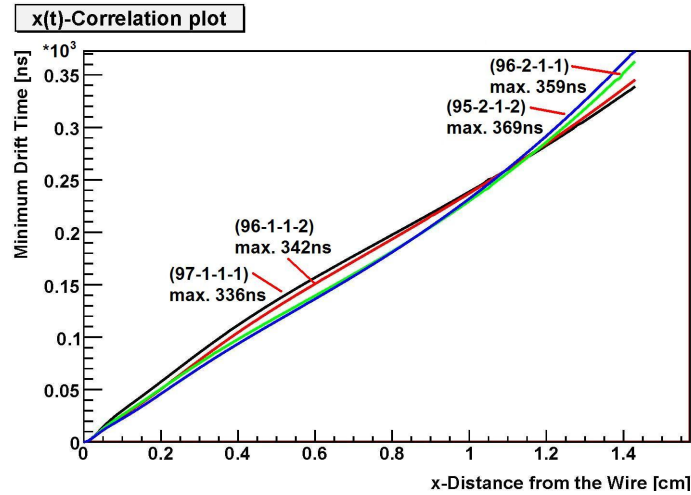


Abbildung 6.31: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-CF₄-N₂ (97-1-1-1, 96-1-1-2, 96-2-1-1, 95-2-1-2).

6.8 Driftzeitmessungen am Messstand

Die Driftgase Ar-CO₂-N₂ (97-2-1), Ar-CO₂-N₂ (96-3-1) und Ar-CO₂-CF₄-N₂ (97-1-1-1) wurden am Cosmic-Ray-Messstand in der ATLAS-Halle in Garching gemessen, um neben den Driftspektren auch die r-t-Relationen der Driftgase ermitteln zu können (Abbildung 6.32). Zur Bestimmung der maximalen Driftzeit der verschiedenen Gase wurde unser Fitprogramm verwendet [46], [47], [48].

Zur Bestimmung der r-t-Relation des zu testenden Gasgemisches wird zunächst eine r-t-Relation aus Messungen von Ar-CO₂ (93-7) herangezogen und die Driftzeit dieser Relation auf die maximale Driftzeit des neuen Gasgemisches skaliert. Anhand der vorläufigen, skalierten r-t-Relation des Standardgemisches wird ein Driftradius r_{Drift} vom Anodendraht ermittelt und mit der erwarteten Spur r_{Spur} der Referenzkammern verglichen, welche mit dem Standardgas gefüllt sind:

$$r_{Drift}^{neu} = r_{Drift} - \langle r_{Drift} - r_{Spur} \rangle \quad (6.5)$$

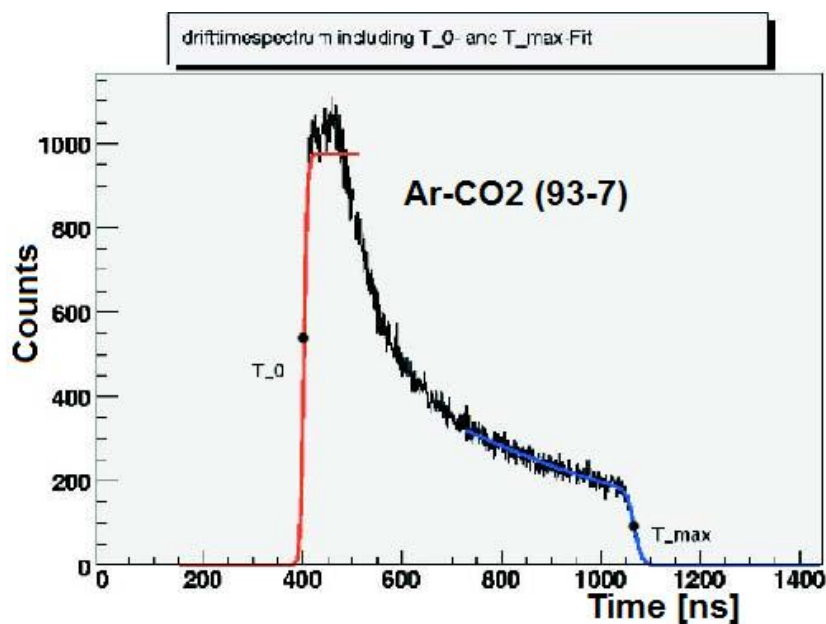


Abbildung 6.32: Gemessenes Driftspektrum von Ar-CO₂ (93-7). Die rote und blaue Kurve sind Fitfunktionen zur Berechnung der maximalen Driftzeit.

r_{Drift}^{neu} wird über 10^5 Spuren ermittelt und solange iteriert, bis r_{Drift} und r_{Spur} mindestens auf $20\mu\text{m}$ übereinstimmen. Der so gewonnene Datensatz aus r_{Drift} und t_{Drift} gibt so die r-t-Relation des neuen Gasgemisches wieder. Für Driftgase ohne Tetrafluormethananteil stimmen die gemessenen r-t-Relationen gut mit den durch GARFIELD vorhergesagten überein (Abbildungen 6.33 und 6.34). Bislang werden hierbei negative Driftzeiten nicht berücksichtigt, wodurch es zu Problemen in der Berechnung der r-t-Relation von Ar-CO₂-CF₄-N₂ (97-1-1-1) kam (Abbildung 6.35 und 6.36).

Der unterschiedlich steile Abfall der abfallenden Flanken in Abbildung 6.30 und 6.36 ist darauf zurückzuführen, dass die Anodendrähte und die Driftrohre des Teststandes nicht über die gesamte Länge konzentrisch waren, wie bereits in Abschnitt 6.2 erklärt. Der Knick in der ansteigenden Flanke in Abbildung 6.30 konnte im Rahmen dieser Diplomarbeit jedoch nicht erklärt werden.

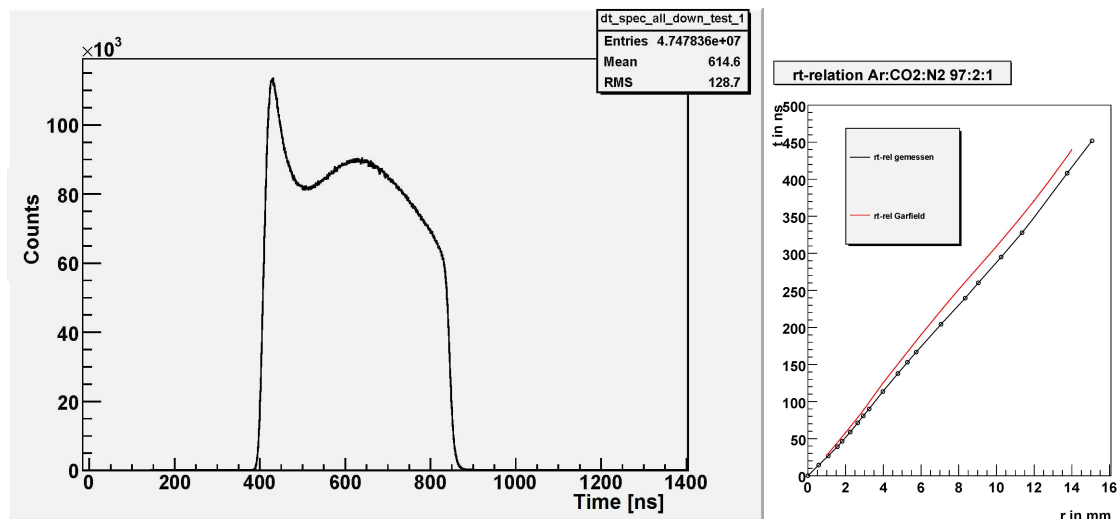


Abbildung 6.33: Driftzeitspektrum und r-t-Relation von Ar-CO₂-N₂ (97-2-1)

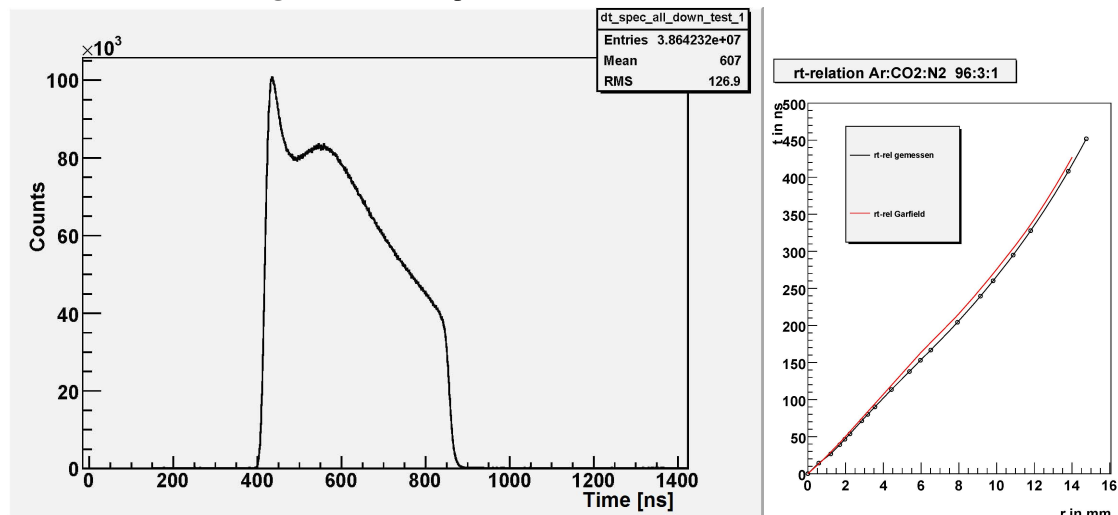


Abbildung 6.34: Driftzeitspektrum und r-t-Relation von Ar-CO₂-N₂ (96-3-1)

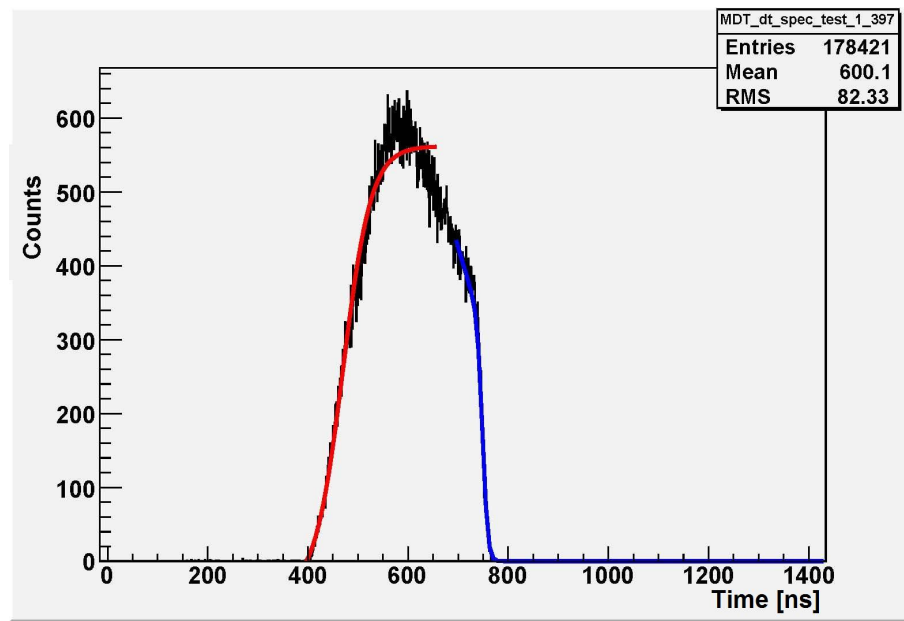


Abbildung 6.35: Fitkurven zur Berechnung der maximalen Driftzeit. Hier vom Gasgemisch Ar-CO₂-CF₄-N₂ (97-1-1-1)

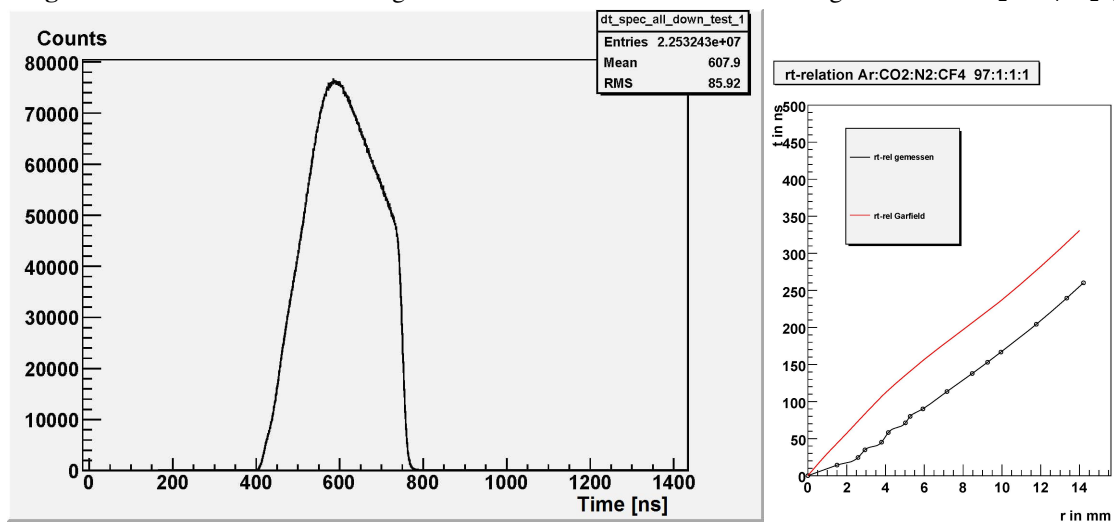


Abbildung 6.36: Driftzeitspektrum und r-t-Relation von Ar-CO₂-CF₄-N₂ (97-1-1-1)

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Durch systematische Simulationsstudien mit dem GARFIELD-Programm konnte eine Reihe von Gasmischungen identifiziert und in Messungen verifiziert werden, die sich durch lineare Orts-Driftzeit-Beziehungen und kurze Driftzeiten auszeichnen. Dabei blieb die Effizienz des Myon-Nachweises in den MDT-Driftröhren in einem Bereich der vergleichbar zu dem bislang genutzten Standardgemisch Ar-CO₂ (93-7) liegt. Auch Neon als Ersatz zu Argon wurde als Option sowohl mit GARFIELD als auch experimentell untersucht. Dabei wurde gezeigt, dass Neon bei wesentlich geringerer Hochspannung in der Lage ist, eine höhere Effizienz als entsprechende Argongemische zu erreichen.

Systematische experimentelle Studien fanden zunächst an dem von mir entwickelten und aufgebauten Teststand statt. Dieses Tabletop-Experiment besteht aus 12 Szintillationszählern als Trigger für kosmische Myonen und aus 8 MDT-Driftröhren mit original ATLAS Ausleseelektronik. Es zeichnet sich aus durch schnelle Ergebnisse in Form von Driftzeitspektren und Impulshöhenverteilungen, einfache Bedienbarkeit, vereinfachte Datenanalyse und v.a. geringen Gasverbrauch aus. Die vielversprechendsten Gasmischungen, Ar-CO₂-N₂ (96-3-1), Ar-CO₂-N₂ (97-2-1) und Ar-CO₂-N₂-CF₄ (97-1-1-1) wurden dann am Cosmic-Ray-Messstand in der Atlas-halle in Garching[50] getestet. Messungen mit Neongemischen am Messstand stehen noch aus. Als schnelle und lineare Driftgase ergaben sich:

- Ar-CO₂-N₂ (96-3-1) mit einer maximalen Driftzeit von 436ns
- Ne-CF₄-N₂ (95-3-2) mit einer maximalen Driftzeit von 299ns

Aufgrund der Klimatisierung der Halle ergeben sich dort genauere Driftzeitergebnisse und Effizienzen, der Vergleich von Driftradien mit der Spurvorhersage zweier Standardreferenzkammern erlaubt Rückschlüsse auf die erreichbare Ortsauflösung. Dies wurde von mir noch begonnen, genaue Ergebnisse konnten aber aus Zeitgründen nicht mehr in meine Diplomarbeit einfließen.

In der Atlashalle wurde für diese Messungen die mittlere Kammer, der Prüfling mit dem zu testenden Gasmisch, aus der bis dato gemeinsamen Gasversorgung aller drei MDT-Kammern herausgenommen und mit einem eigenen Gasmischsystem und Druckregelsystem versehen.

Es bietet sich an, weitere hier untersuchte Gasmischungen im Messstand auf ihre Tauglichkeit zu untersuchen. Wesentliche Kriterien der Folgestudien betreffen die Langzeitstabilität (HV-Festigkeit), die Ortsauflösung, die Magnetfeldabhängigkeit, die Aggressivität von Tetrafluormethan als Lösemittel für Kunststoffteile der Röhren und die Sensitivität der Gase auf den Untergrund des ATLAS-Detektors, wie Gamma-Strahlung und schnelle Neutronen [51, 52].

Anhang A

Gas-Konversionsliste für Massendurchflussregler

Die hier angegebenen Daten sind dem **Installation and Operation Manual** der Massendurchflussregler der Firma *Brooks Instruments* entnommen [29], und dienen zur Berechnung der Gasflussrate der Durchflussregler, wenn diese auf ein anderes Gas als das verwendete geeicht wurden. Näheres siehe Abschnitt 3.1.

Gasname	Formula	Gasfactor	Orifice factor	Density (kg/m3)
Acetylene (Ethyne)	C2H2	0,615	0,970	1,173
Air	Mixture	0,998	1,018	1,293
Allene	C3H4	0,478	1,199	1,787
Ammonia	NH3	0,786	0,781	0,771
Argon	Ar	1,395	1,195	1,784
Arsine	AsH3	0,754	1,661	3,478
Boron Trichloride	BCL3	0,443	2,044	5,227
Boron Trifluoride	BF3	0,579	1,569	3,025
Bromine Pentafluoride	BrF5	0,287	2,502	7,806
Bromine Trifluoride	BrF3	0,439	2,214	6,108
Bromotrifluoroethylene	C2BrF3	0,326	2,397	7,165
Bromotrifluoromethane (f-13B1)	CBrF3	0,412	2,303	6,615
1,3-Butadiene	C4H6	0,354	1,413	2,491
Butane	C4H10	0,257	1,467	2,593
1-Butene	C4H8	0,294	1,435	2,503
CIS-2-Butene	C4H8	0,320	1,435	2,503
Trans-2-Butene	C4H8	0,291	1,435	2,503
Carbon Dioxide	CO2	0,740	1,255	1,977
Carbon Disulfide	CS2	0,638	1,650	3,393
Carbon Monoxide	CO	0,995	1,000	1,250
Carbon Tetrachloride	CCL4	0,344	2,345	6,860
Carbon Tetrafluoride (f-14)	CF4	0,440	1,770	3,926
Carbonyl Fluoride	COF2	0,567	1,555	2,045
Carbonyl Sulfide	COS	0,680	1,463	2,680
Chlorine	CL2	0,876	1,598	3,214
Chlorine Dioxide	CLO2	0,693	1,554	3,011
Chlorine Trifluoride	CLF3	0,433	1,812	4,125

Gasname	Formula	Gasfactor	Orifice factor	Density (kg/m ³)
Chlorodifluoromethane (f-22)	CHCLF ₂	0,505	1,770	3,906
Chloroform (Trichloromethane)	CHCL ₃	0,442	2,066	5,340
Chloropentafluoroethane (f-115)	C ₂ CLF ₅	0,243	2,397	7,165
Chlorotrifluoroethylene	C ₂ CLF ₃	0,337	2,044	5,208
Chlorotrifluoromethane (f-13)	CCLF ₃	0,430	1,985	4,912
2-Chlorobutane	C ₄ H ₉ CL	0,234	1,818	4,134
Cyanogen	(CN) ₂	0,498	1,366	2,322
Cyanogen Chloride	CLCN	0,618	1,480	2,730
Cyclobutane	C ₄ H ₈	0,387	1,413	2,491
Cyclopropane	C ₃ H ₆	0,505	1,224	1,877
Deuterium	D ₂	0,995	0,379	0,177
Diborane	B ₂ H ₆	0,448	1,000	1,235
Dibromodifluoromethane (f-12B2)	CBr ₂ F ₂	0,363	2,652	8,768
1,2-Dibromotetrafluoroethane (f-114B2)	C ₂ Br ₂ F ₄	0,215	2,905	10,530
Dichlorodifluoromethane (f-12)	CCL ₂ F ₂	0,390	2,099	5,492
Dichlorofluoromethane (f-21)	CHCL ₂ F	0,456	1,985	4,912
Dichlorosilane	SiH ₂ CL ₂	0,442	1,897	4,506
Diedthylsilane	C ₄ H ₁₂ Si	0,183	1,775	3,940
2,2 Dichloro- 1,1,1- Trifloroethane	C ₂ HCL ₂ F ₃	0,259	2,336	6,829
1,2-Dichloroethane (Ethylene dichloride)	C ₂ H ₄ CL ₂	0,382	1,879	4,419
1,2-Dichlorotetrafluoroethane (f-114)	C ₂ CL ₂ F ₄	0,231	2,449	7,479
1,1-Difluoro-1-Chloroethane	C ₂ H ₃ CLF ₂	0,341	1,957	4,776
1,1-Difluoroethane	CH ₃ CHF ₂	0,415	1,536	2,940
1,1-Difluoroethylene	CH ₂ :CF ₂	0,458	1,512	2,860
Difluoromethane (f-32)	CF ₂ H ₂	0,627	1,360	2,411
Dimethylamine	(CH ₃) ₂ NH	0,370	1,269	2,013
Dimethylether	(CH ₃) ₂ O	0,392	1,281	2,055
2,2-Dimethylpropane	C(CH ₃) ₄	0,247	1,613	3,244
Disilane	Si ₂ H ₆	0,332	1,493	2,779
Ethane	C ₂ H ₆	0,490	1,038	1,357
Ethanol	C ₂ H ₆ O	0,394	1,282	2,057
Ethylacetylene	C ₄ H ₆	0,365	1,384	2,388
Ethyl Chloride	C ₂ H ₅ CL	0,408	1,516	2,879
Ethylene	C ₂ H ₄	0,619	1,000	1,261
Ethylene Oxide	C ₂ H ₄ O	0,589	1,254	1,965
Fluorine	F ₂	0,924	1,163	1,695
Fluoroform (f-23)	CHF ₃	0,529	1,584	3,127
Germane	GeH ₄	0,649	1,653	3,418
Germanium Tetrachloride	GeCL ₄	0,268	2,766	9,574
Halothane	C ₂ HBrCLF ₃	0,257	2,654	8,814
Helium	He	1,386	0,378	0,178
Hexafluoroacetone	C ₃ F ₆ O	0,219	2,434	7,414
Hexafluorobenzine	C ₆ F ₆	0,632	2,577	8,309
Hexafluoroethane (f-116)	C ₂ F ₆	0,255	2,219	6,139
Hexafluoropropylene (HFP)	C ₃ F ₆	0,249	2,312	6,663
Hexamethyldisilane (HMDS)	(CH ₃) ₆ Si ₂	0,139	2,404	7,208
Hexane	C ₆ H ₁₄	0,204	1,757	3,847
Hydrogen	H ₂	1,008	0,269	0,090
Hydrogen Bromide	HBr	0,987	1,695	3,645

Gasname	Formula	Gasfactor	Orifice factor	Density (kg/m3)
Hydrogen Chloride	HCL	0,983	1,141	1,639
Hydrogen Cyanide	HCN	0,744	0,973	1,179
Hydrogen Fluoride	HF	0,998	0,845	0,893
Hydrogen Iodide	HI	0,953	2,144	5,789
Hydrogen Selenide	H2Se	0,837	1,695	3,613
Hydrogen Sulfide	H2S	0,850	1,108	1,539
Iodine Pentafluoride	IF5	0,283	2,819	9,907
Isobutane	C4H10	0,260	1,440	2,596
Isobutene	C4H8	0,289	1,435	2,503
Isopentane	C5H12	0,211	1,605	3,222
Krypton	Kr	1,382	1,729	3,708
Methane	CH4	0,763	0,763	0,717
Methylacetylene	C3H4	0,473	1,196	1,782
Methyl Bromide	CH3Br	0,646	1,834	4,236
3-Methyl-1-butene	C5H10	0,252	1,584	3,127
Methyl Chloride	CH3CL	0,687	1,347	2,308
Methyl Fluoride	CH3F	0,761	1,102	1,518
Methyl Mercaptan	CH4S	0,588	1,313	2,146
Methyl Silane	CH6Si	0,393	1,283	2,061
Methyl Trichlorosilane	CH3CL3Si	0,267	2,310	6,675
Methyl Vinyl Ether	C3H6O	0,377	1,435	2,567
Monoethanolamine	C2H7NO	0,305	1,477	2,728
Monoethylamine (CH3CH2NH2)	C2H7	0,359	1,269	2,013
Monomethylamine	CH3NH2	0,565	1,067	1,420
Neon	Ne	1,398	0,847	0,902
Nickel Carbonyl	Ni(CO)4	0,212	2,371	7,008
Nitric Oxide	NO	0,995	1,030	1,339
Nitrogen	N2	1,000	1,000	1,251
Nitrogen Dioxide	NO2	0,758	1,713	2,052
Nitrogen Trifluoride	NF3	0,501	1,598	3,168
Nitrogen Trioxide	N2O3	0,443	1,649	3,389
Nitrosyl Chloride	NOCl	0,644	1,529	2,913
Nitrous Oxide	N2O	0,752	1,259	1,964
Octofluorocyclobutane	C4F8	0,169	2,672	8,933
Oxygen	O2	0,988	1,067	1,429
Oxygen Difluoride	OF2	0,672	1,388	2,402
Ozone	O3	0,738	1,310	2,138
Perchloryl Fluoride	CLO3F	0,448	1,905	4,571
Perfluorobutane	C4F10	0,738	2,918	10,610
Perfluoro-2-Butene	C4F8	0,268	2,672	8,933
Perfluoromethyl-vinylether (PMVE)	PMVE	0,296	2,029	5,131
Perfluoropropane	C3F8	0,179	2,591	8,396
Pentane (n-Pentane)	C5H12	0,212	1,605	3,222
Pentafluoroethane	C2HF5	0,287	2,070	5,360
Phosgene	COCL2	0,504	1,881	4,418
Phosphine	PH3	0,783	1,100	1,517
Phosphorous Pentafluoride	PF5	0,346	2,109	5,620
Phosphorous Trifluoridide	PF3	0,495	1,770	3,906
Propane (same as CH3CH2CH3)	C3H8	0,343	1,274	2,008

Gasname	Formula	Gasfactor	Orifice factor	Density (kg/m ³)
Propylene (Propene)*	C ₃ H ₆	0,401	1,234	1,875
Rhenium Hexafluoride	ReF ₆	0,230	3,279	13,410
Silane	SiH ₄	0,625	1,070	1,440
Silicon Tetrachloride	SiCl ₄	0,310	2,462	7,579
Silicon Tetrafluoride	SiF ₄	0,395	1,931	4,648
Sulfur Dioxide	SO ₂	0,728	1,529	2,858
Sulfur Hexafluoride	SF ₆	0,270	2,348	6,516
Sulfur Tetrafluoride	SF ₄	0,353	1,957	4,776
Sulfur Trioxide	SO ₃	0,535	1,691	3,575
Sulfuryl Fluoride	SO ₂ F ₂	0,423	1,931	4,648
Tetrachloromethane	CCl ₄	0,344	2,345	6,858
Tetrafluoroethylene (TFE)	C ₂ F ₄	0,361	1,905	4,526
Tetrafluorohydrazine	N ₂ F ₄	0,367	1,926	4,624
Trichlorofluoromethane (f-11)	CCL ₃ F	0,374	2,244	6,281
Trichlorosilane	SiHCl ₃	0,329	2,201	6,038
Trimethoxyborane (TMB)	B(OCH ₃) ₃	0,300	1,929	4,638
1,1,2-Trichloro-1, 1,2-Trifluoroet (f-113)	C ₂ CL ₃ F ₃	0,231	2,520	7,920
Trimethylamine	(CH ₃) ₃ N	0,316	1,467	2,639
Tungsten Hexafluoride	WF ₆	0,227	3,264	13,280
Uranium Hexafluoride	UF ₆	0,220	3,548	15,700
Vinyl Bromide	C ₂ H ₃ Br	0,524	1,985	4,772
Vinyl Chloride	C ₂ H ₃ Cl	0,542	1,492	2,788
Vinyl Fluoride	C ₂ H ₃ F	0,576	1,281	2,046
Water Vapor	H ₂ O	0,861	0,802	0,804
Xenon	Xe	1,383	2,180	5,851

Anhang B

Weitere untersuchte Gasmischungen

Die hier vorgestellten r-t-Relationen wurden mit GARFIELD 9.10 erstellt und zeigen Studien, welche unter anderem neben den eigentlichen Simulationen dieser Diplomarbeit erstellt wurden. Ziel war es, den Einfluss verschiedener Gase und ihrer Konzentration auf die Linearität und die Driftzeit zu untersuchen. Für diese Simulationen wurden die Standardeinstellungen (Kapitel 4) benutzt, lediglich die Temperatur wurde auf 20°C eingestellt, der Raumtemperatur im Messraum des Teststandes.

Mischung	Prozent	Form	$t_{[ns]_{sim}}$	Abbildung
Ar-C2H6-CO2-N2	90-5-0-5	linear	491ns	B.1 schwarz
Ar-C2H6-CO2-N2	88-5-2-5	l. konvex	462ns	B.1 rot
Ar-C2H6-CO2-N2	86-5-4-5	konvex	555ns	B.1 grün
Ar-CF4-CO2	65-35-0	l. konvex	217ns	B.2 schwarz
Ar-CF4-CO2	65-30-5	konvex	271ns	B.2 rot
Ar-CF4-CO2	90-10-0	konvex	198ns	B.3 schwarz
Ar-CF4-CO2	90-5-5	konvex	567ns	B.3 rot
Ar-CF4-CO2-N2	95-1-2-2	l. konvex	371ns	B.4 schwarz
Ar-CF4-CO2-N2	95-3-2-0	konvex	333ns	B.5 schwarz
Ar-CF4-CO2-N2	93-3-2-2	konvex	349ns	B.5 rot
Ar-CF4-CO2-N2	91-3-2-4	konvex	373ns	B.5 grün
Ar-CF4-CO2-N2	89-3-2-6	konvex	398ns	B.5 blau
Ar-CF4-CO2-N2	87-3-2-8	konvex	422ns	B.5 lila
Ar-CF4-CO2-N2	85-3-2-10	konvex	446ns	B.5 hellblau
Ar-CF4-CO2-N2	95-3-0-2	l. konkav	235ns	B.6 schwarz
Ar-CF4-CO2-N2	93-3-2-2	l. konvex	257ns	B.6 rot
Ar-CF4-CO2-N2	91-3-4-2	l. konvex	285ns	B.6 grün
Ar-CF4-CO2-N2	89-3-6-2	l. konvex	313ns	B.6 blau
Ar-CF4-CO2-N2	87-3-8-2	l. konvex	341ns	B.6 lila
Ar-CF4-CO2-N2	85-3-10-2	l. konvex	368ns	B.6 hellblau
Ar-CO2	95.5-4.5	l. konvex	496ns	B.7 schwarz
Ar-CO2	97.4-2.6	linear	448ns	B.8 schwarz
Ar-CO2-C3F8	93-7-0	konvex	677ns	B.9 schwarz
Ar-CO2-C3F8	93-6-1	konvex	643ns	B.9 rot
Ar-CO2-C3F8	93-5-2	konvex	588ns	B.9 grün
Ar-CO2-C3F8	93-4-3	konvex	528ns	B.9 blau
Ar-CO2-C3F8	93-3-4	konvex	466ns	B.9 lila
Ar-CO2-C3F8	93-2-5	konvex	401ns	B.9 hellblau
Ar-CO2-C3F8	93-1-6	l. konvex	336ns	B.9 grasgrün

Mischung	Prozent	Form	$t_{[ns]_{sim}}$	Abbildung
Ar-CO ₂ -C ₃ F ₈	93-0-7	l. konvex	271ns	B.9 violett
Ar-CF ₄ -CO ₂	96-3-1	l. konkav	276ns	B.10 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-0-7	konvex	676ns	B.11 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-1-6	konvex	614ns	B.11 rot
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-2-5	konvex	546ns	B.11 grün
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-3-4	konvex	474ns	B.11 blau
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-4-3	konvex	402ns	B.11 lila
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-5-2	l. konvex	332ns	B.11 hellblau
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-6-1	l. konvex	264ns	B.11 grasgrün
Ar-CF ₄ -CO ₂	93-7-0	l. konvex	199ns	B.11 violett
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-7-0	konvex	718ns	B.12 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-6-1	konvex	643ns	B.12 rot
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-5-2	konvex	572ns	B.12 grün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-4-3	konvex	506ns	B.12 blau
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-3-4	konvex	442ns	B.12 lila
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-2-5	konvex	384ns	B.12 hellblau
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-1-6	l. konvex	332ns	B.12 grasgrün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-3-0-7	l. konvex	288ns	B.12 violett
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	95-2-3-0	konvex	332ns	B.13 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	94-2-3-1	konvex	337ns	B.13 rot
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	93-2-3-2	konvex	347ns	B.13 grün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	92-2-3-3	konvex	359ns	B.13 blau
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	91-2-3-4	konvex	372ns	B.13 lila
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	90-2-3-5	konvex	384ns	B.13 hellblau
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	89-2-3-6	konvex	396ns	B.13 grasgrün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	88-2-3-7	konvex	408ns	B.13 violett
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	87-2-3-8	konvex	421ns	B.13 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	86-2-3-9	konvex	432ns	B.13 rot
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	85-2-3-10	konvex	444ns	B.13 grün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	95-0-3-2	l. konvex	449ns	B.14 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	95-1-2-2	linear	369ns	B.14 rot
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	95-2-1-2	linear	299ns	B.14 grün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	95-3-0-2	l. konkav	235ns	B.14 blau
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	96-0-2-2	linear	455ns	B.15 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	96-1-1-2	linear	342ns	B.15 rot
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	96-2-0-2	l. konkav	265ns	B.15 grün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	96-0-3-1	linear	436ns	B.16 schwarz
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	96-1-2-1	linear	359ns	B.16 rot
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	96-2-1-1	l. konkav	291ns	B.16 grün
Ar-CF ₄ -CO ₂ -N ₂	96-3-0-1	l. konkav	235ns	B.16 blau
Ar-CO ₂ -COS	93-7-0	konvex	677ns	B.17 schwarz
Ar-CO ₂ -COS	93-6-1	konvex	647ns	B.17 rot
Ar-CO ₂ -COS	93-5-2	konvex	611ns	B.17 grün
Ar-CO ₂ -COS	93-4-3	konvex	575ns	B.17 blau
Ar-CO ₂ -COS	93-3-4	konvex	538ns	B.17 lila
Ar-CO ₂ -COS	93-2-5	konvex	500ns	B.17 hellblau
Ar-CO ₂ -COS	93-1-6	konvex	461ns	B.17 grasgrün
Ar-CO ₂ -COS	93-0-7	konvex	420ns	B.17 violett
Ar-CO ₂ -CS ₂	93-7-0	konvex	677ns	B.18 schwarz
Ar-CO ₂ -CS ₂	93-6-1	konvex	713ns	B.18 rot

Mischung	Prozent	Form	$t_{[ns]_{sim}}$	Abbildung
Ar-CO2-CS2	93-5-2	konvex	732ns	B.18 grün
Ar-CO2-CS2	93-4-3	konvex	742ns	B.18 blau
Ar-CO2-CS2	93-3-4	konvex	749ns	B.18 lila
Ar-CO2-CS2	93-2-5	konvex	753ns	B.18 hellblau
Ar-CO2-CS2	93-1-6	konvex	758ns	B.18 grasgrün
Ar-CO2-CS2	93-0-7	konvex	764ns	B.18 violett
Ar-CO2-N2	97-0-3	konvex	1584ns	B.19 schwarz
Ar-CO2-N2	96-1-3	linear	580ns	B.19 rot
Ar-CO2-N2	95-2-3	linear	468ns	B.19 grün
Ar-CO2-N2	94-3-3	linear	464ns	B.19 blau
Ar-CO2-N2	93-4-3	l. konvex	503ns	B.19 lila
Ar-CO2-N2	92-5-3	l. konvex	564ns	B.19 hellblau
Ar-CO2-N2	91-6-3	konvex	635ns	B.19 grasgrün
Ar-CO2-N2	90-7-3	konvex	714ns	B.19 violett
Ar-CO2-N2	89-8-3	konvex	796ns	B.19 schwarz
Ar-CO2-N2	88-9-3	konvex	882ns	B.19 rot
Ar-CO2-N2	87-10-3	konvex	967ns	B.19 grün
Ar-CO2-N2	97-3-0	konkav	444ns	B.20 schwarz
Ar-CO2-N2	96-3-1	linear	436ns	B.20 rot
Ar-CO2-N2	95-3-2	l. konvex	448ns	B.20 grün
Ar-CO2-N2	94-3-3	l. konvex	464ns	B.20 blau
Ar-CO2-N2	93-3-4	konvex	480ns	B.20 lila
Ar-CO2-N2	92-3-5	konvex	498ns	B.20 hellblau
Ar-CO2-N2	91-3-6	konvex	515ns	B.20 grasgrün
Ar-CO2-N2	90-3-7	konvex	530ns	B.20 violett
Ar-CO2-N2	89-3-8	konvex	547ns	B.20 schwarz
Ar-CO2-N2	88-3-9	konvex	564ns	B.20 rot
Ar-CO2-N2	87-3-10	konvex	579ns	B.20 grün
Ar-CO2-N2	98-0-2	konvex	1588ns	B.21 schwarz
Ar-CO2-N2	97-1-2	linear	570ns	B.21 rot
Ar-CO2-N2	96-2-2	linear	454ns	B.21 grün
Ar-CO2-N2	95-3-2	linear	448ns	B.21 blau
Ar-CO2-N2	94-4-2	l. konvex	488ns	B.21 lila
Ar-CO2-N2	93-5-2	l. konvex	547ns	B.21 hellblau
Ar-CO2-N2	92-6-2	konvex	621ns	B.21 grasgrün
Ar-CO2-N2	91-7-2	konvex	700ns	B.21 violett
Ar-CO2-N2	90-8-2	konvex	785ns	B.21 schwarz
Ar-CO2-N2	89-9-2	konvex	869ns	B.21 rot
Ar-CO2-N2	88-10-2	konvex	965ns	B.21 grün
Ar-CO2-N2	98-2-0	konkav	476ns	B.22 schwarz
Ar-CO2-N2	97-2-1	l. konvex	446ns	B.22 rot
Ar-CO2-N2	96-2-2	l. konvex	454ns	B.22 grün
Ar-CO2-N2	95-2-3	l. konvex	468ns	B.22 blau
Ar-CO2-N2	94-2-4	l. konvex	483ns	B.22 lila
Ar-CO2-N2	93-2-5	l. konvex	499ns	B.22 hellblau
Ar-CO2-N2	92-2-6	l. konvex	516ns	B.22 grasgrün
Ar-CO2-N2	91-2-7	l. konvex	532ns	B.22 violett
Ar-CO2-N2	90-2-8	l. konvex	548ns	B.22 schwarz
Ar-CO2-N2	89-2-9	l. konvex	565ns	B.22 rot
Ar-CO2-N2	88-2-10	l. konvex	581ns	B.22 grün

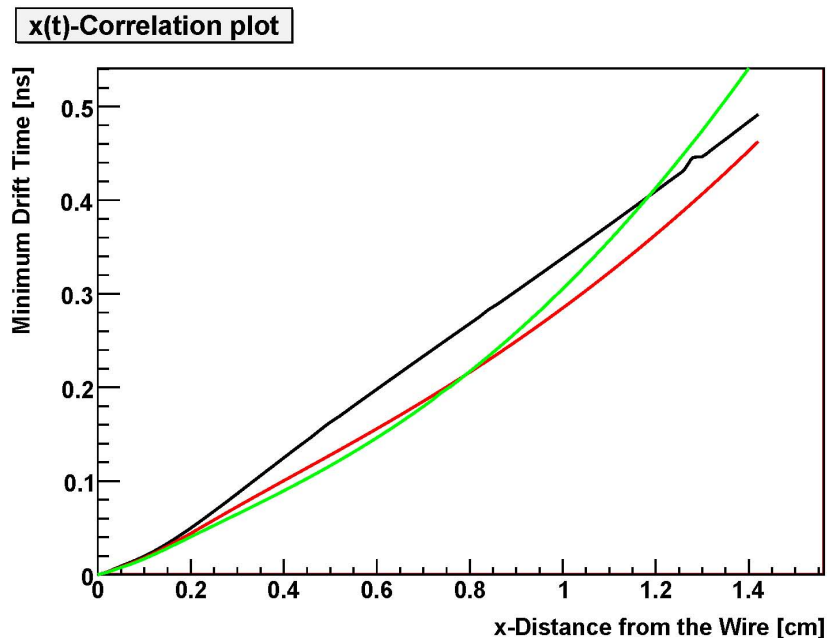


Abbildung B.1: Simulierte r-t-Relationen von Ar-C₂H₆-CO₂-N₂ (90-5-0-5 schwarz, 88-5-2-5 rot, 86-5-4-5 grün)

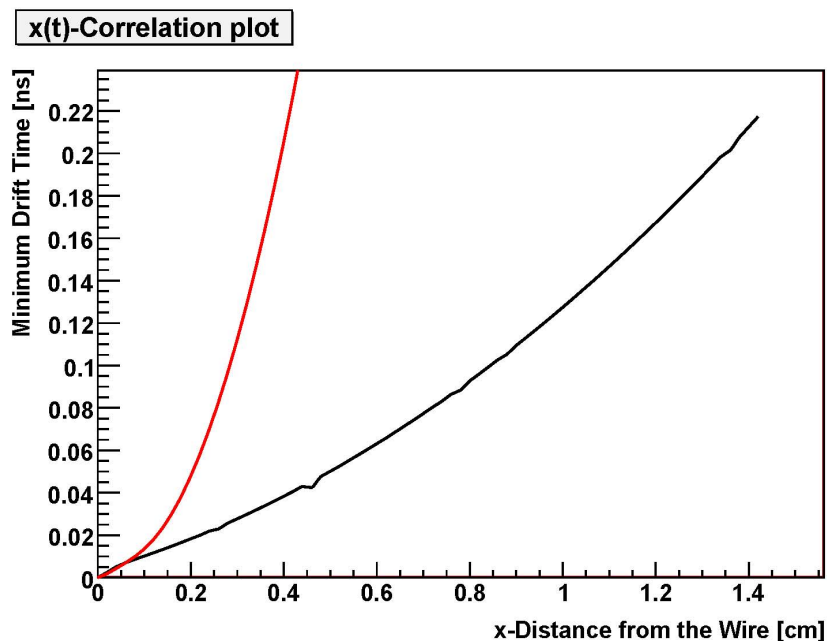


Abbildung B.2: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂ (65-35-0 schwarz, 65-30-5 rot)

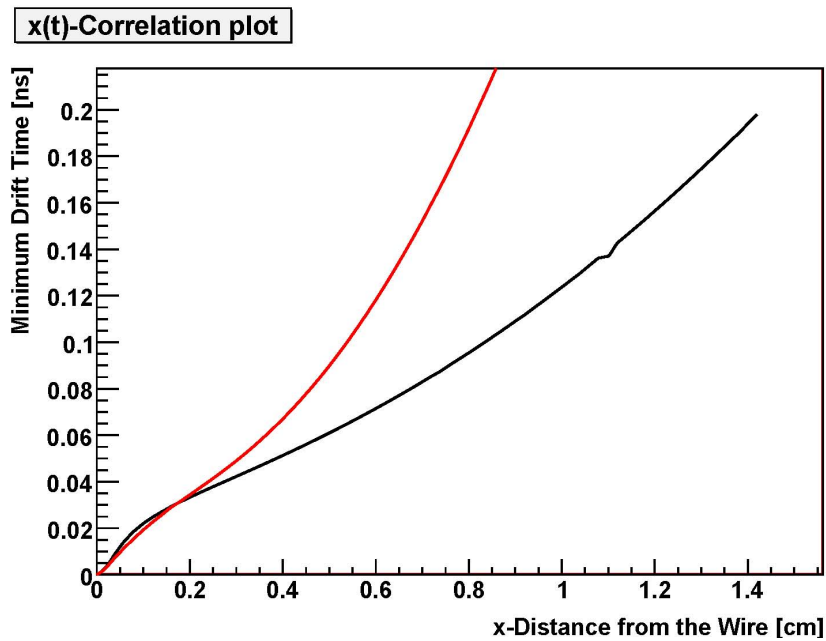


Abbildung B.3: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂ (90-10-0 schwarz, 90-5-5 rot)

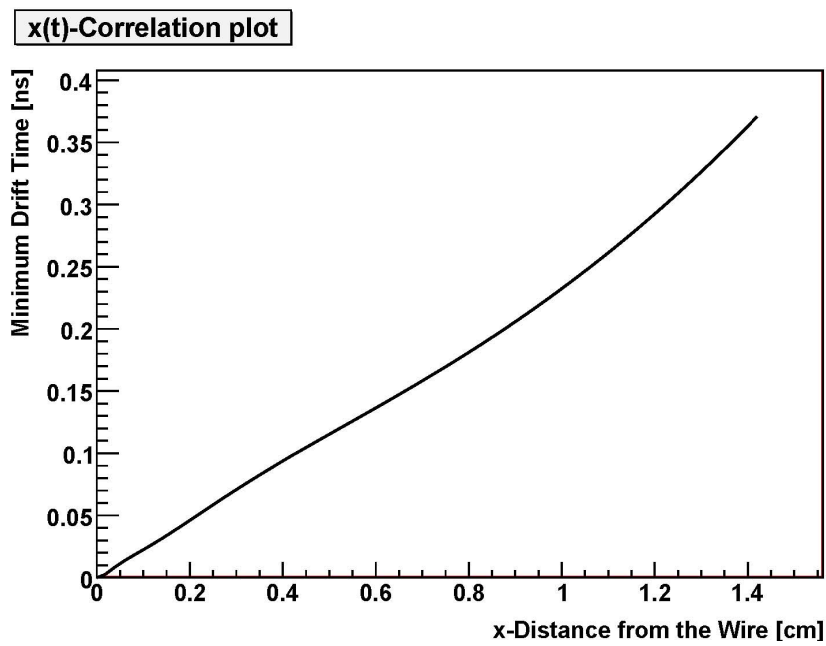


Abbildung B.4: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂-N₂ (95-1-2-2)

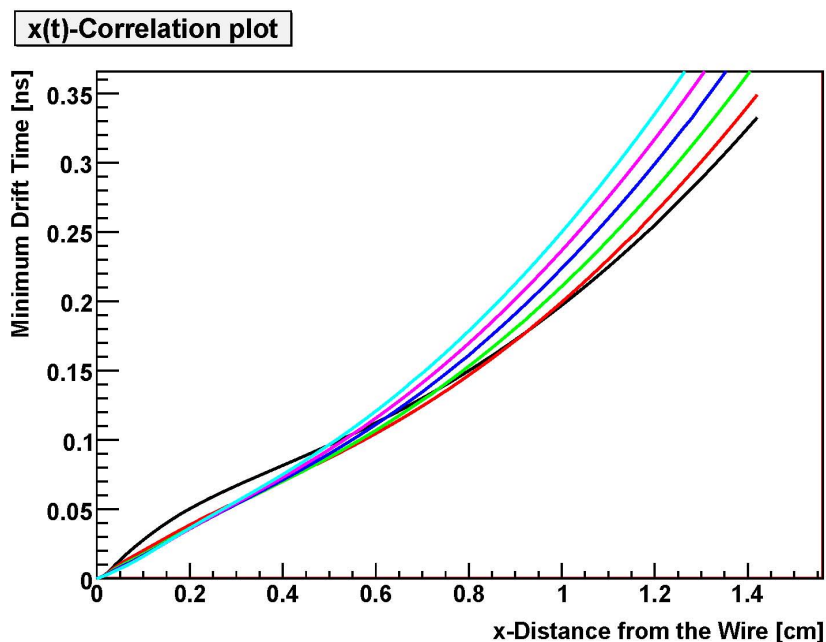


Abbildung B.5: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂-N₂ (95-3-2-0 schwarz, 93-3-2-2 rot, 91-3-2-4 grün, 89-3-2-6 blau, 87-3-2-8 lila, 85-3-2-10 hellblau)

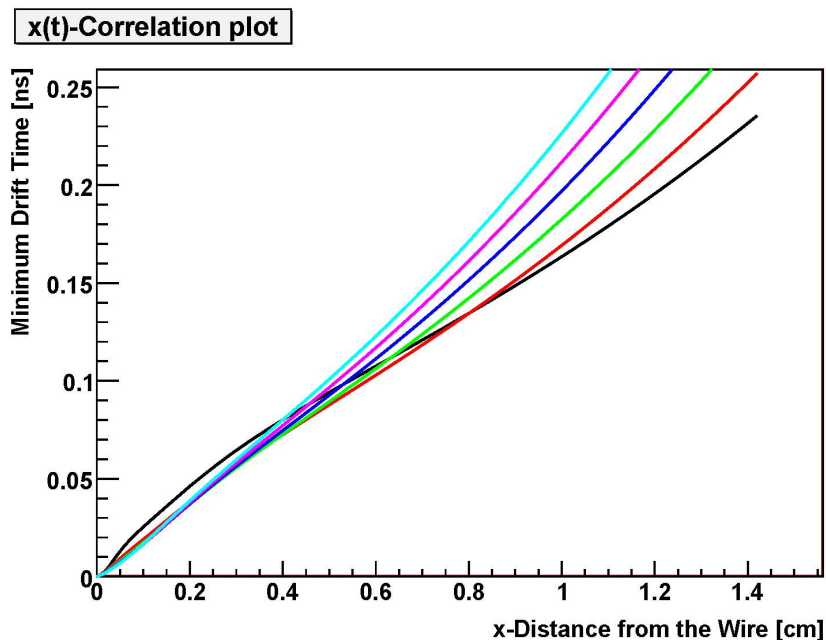


Abbildung B.6: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO-N₂ (95-3-0-2 schwarz, 93-3-2-2 rot, 91-3-4-2 grün, 89-3-6-2 blau, 87-3-8-2 lila, 85-3-10-2 hellblau)

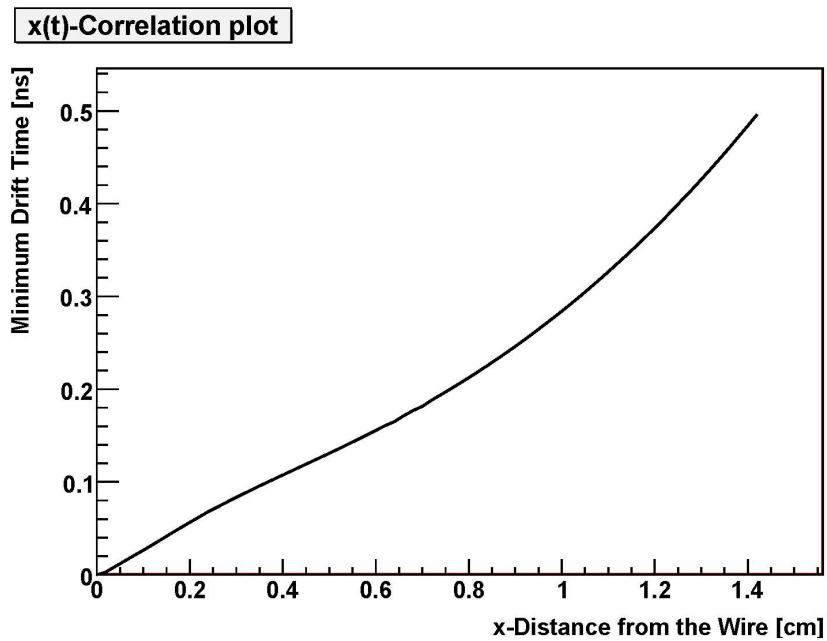


Abbildung B.7: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂ (95.5-4.5)

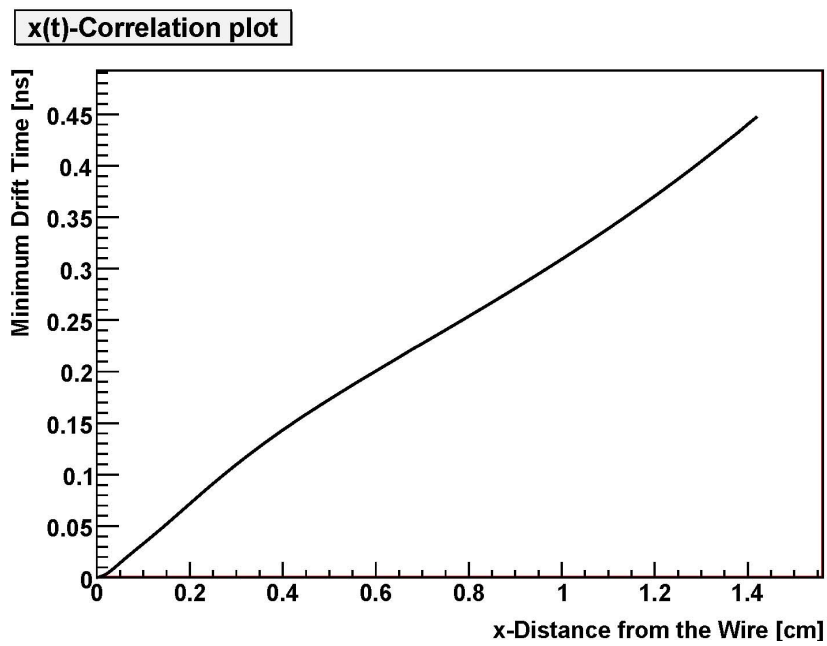


Abbildung B.8: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂ (97.4-2.6)

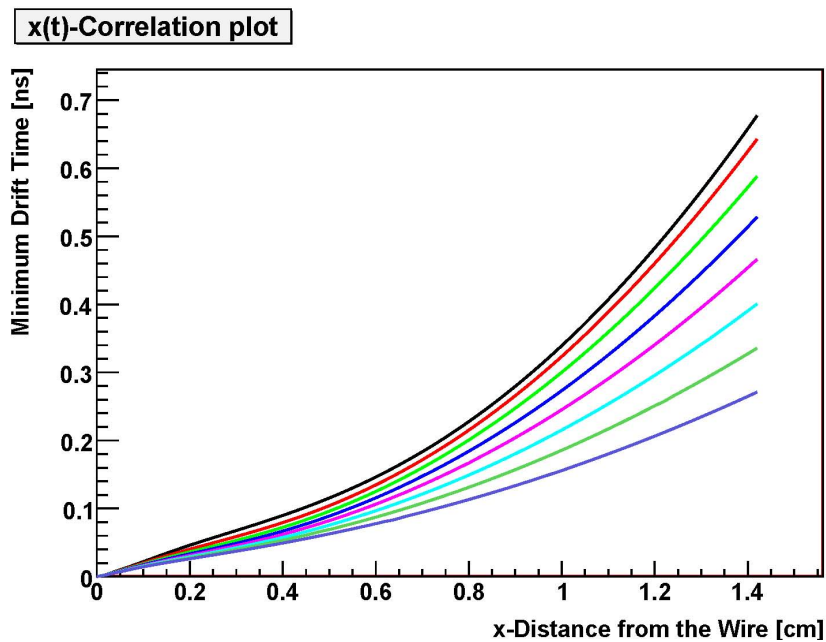


Abbildung B.9: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-C₃F₈ (93-7-0 schwarz, 93-6-1 rot, 93-5-2 grün, 93-4-3 blau, 93-3-4 lila, 93-2-5 hellblau, 93-1-6 grasgrün, 93-0-7 violett)

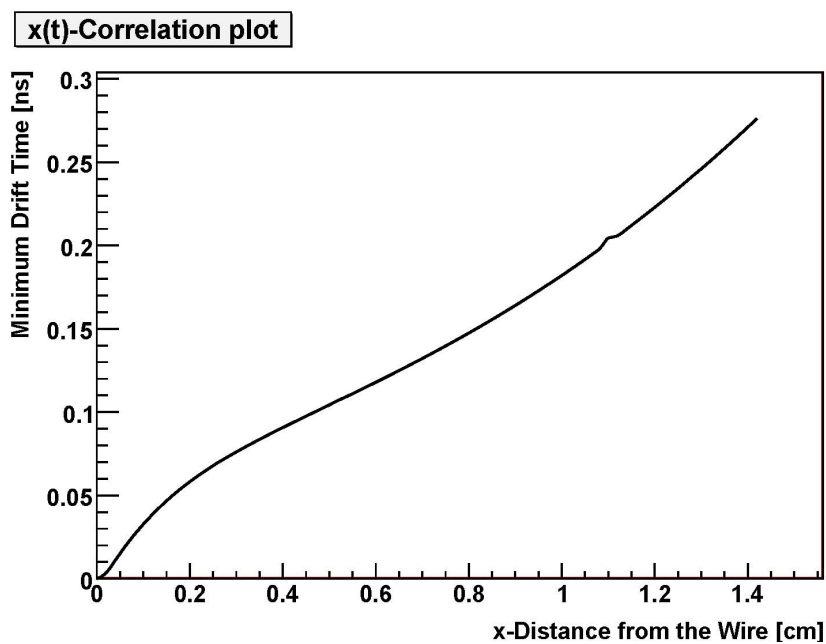


Abbildung B.10: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂ (96-3-1)

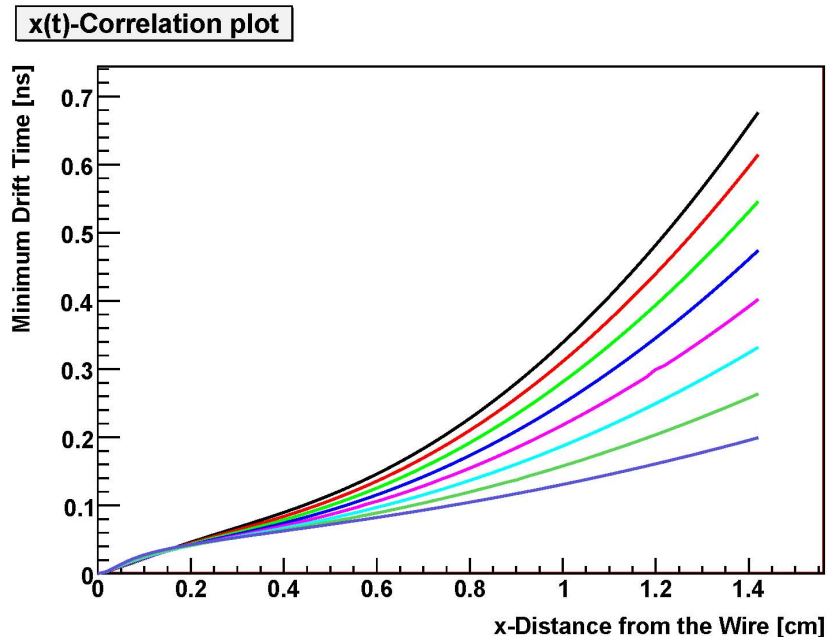


Abbildung B.11: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂ (93-0-7 schwarz, 93-1-6 rot, 93-2-5 grün, 93-3-4 blau, 93-4-3 lila, 93-5-2 hellblau, 93-6-1 grasgrün, 93-7-0 violett)

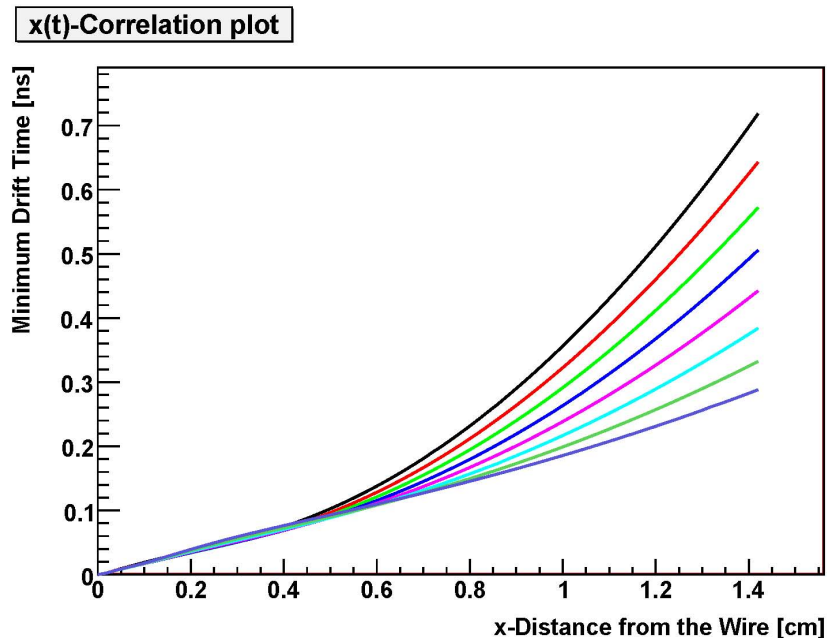


Abbildung B.12: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂-N₂ (90-3-7-0 schwarz, 90-3-6-1 rot, 90-3-5-2 grün, 90-3-4-3 blau, 90-3-3-4 lila, 90-3-2-5 hellblau, 90-3-1-6 grasgrün, 90-3-0-7 violett)

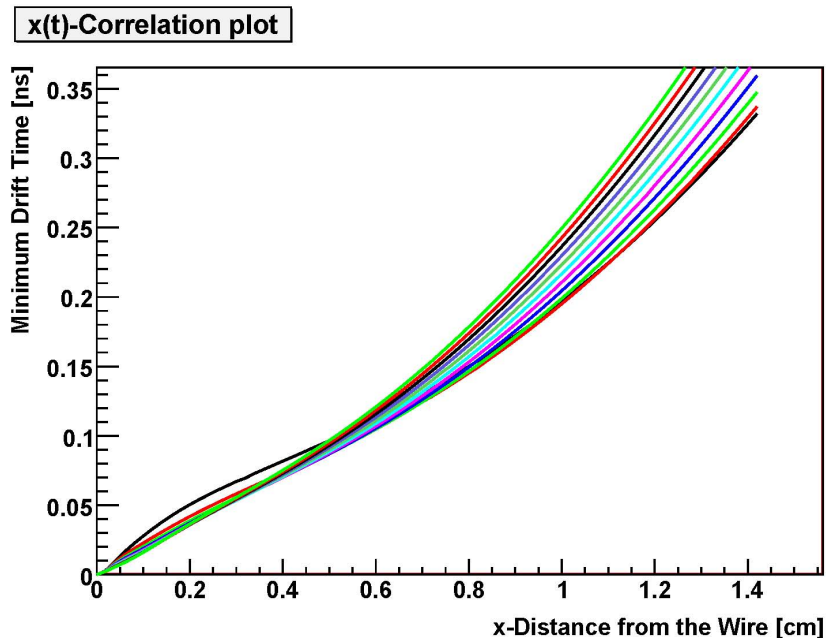


Abbildung B.13: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂-N₂ (95-3-2-0 schwarz, 94-3-2-1 rot, 93-3-2-2 grün, 92-3-2-3 blau, 91-3-2-4 lila, 90-3-2-5 hellblau, 89-3-2-6 grasgrün, 88-3-2-7 violett, 87-3-2-8 schwarz, 86-3-2-9 rot, 85-3-2-10 grün)

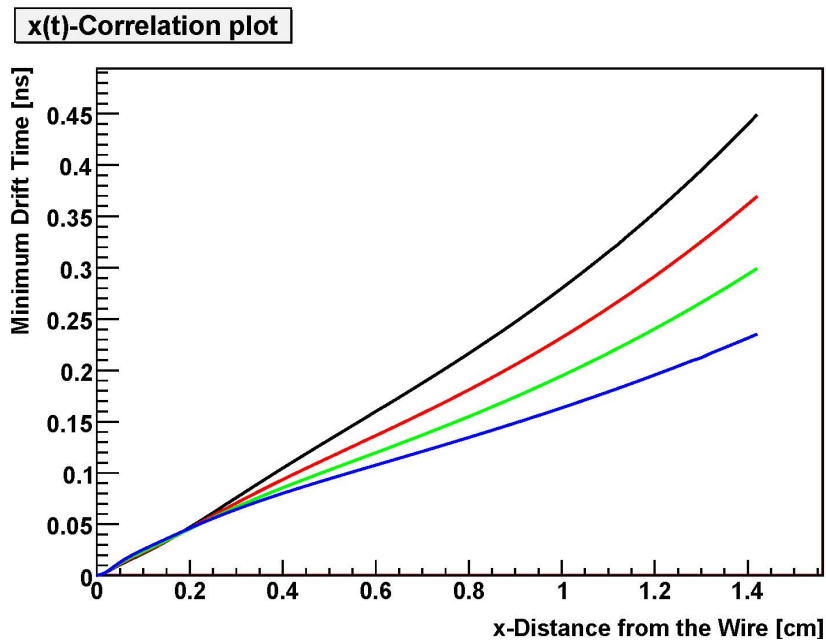


Abbildung B.14: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂-N₂ (95-0-3-2 schwarz, 95-1-2-2 rot, 95-2-1-2 grün, 95-3-0-2 blau)

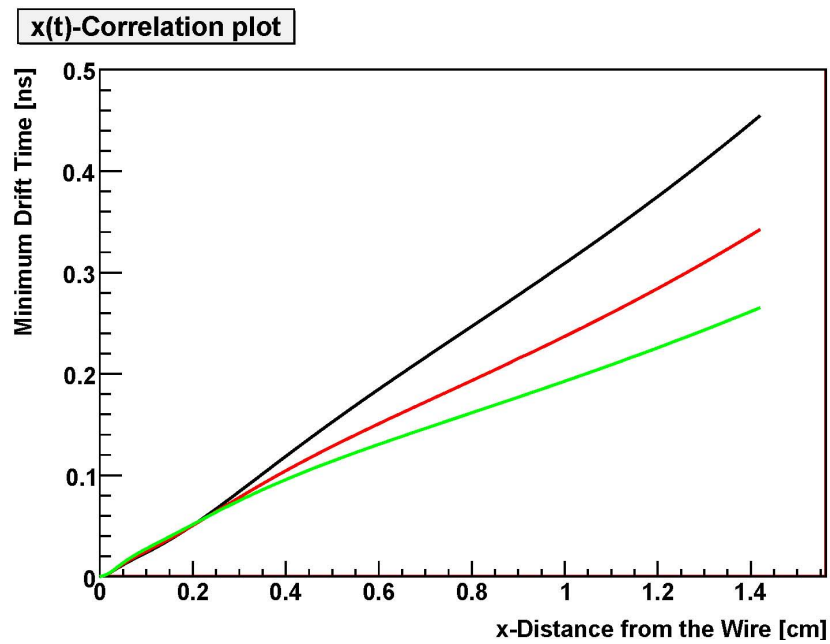


Abbildung B.15: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂-N₂ (96-0-2-2 schwarz, 96-1-1-2 rot, 96-2-0-2 grün)

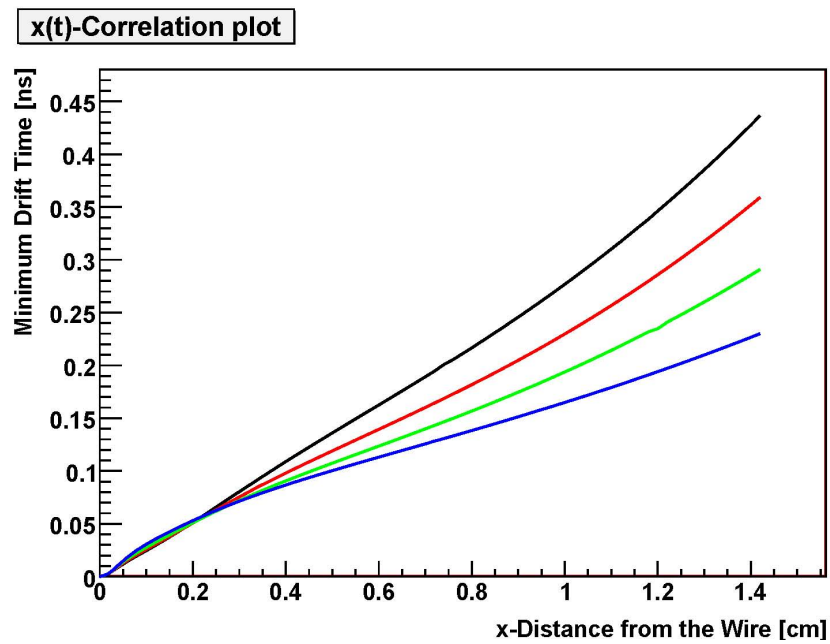


Abbildung B.16: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CF₄-CO₂-N₂ (96-0-3-1 schwarz, 96-1-2-1 rot, 96-2-1-1 grün, 96-3-0-1 blau)

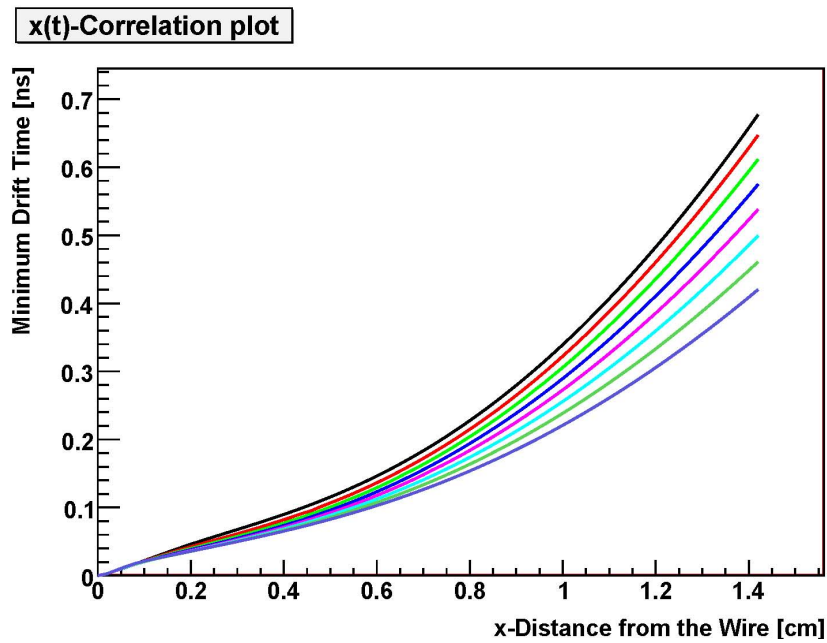


Abbildung B.17: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-COS (93-7-0 schwarz, 93-6-1 rot, 93-5-2 grün, 93-4-3 blau, 93-3-4 lila, 93-2-5 hellblau, 93-1-6 grasgrün, 93-0-7 violett)

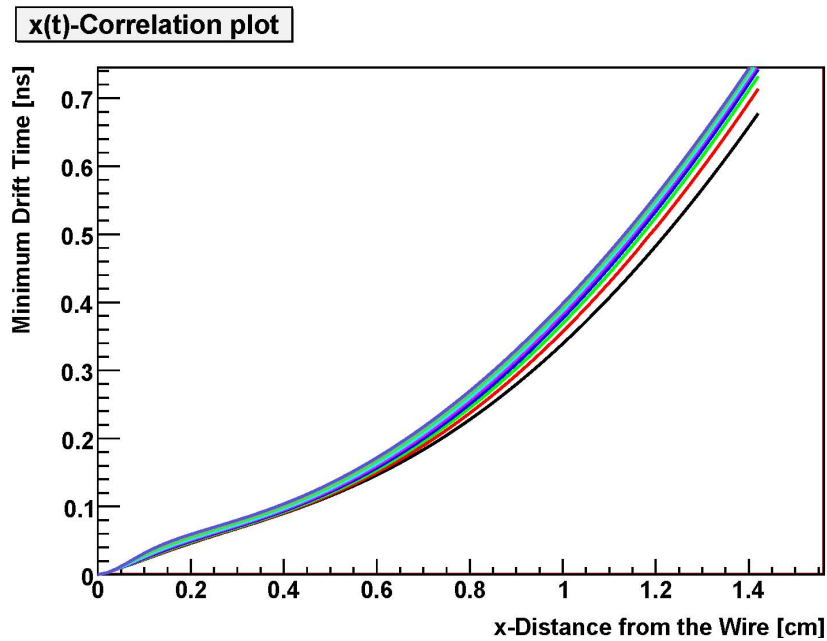


Abbildung B.18: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-CS₂ (93-7-0 schwarz, 93-6-1 rot, 93-5-2 grün, 93-4-3 blau, 93-3-4 lila, 93-2-5 hellblau, 93-1-6 grasgrün, 93-0-7 violett)

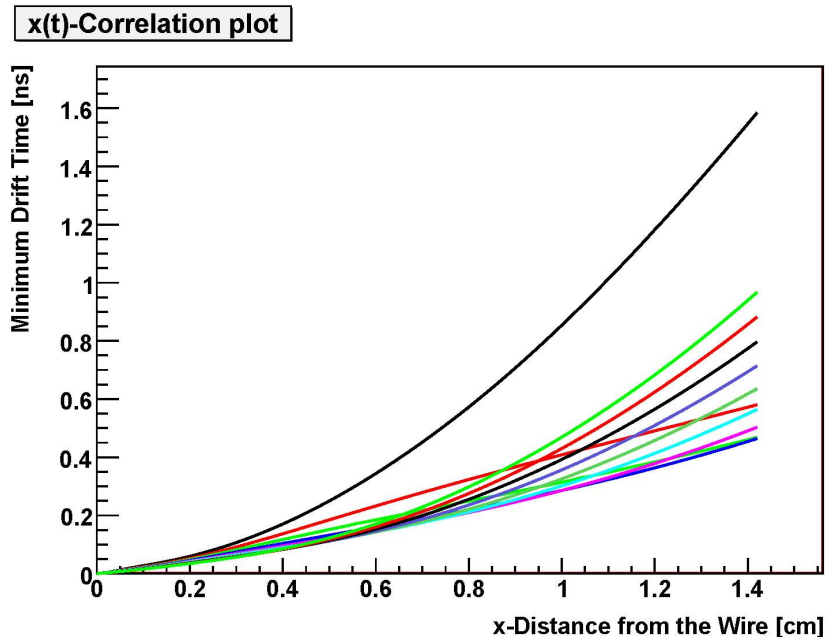


Abbildung B.19: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-N₂ (97-0-3 schwarz, 96-1-3 rot, 95-2-3 grün, 94-3-3 blau, 93-4-3 lila, 92-5-3 hellblau, 91-6-3 grasgrün, 90-7-3 violett, 89-8-3 schwarz, 88-9-3 rot, 87-10-3 grün)

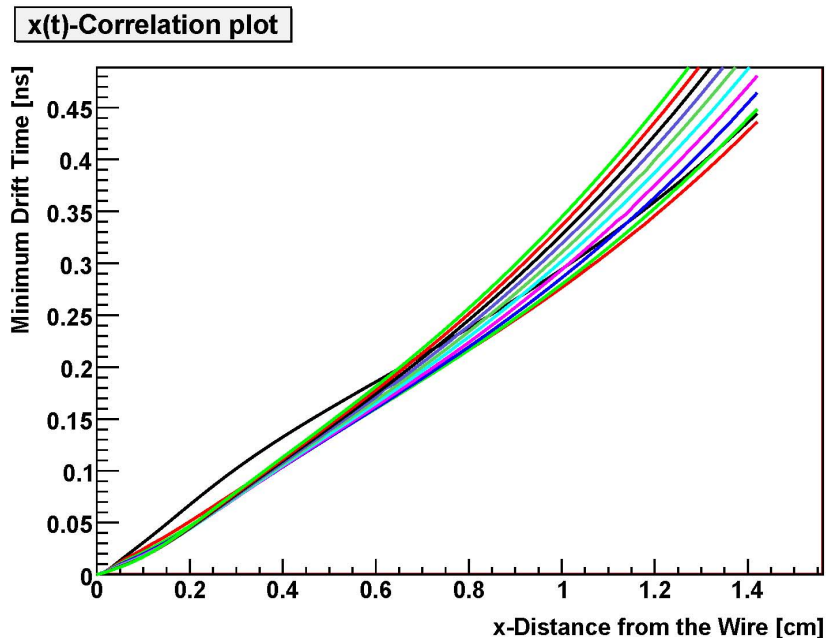


Abbildung B.20: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-N₂ (97-3-0 schwarz, 96-3-1 rot, 95-3-2 grün, 94-3-3 blau, 93-3-4 lila, 92-3-5 hellblau, 91-3-6 grasgrün, 90-3-7 violett, 89-3-8 schwarz, 88-3-9 rot, 87-3-10 grün)

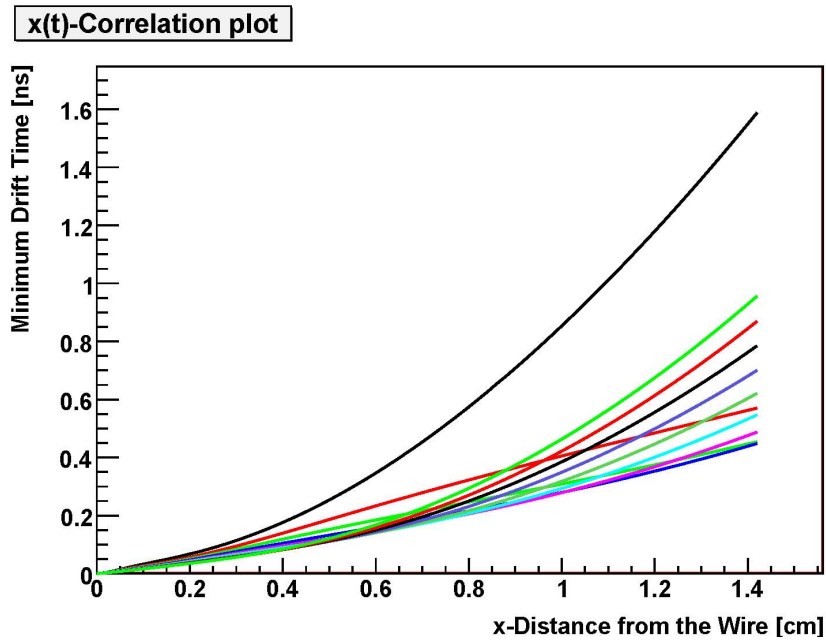


Abbildung B.21: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-N₂ (98-0-2 schwarz, 97-1-2 rot, 96-2-2 grün, 95-3-2 blau, 94-4-2 lila, 93-5-2 hellblau, 92-6-2 grasgrün, 91-7-2 violett, 90-8-2 schwarz, 89-9-2 rot, 88-10-2 grün)

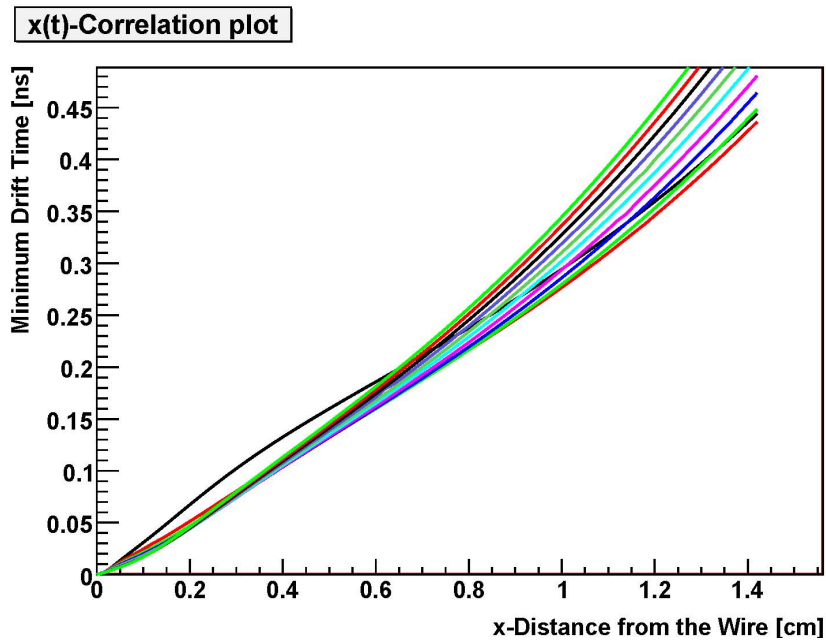


Abbildung B.22: Simulierte r-t-Relationen von Ar-CO₂-N₂ (98-2-0 schwarz, 97-2-1 rot, 96-2-2 grün, 95-2-3 blau, 94-2-4 lila, 93-2-5 hellblau, 92-2-6 grasgrün, 91-2-7 violett, 90-2-8 schwarz, 89-2-9 rot, 88-2-10 grün)

Anhang C

Wirkungsquerschnitte verschiedener Gase

Die hier abgebildeten Wirkungsquerschnitte sind der Homepage des MagBoltz-Programms entnommen (Homepage: <http://consult.cern.ch/writeup/heed/main.html>). Die r-t-Relationen wurden mit GARFIELD 9.10 erstellt. Die Parameter entsprachen den experimentell verwendeten Einstellungen:

- Rohrdurchmesser: 14,6mm
- Drahtdurchmesser: 50 μ m
- Drahtspannung: 3080V
- Druck: 3bar
- Temperatur: 21,3°C

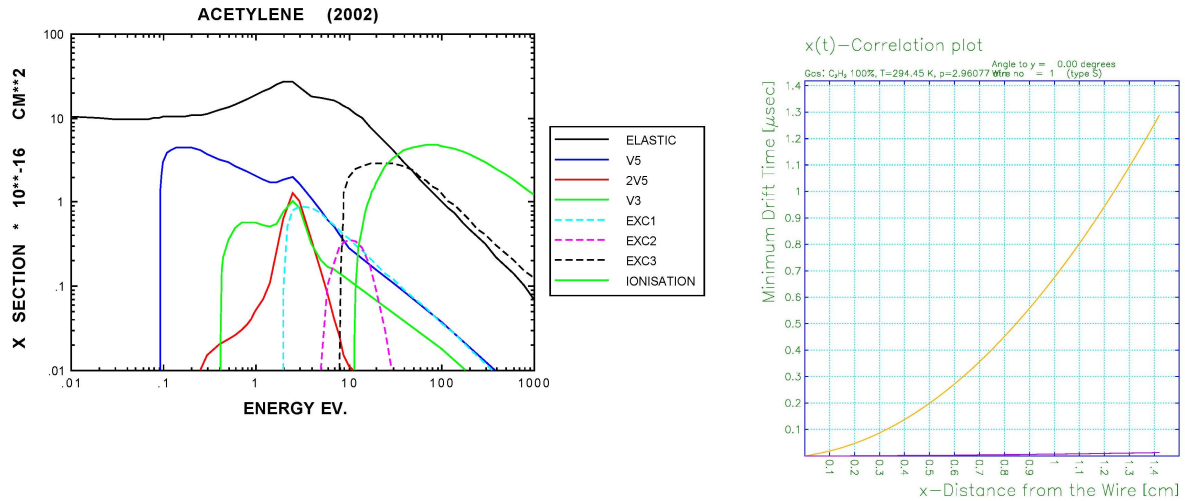


Abbildung C.1: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Acetylene. Die maximale Driftzeit beträgt 1289ns.

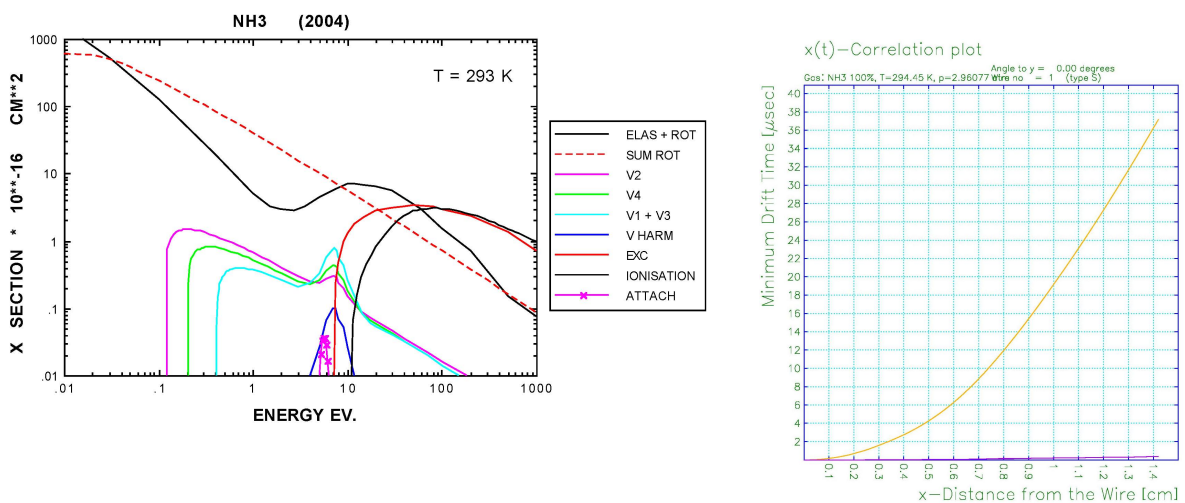


Abbildung C.2: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ammonia. Die maximale Driftzeit beträgt 37189ns.

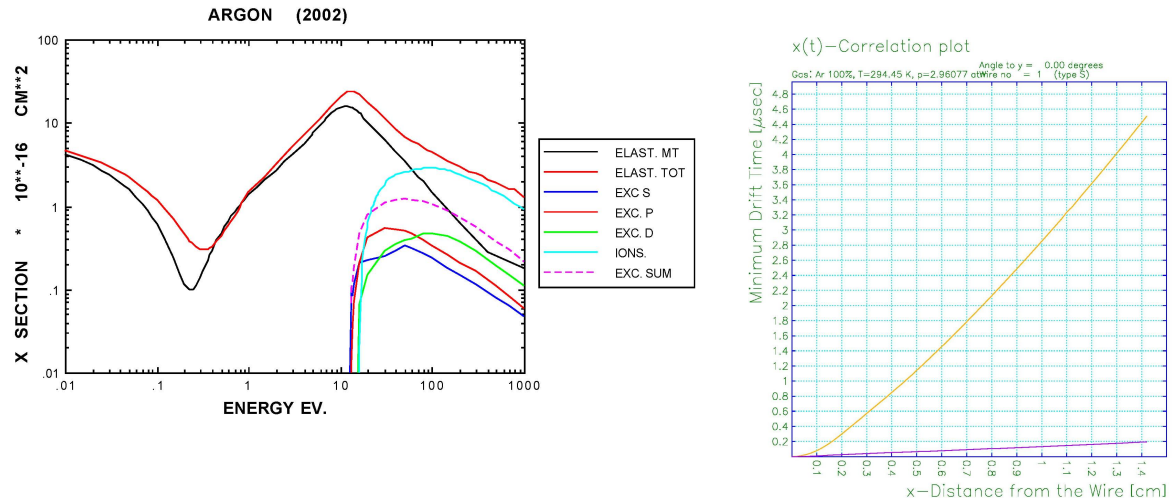


Abbildung C.3: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Argon. Die maximale Driftzeit beträgt 4510ns.

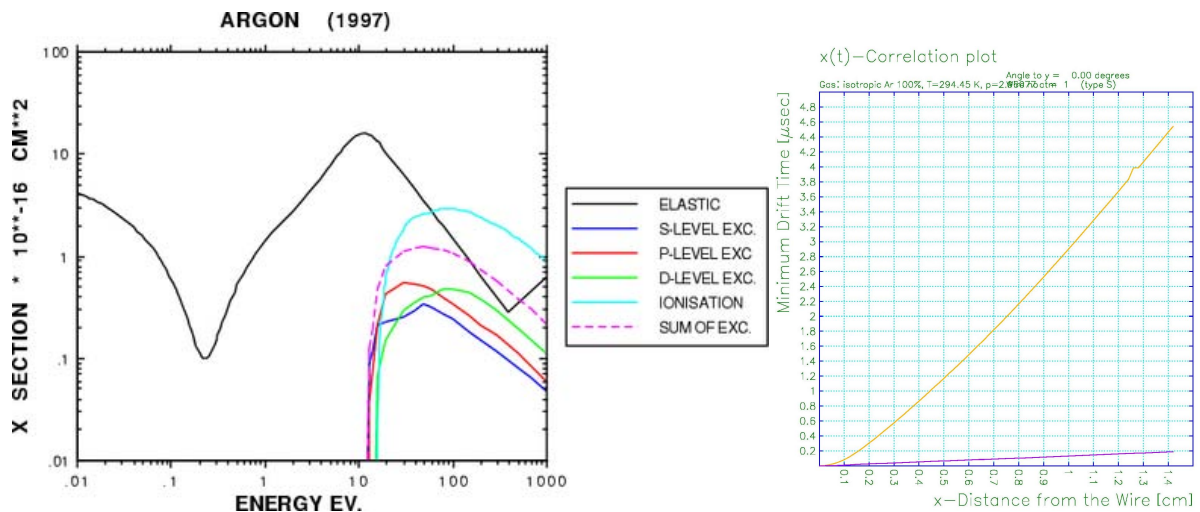


Abbildung C.4: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Argon-Isotropic. Die maximale Driftzeit beträgt 4545ns.

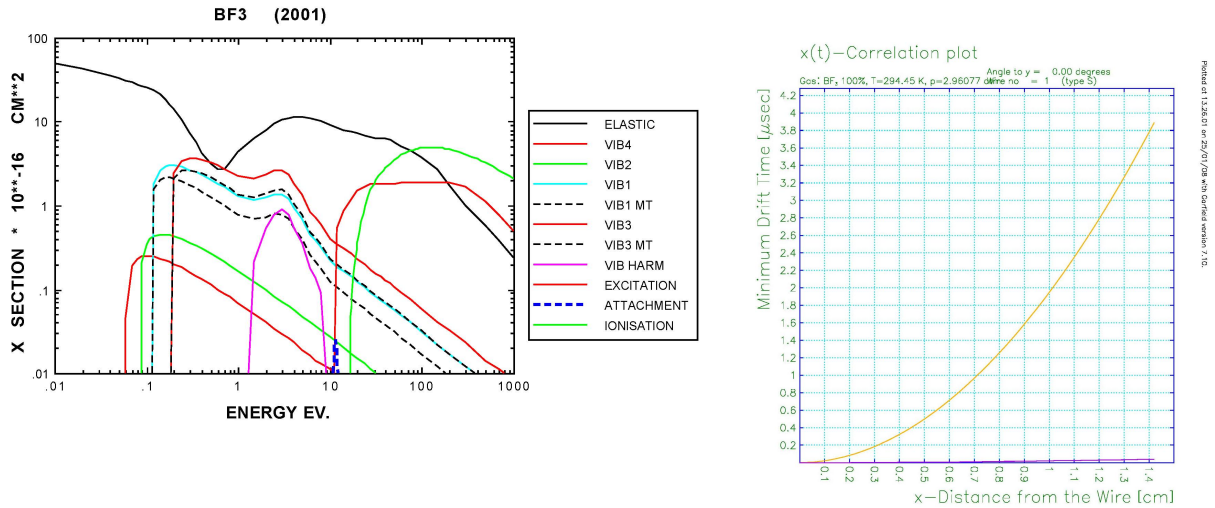


Abbildung C.5: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Boron-Trifluoride. Die maximale Driftzeit beträgt 3891ns.

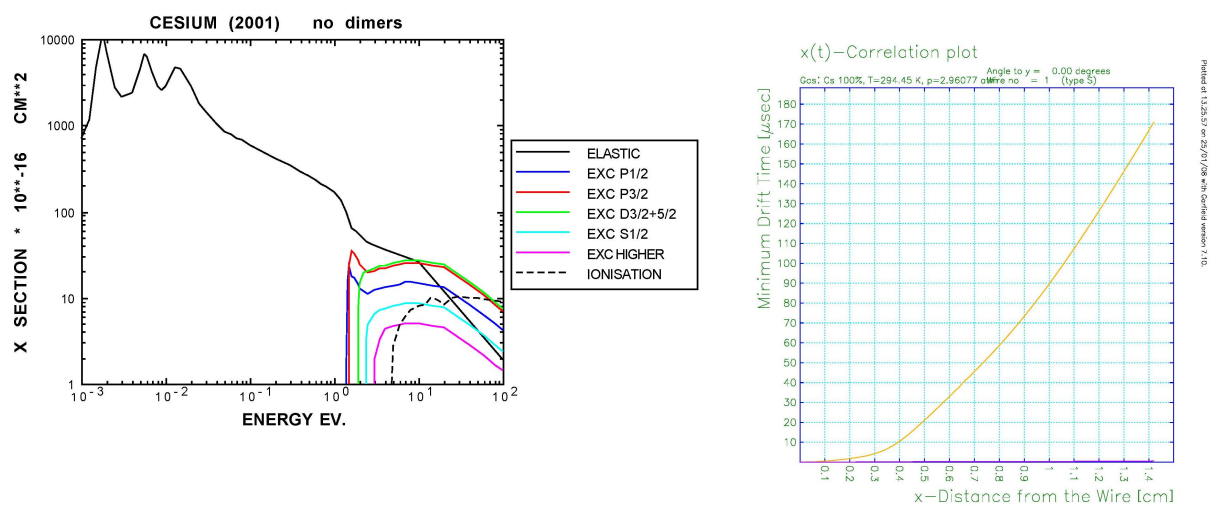


Abbildung C.6: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Caesium. Die maximale Driftzeit beträgt 171069ns.

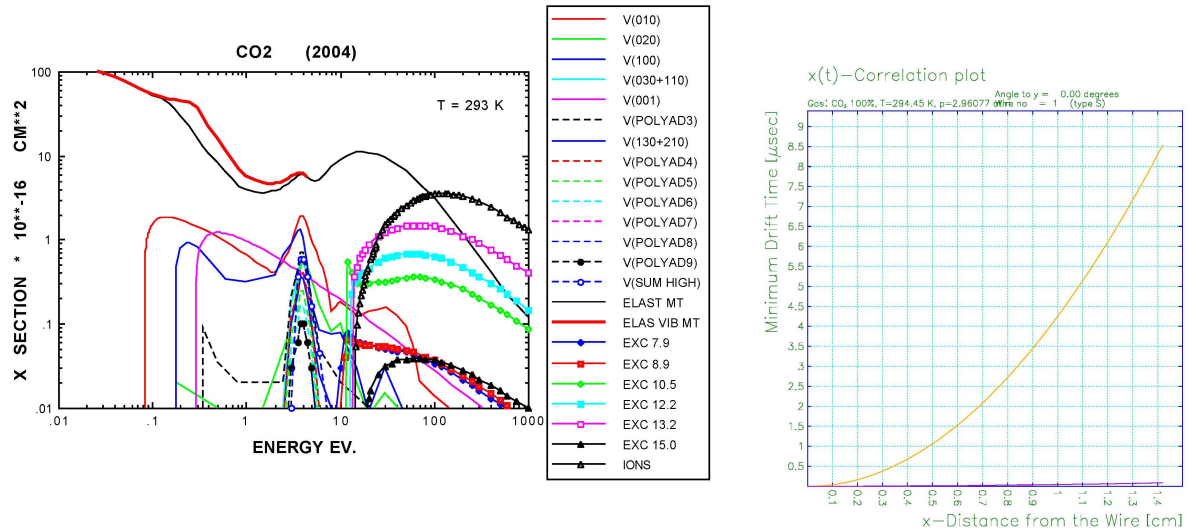


Abbildung C.7: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Carbon-Dioxide. Die maximale Driftzeit beträgt 8533ns.

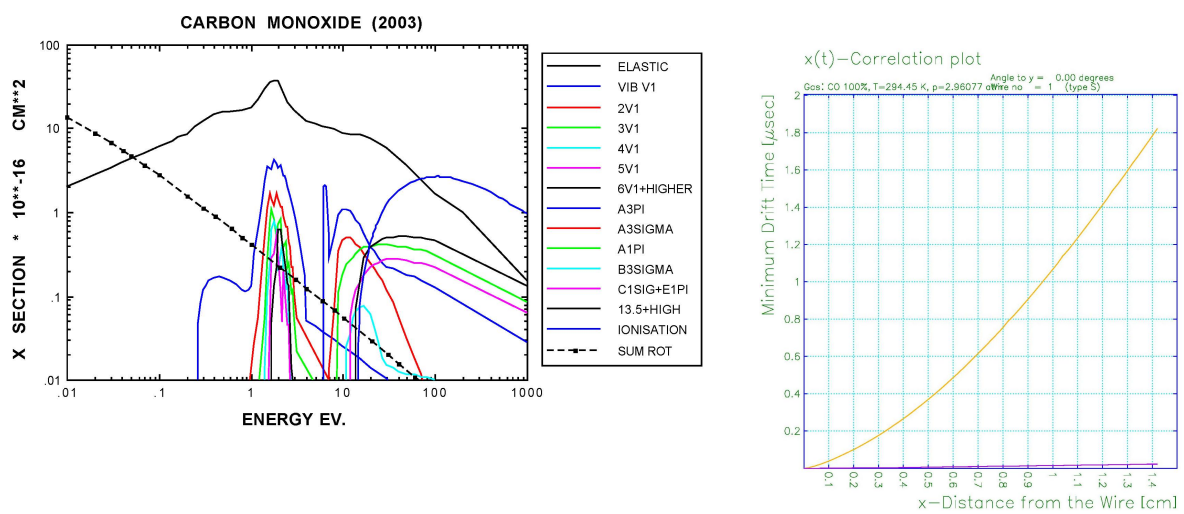


Abbildung C.8: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Carbon-Monoxide. Die maximale Driftzeit beträgt 1822ns.

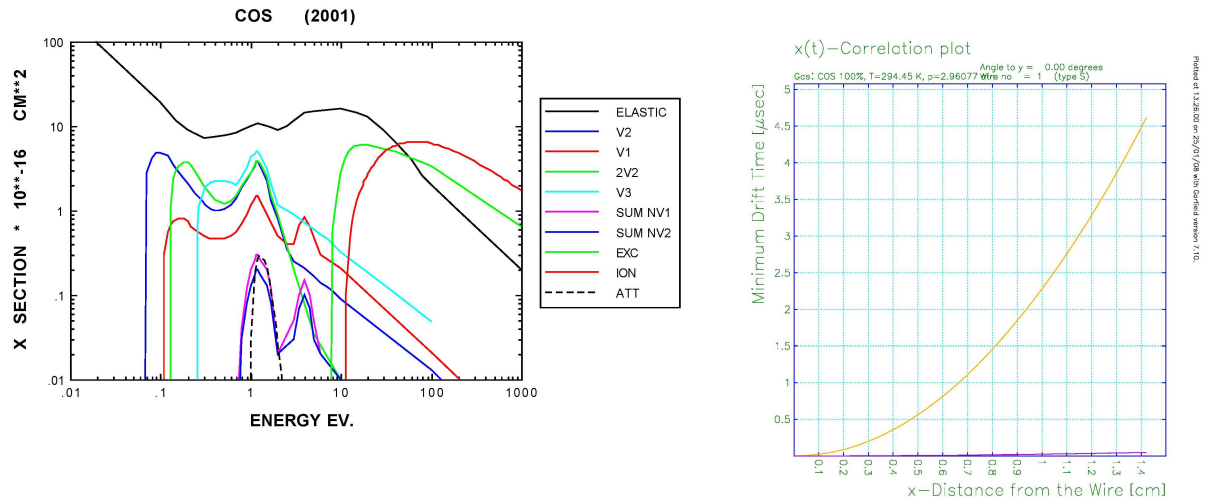


Abbildung C.9: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Carbonyl-Sulphide. Die maximale Driftzeit beträgt 4614ns.

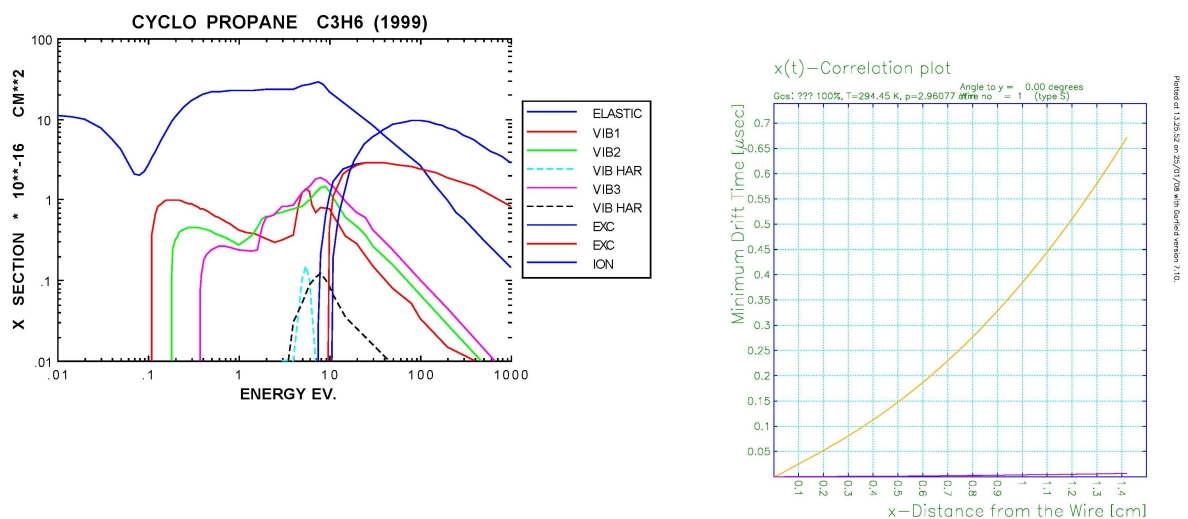


Abbildung C.10: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Cyclopropane. Die maximale Driftzeit beträgt 671ns.

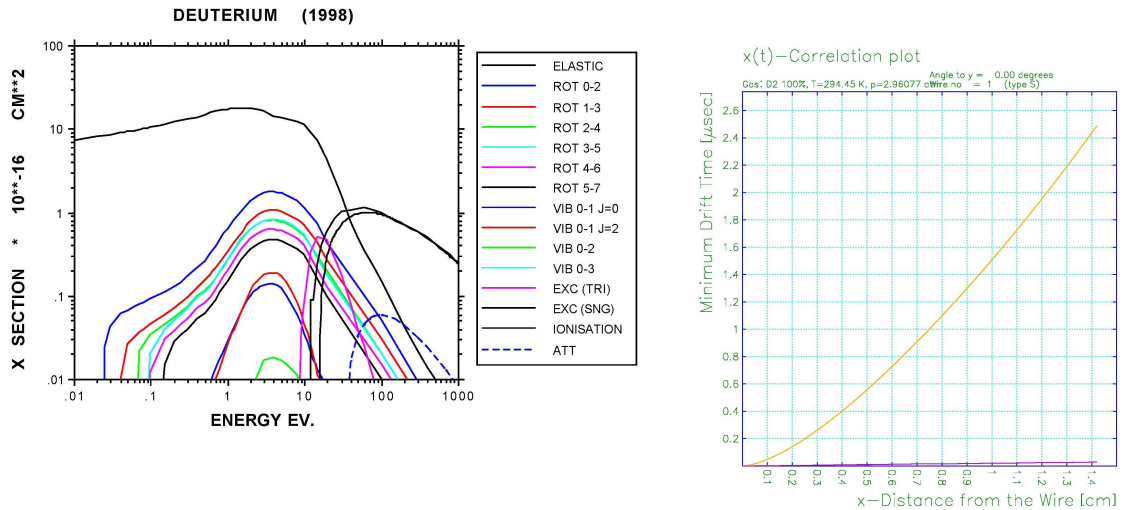


Abbildung C.11: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Deuterium. Die maximale Driftzeit beträgt 2488ns.

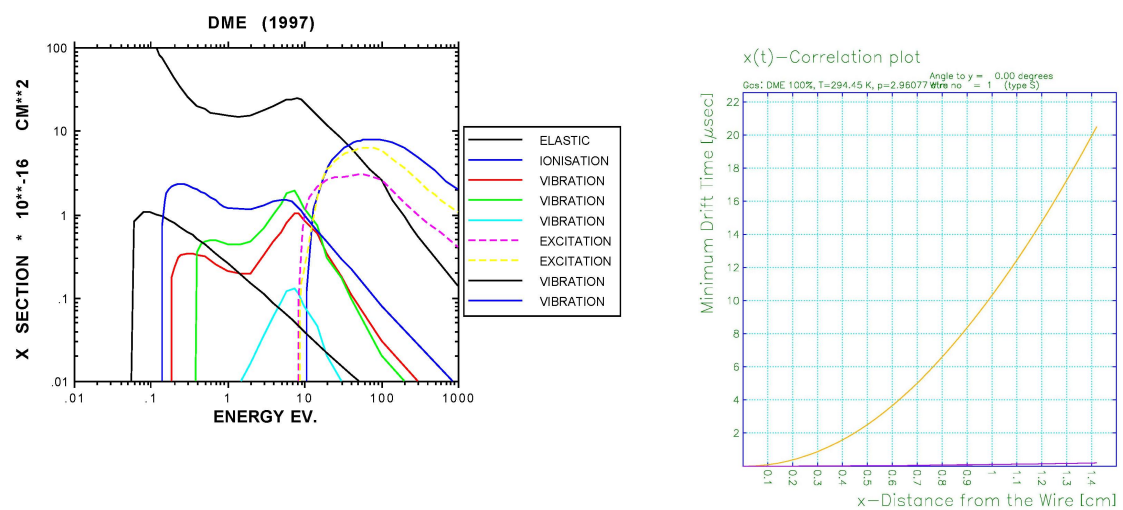


Abbildung C.12: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Dimethyl-Ether. Die maximale Driftzeit beträgt 20506ns.

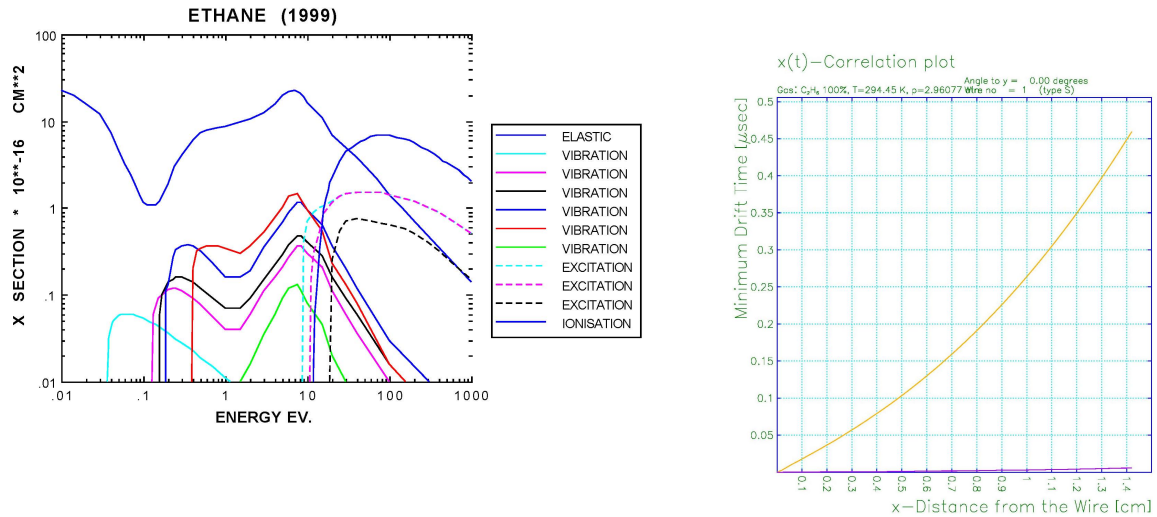


Abbildung C.13: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ethane. Die maximale Driftzeit beträgt 460ns.

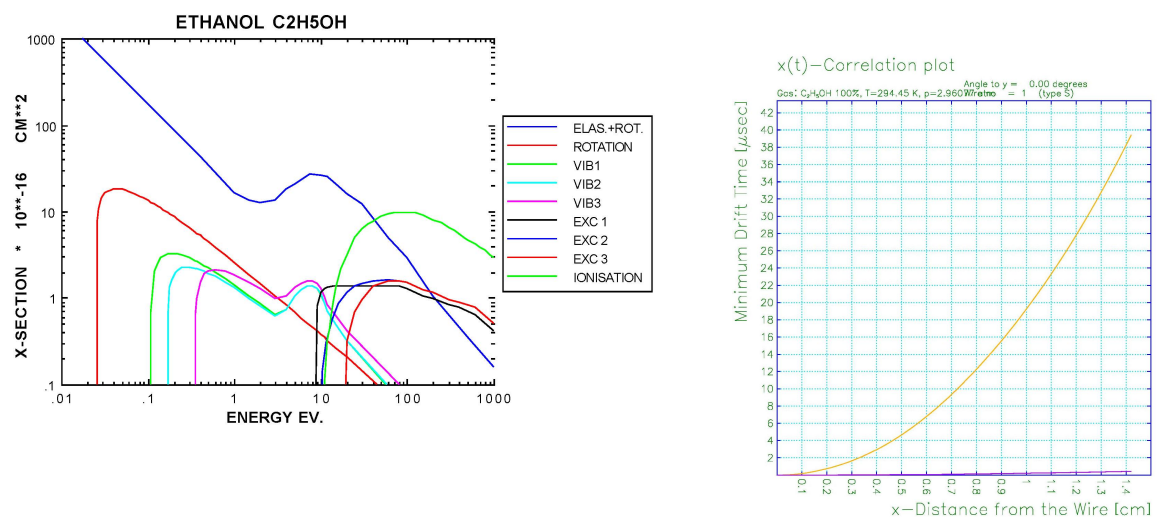


Abbildung C.14: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ethanol. Die maximale Driftzeit beträgt 4080ns.

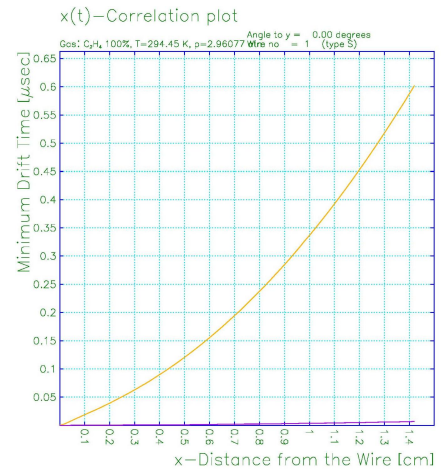
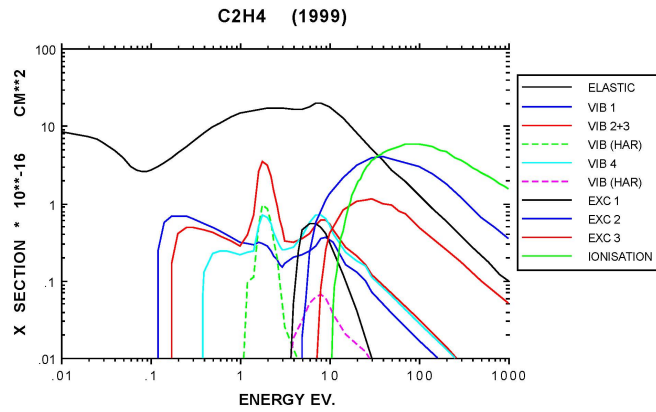


Abbildung C.15: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ethene. Die maximale Driftzeit beträgt 6022ns.

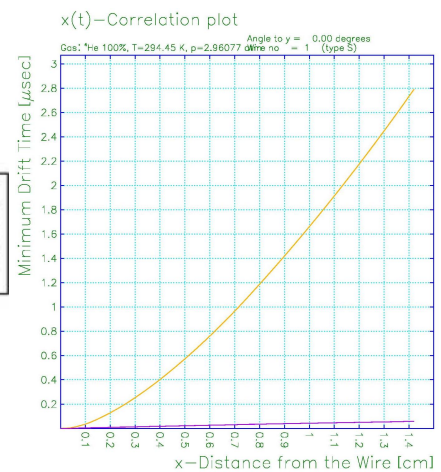
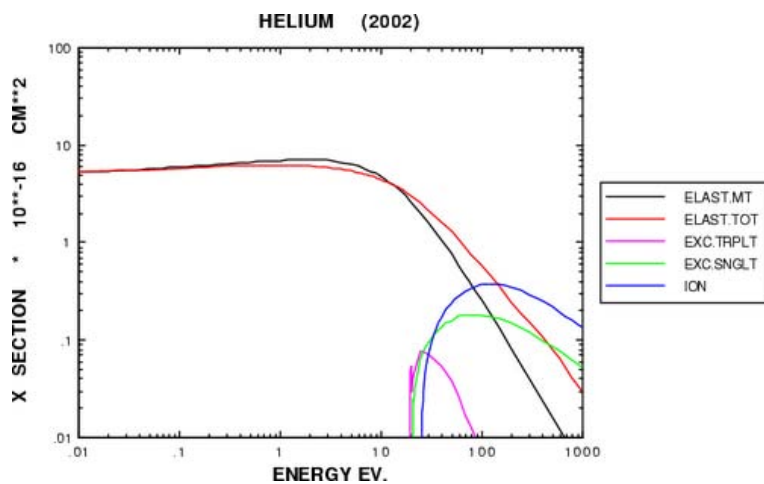


Abbildung C.16: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Helium-4. Die maximale Driftzeit beträgt 2792ns.

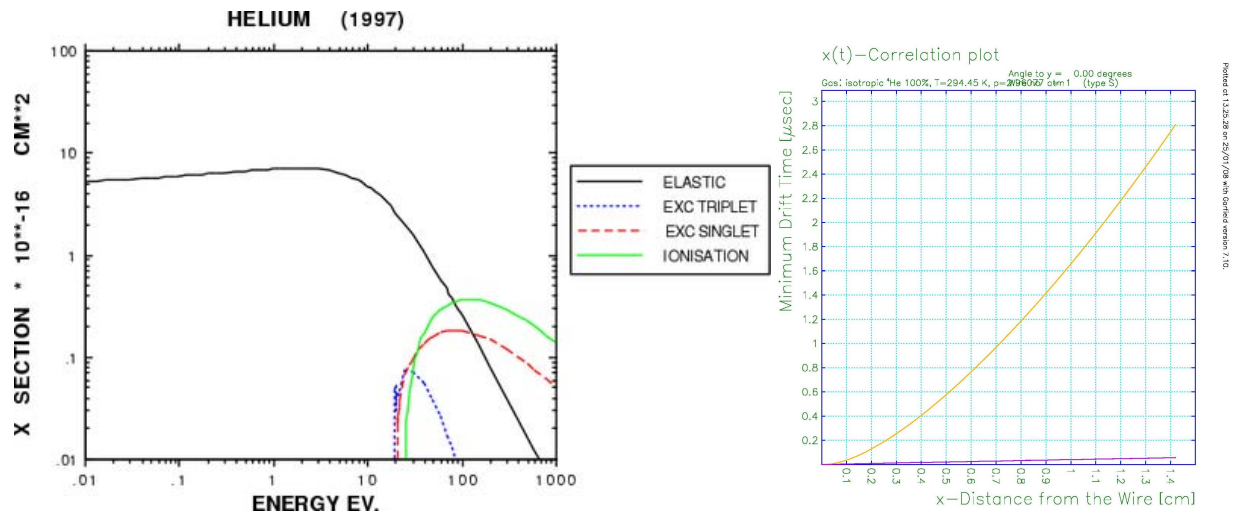


Abbildung C.17: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Helium-4-Isotop. Die maximale Driftzeit beträgt 2809ns.

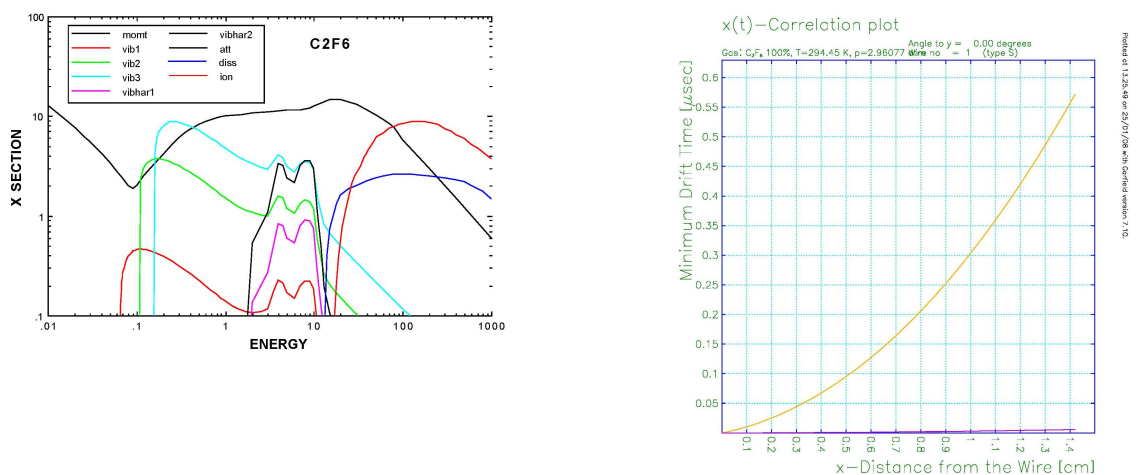


Abbildung C.18: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Hexafluoroethane. Die maximale Driftzeit beträgt 572ns.

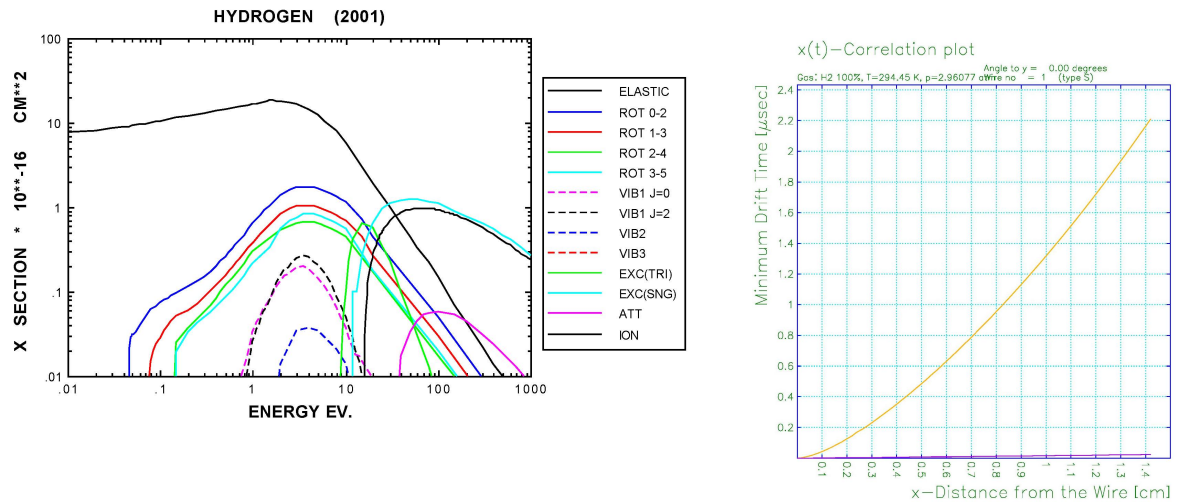


Abbildung C.19: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Hydrogen. Die maximale Driftzeit beträgt 221 ns.

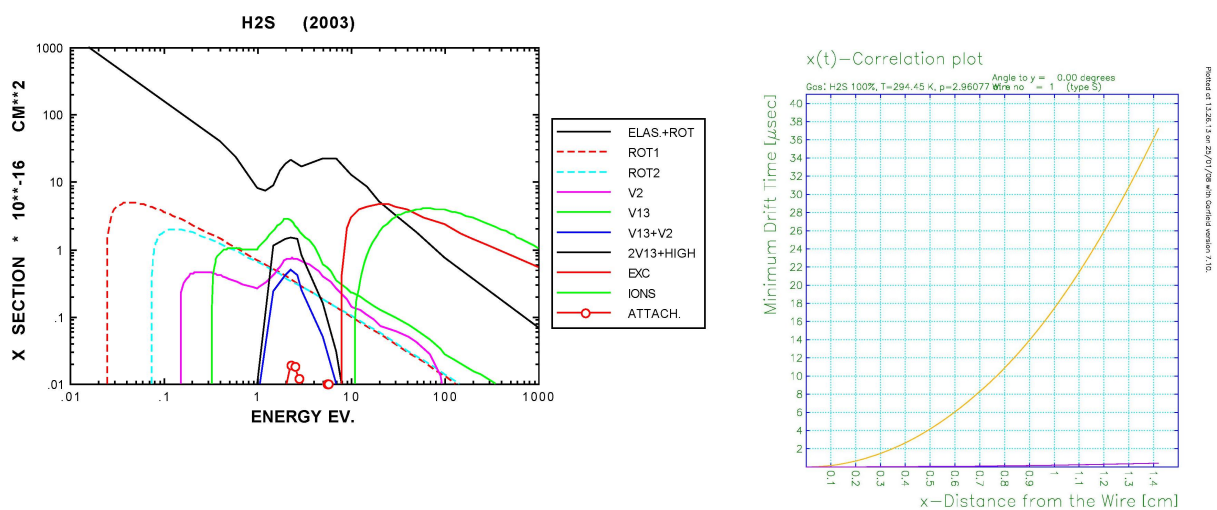


Abbildung C.20: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Hydrogen-Sulphide. Die maximale Driftzeit beträgt 27273 ns.

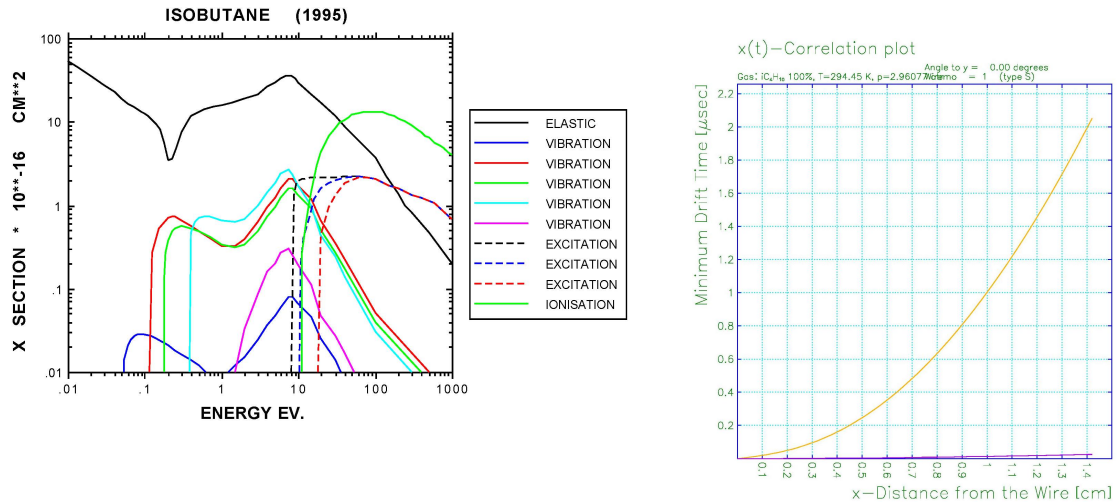


Abbildung C.21: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Isobutane. Die maximale Driftzeit beträgt 2051ns.

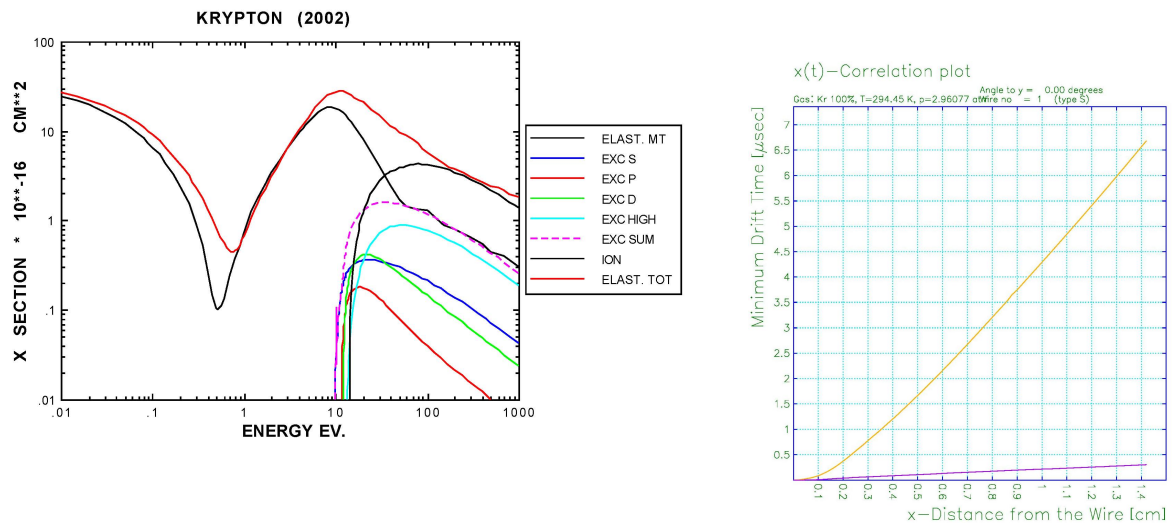


Abbildung C.22: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Krypton. Die maximale Driftzeit beträgt 6685ns.

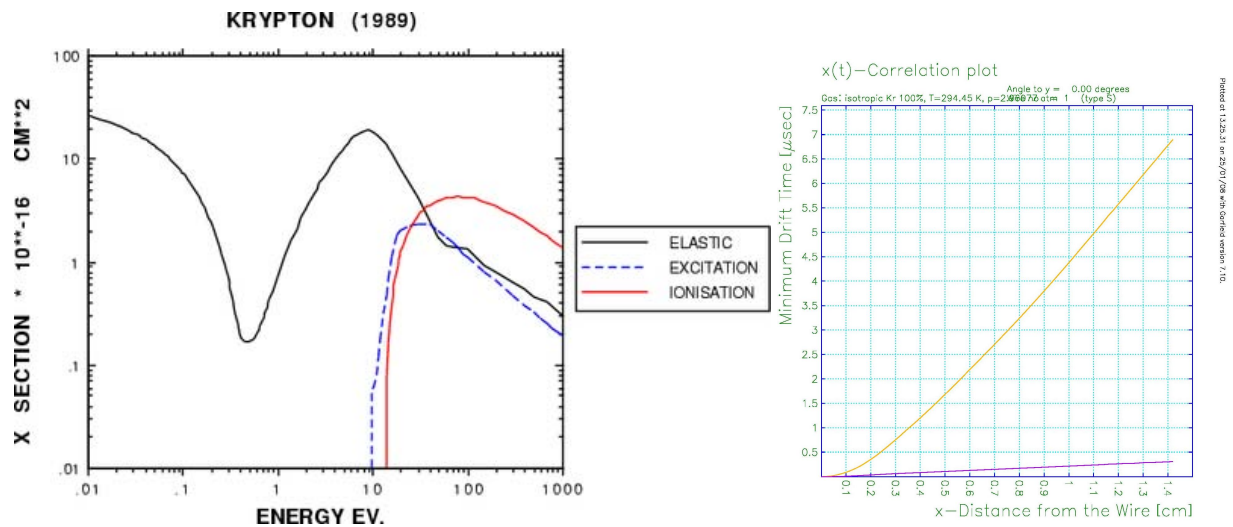


Abbildung C.23: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Krypton-Isotropie. Die maximale Driftzeit beträgt 6898ns.

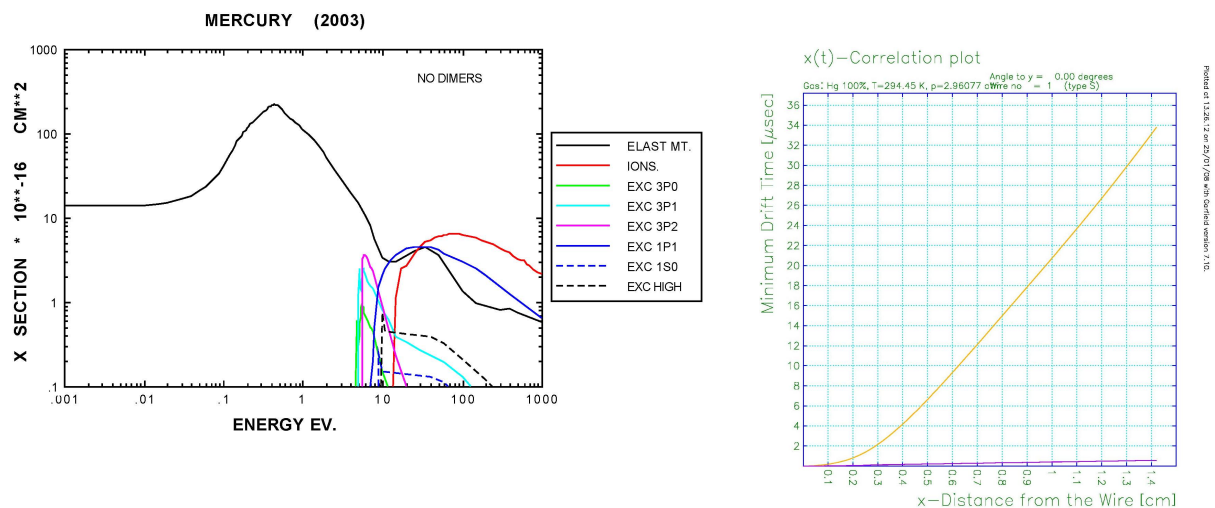


Abbildung C.24: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Mercury. Die maximale Driftzeit beträgt 33802ns.

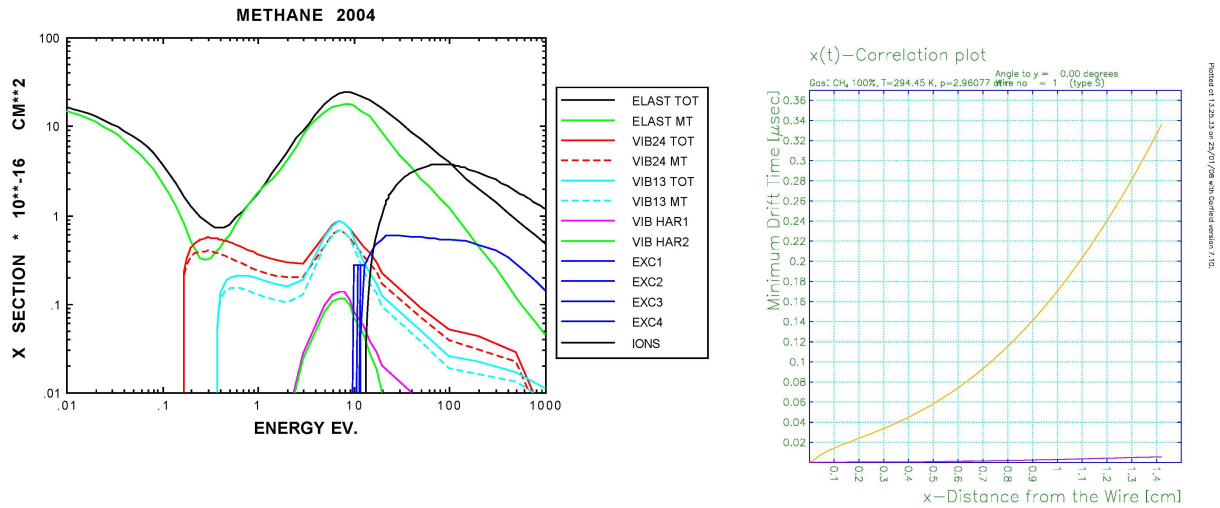


Abbildung C.25: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Methane. Die maximale Driftzeit beträgt 336ns.

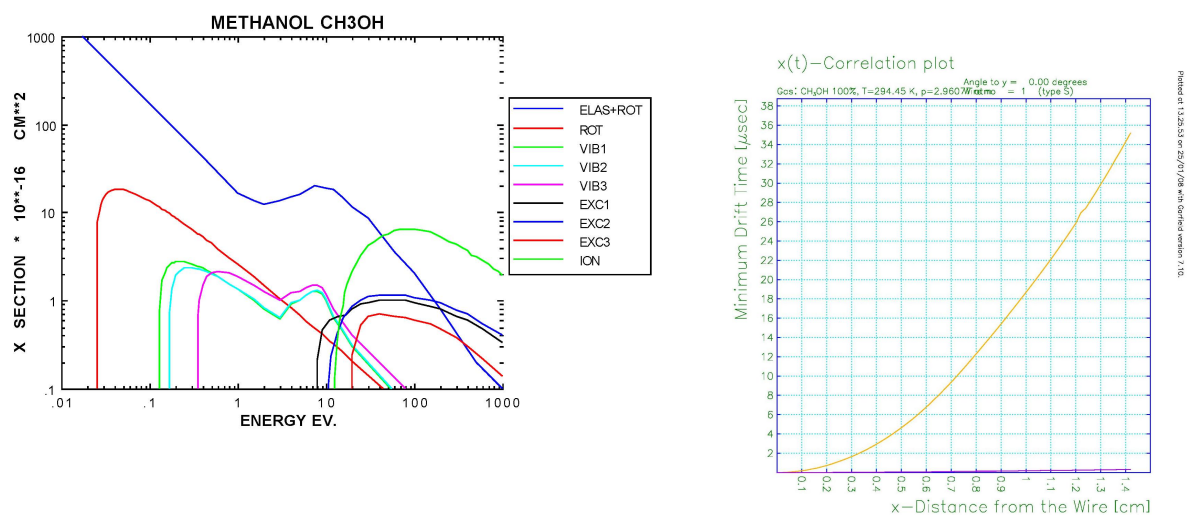


Abbildung C.26: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Methanol. Die maximale Driftzeit beträgt 35209ns.

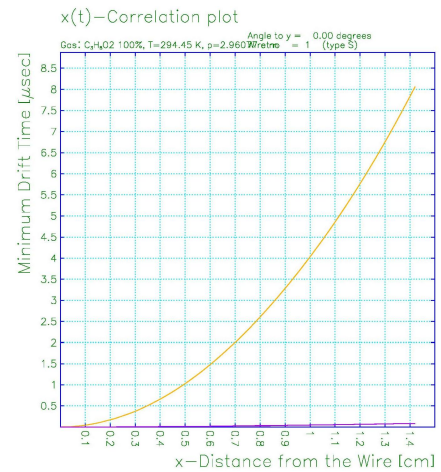
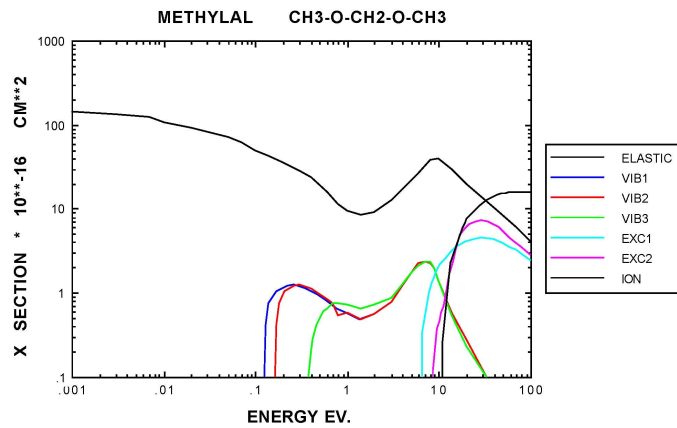


Abbildung C.27: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Methylal. Die maximale Driftzeit beträgt 8065ns.

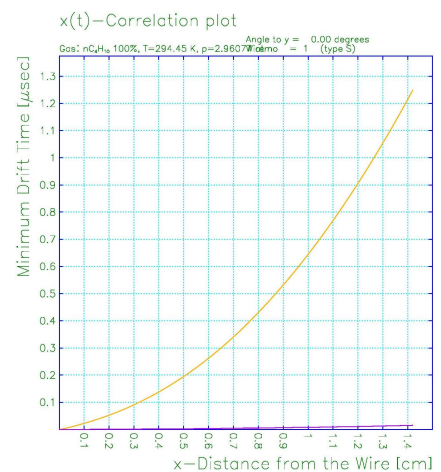
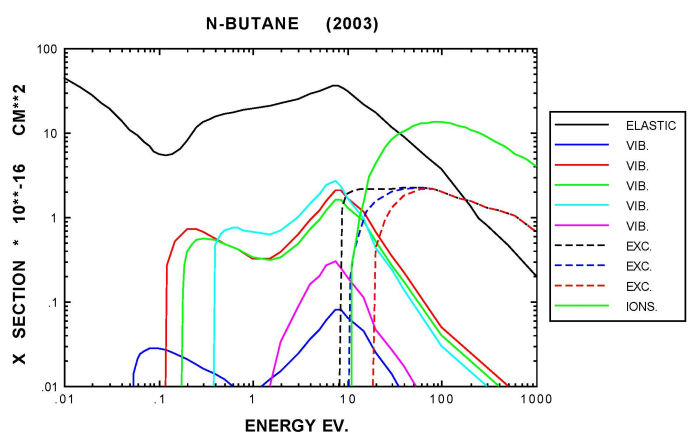


Abbildung C.28: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von N-Butane. Die maximale Driftzeit beträgt 1249ns.

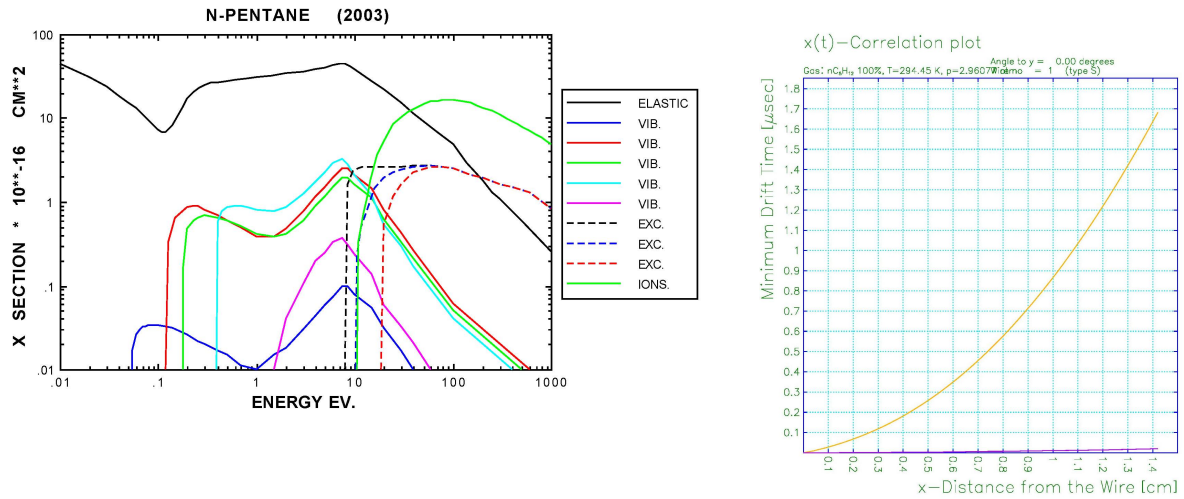


Abbildung C.29: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von N-Pentane. Die maximale Driftzeit beträgt 1683ns.

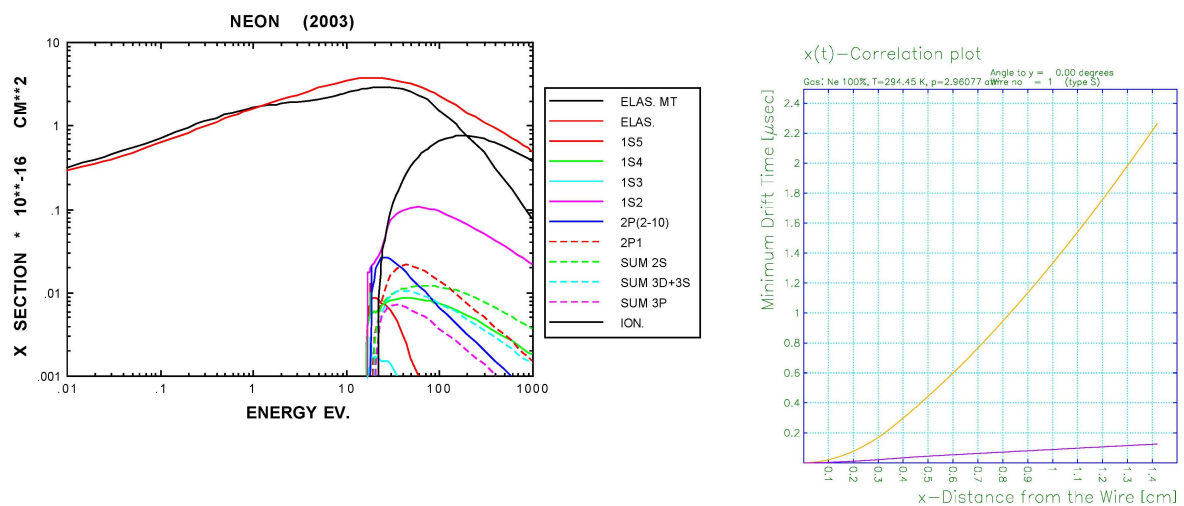


Abbildung C.30: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Neon. Die maximale Driftzeit beträgt 2265ns.

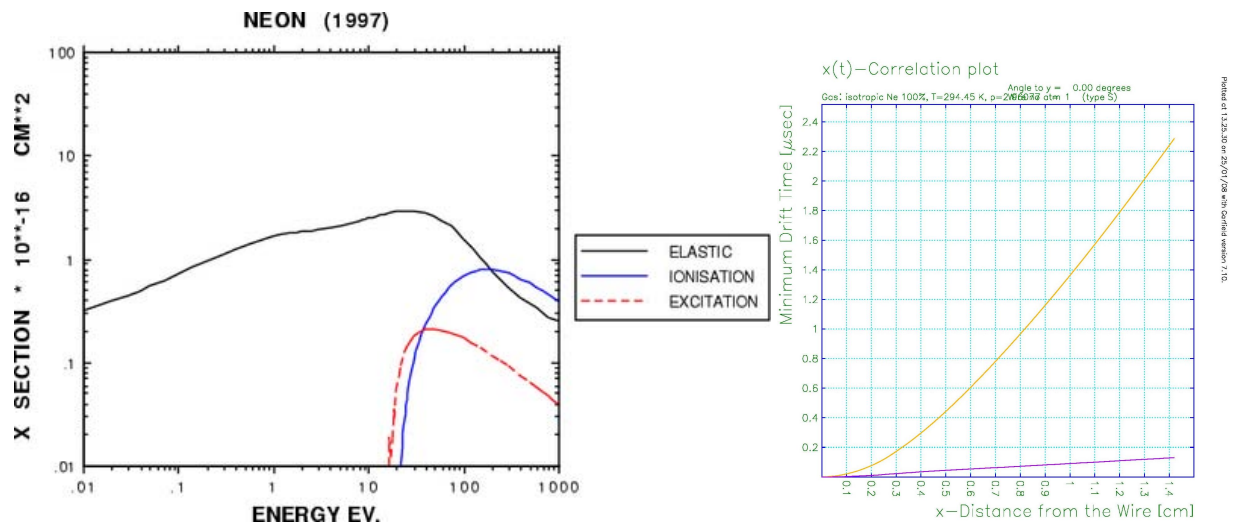


Abbildung C.31: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Neon-Isotrop. Die maximale Driftzeit beträgt 2288ns.

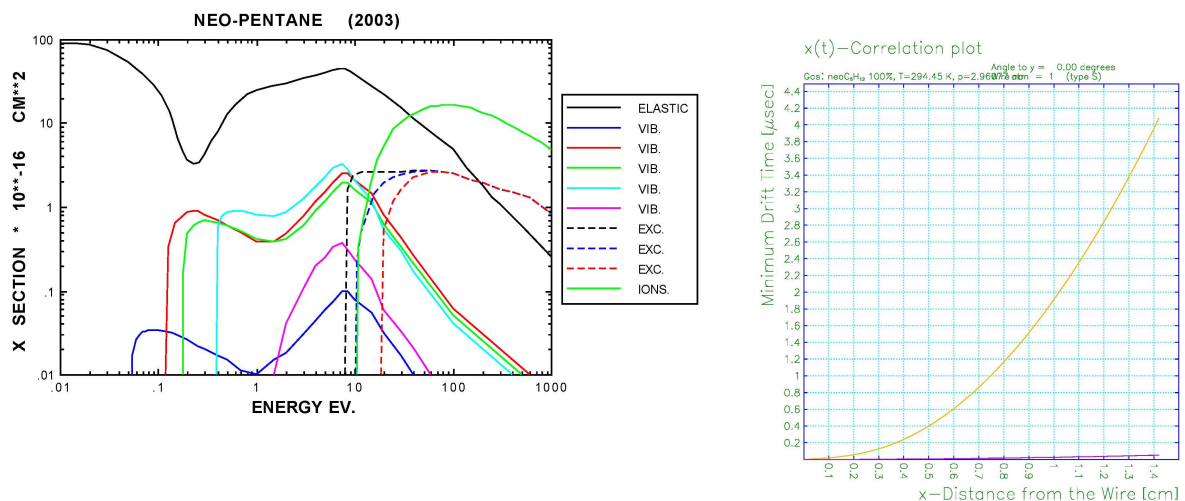


Abbildung C.32: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Neopentane. Die maximale Driftzeit beträgt 12ns.

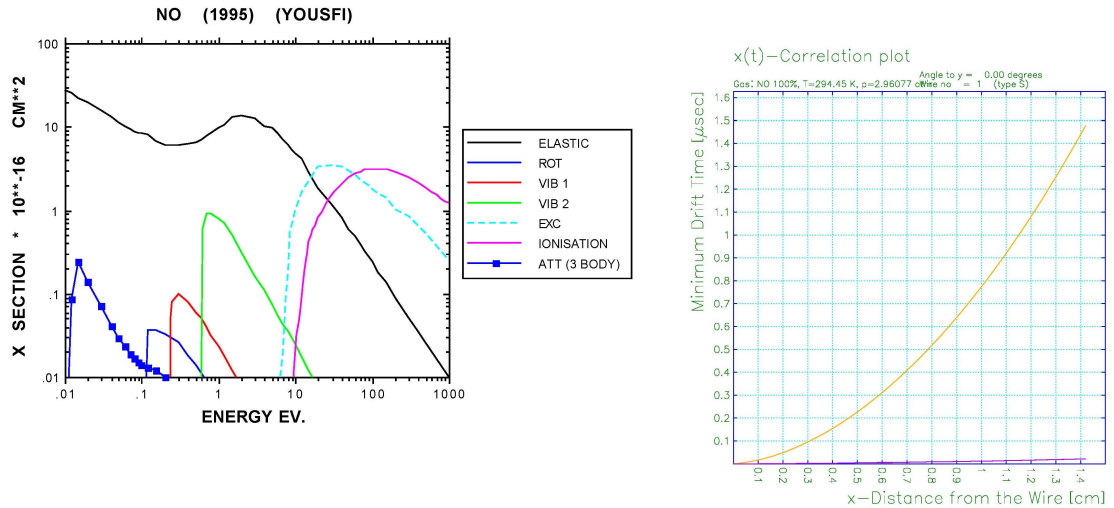


Abbildung C.33: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Nitric-Oxide. Die maximale Driftzeit beträgt 1478ns.

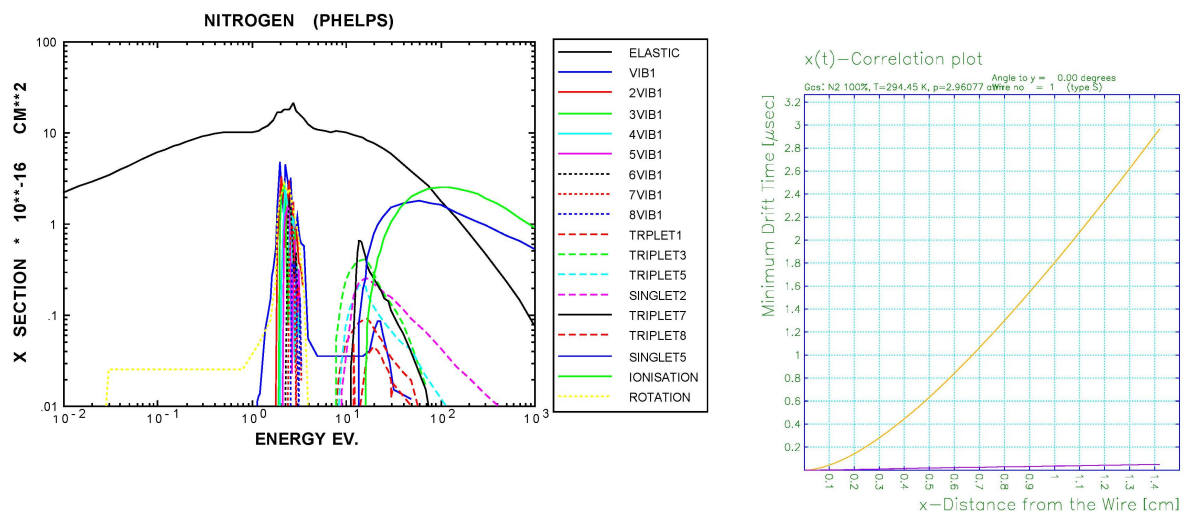


Abbildung C.34: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Nitrogen. Die maximale Driftzeit beträgt 2967ns.

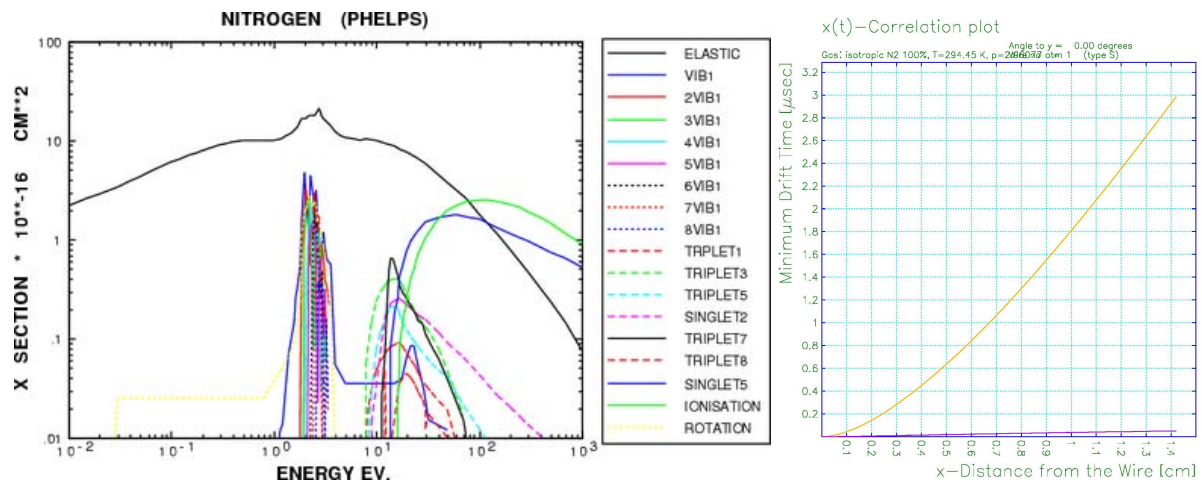


Abbildung C.35: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Nitrogen-Isotropic. Die maximale Driftzeit beträgt 2987ns.

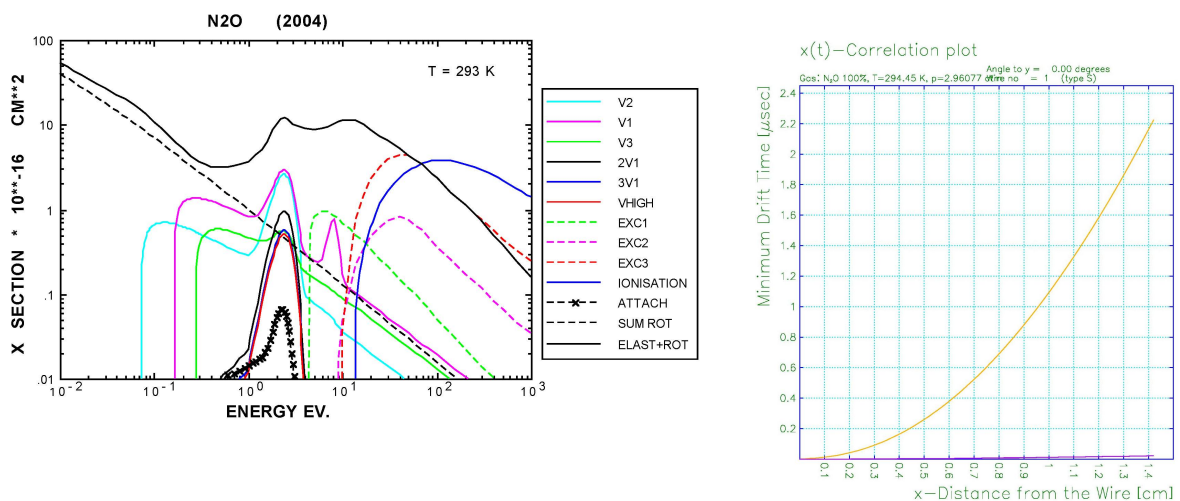


Abbildung C.36: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Nitrous-Oxide. Die maximale Driftzeit beträgt 2226ns.

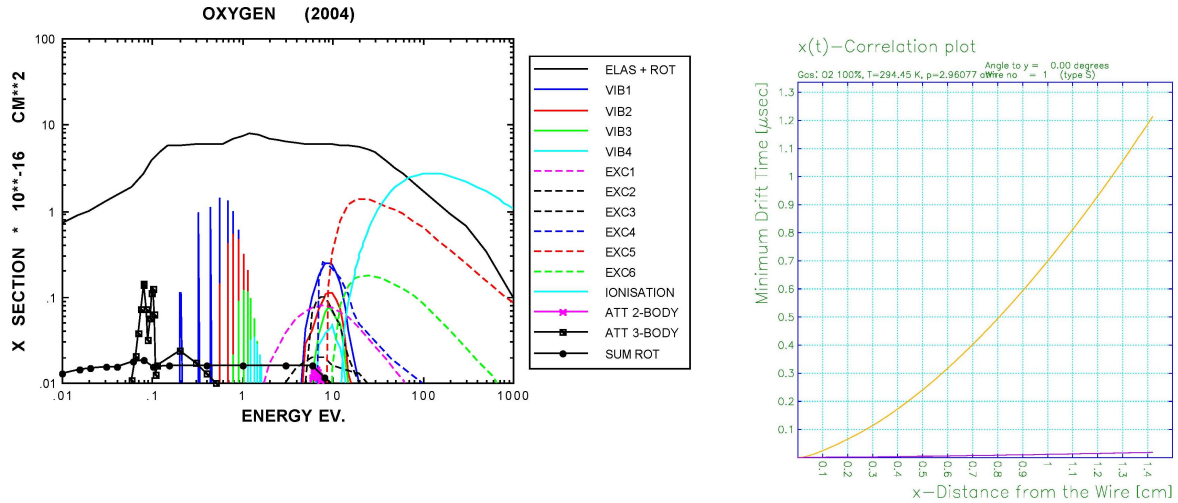


Abbildung C.37: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Oxygen. Die maximale Driftzeit beträgt 1214ns.

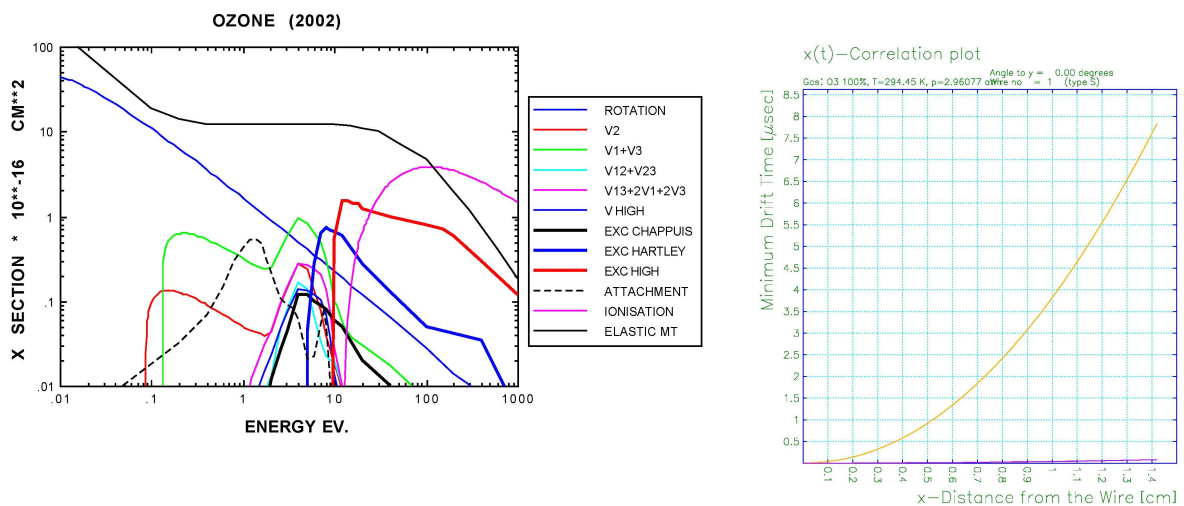


Abbildung C.38: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Ozone. Die maximale Driftzeit beträgt 7837ns.

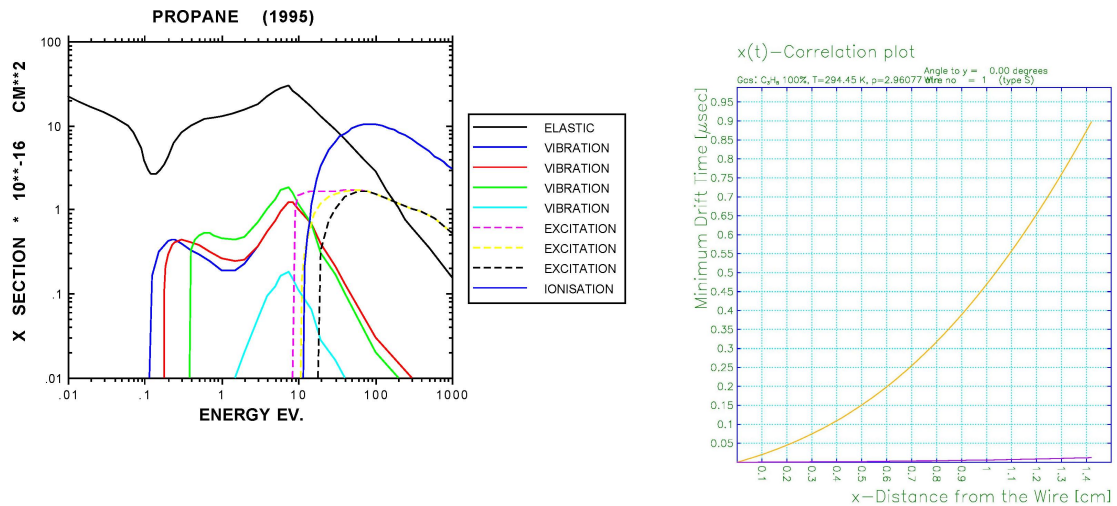


Abbildung C.39: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Propane. Die maximale Driftzeit beträgt 898ns.

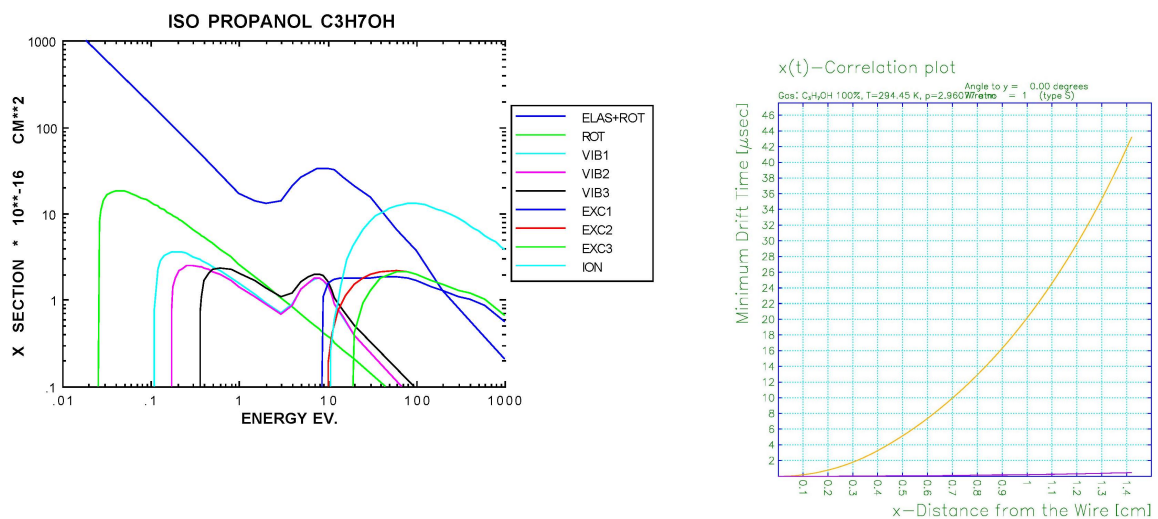


Abbildung C.40: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Propanol. Die maximale Driftzeit beträgt 43231ns.

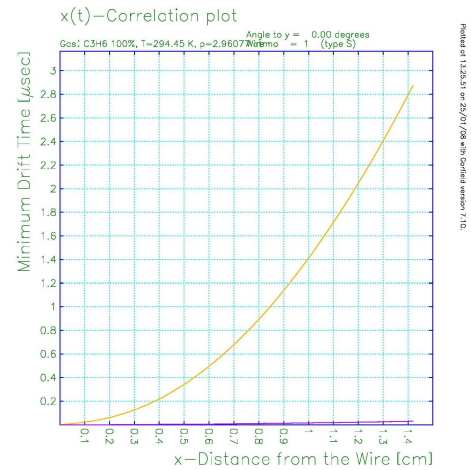
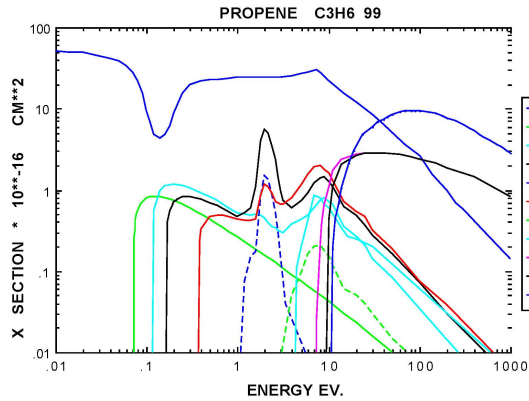


Abbildung C.41: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Propene. Die maximale Driftzeit beträgt 2875ns.

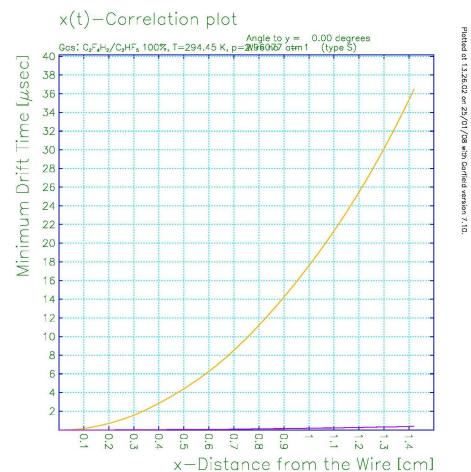
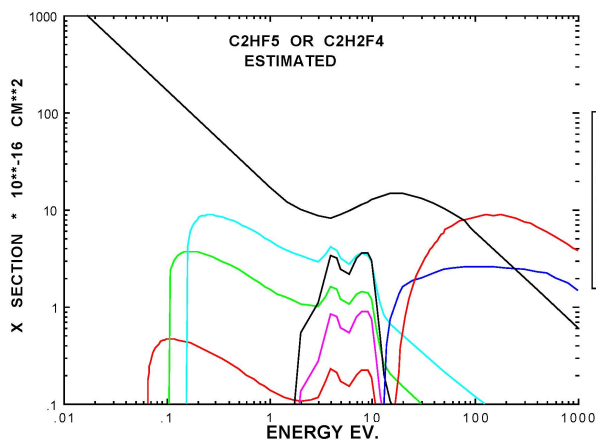


Abbildung C.42: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Tetrafluoroethane. Die maximale Driftzeit beträgt 36496ns.

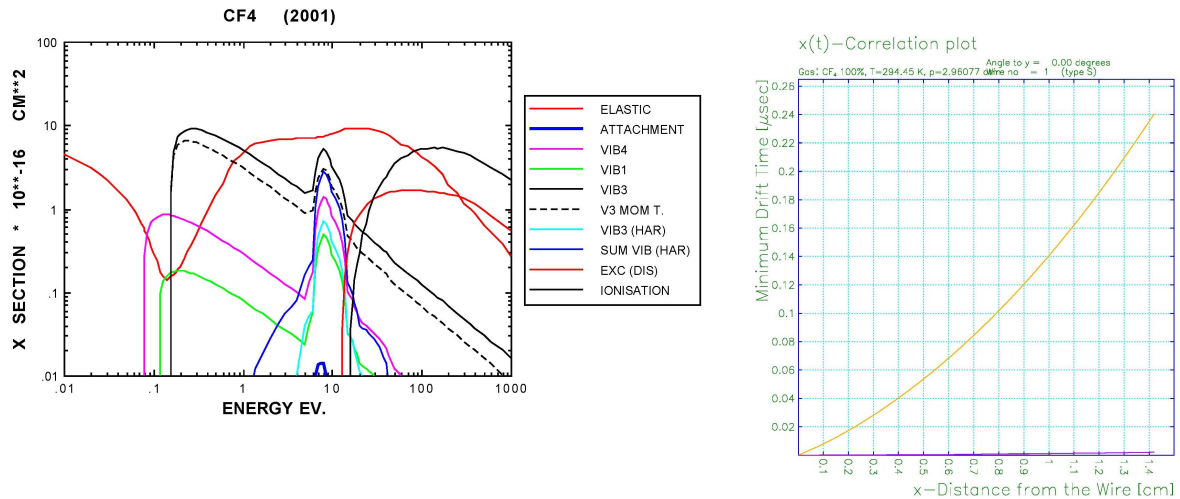


Abbildung C.43: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Tetrafluoromethane. Die maximale Driftzeit beträgt 241ns.

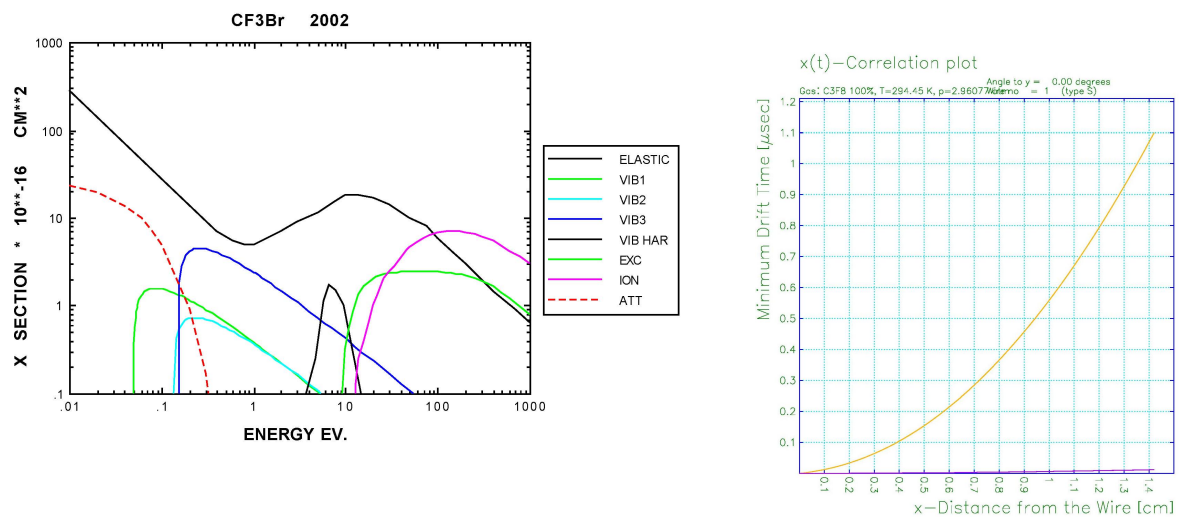


Abbildung C.44: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Trifluorobromomethane. Die maximale Driftzeit beträgt ns.

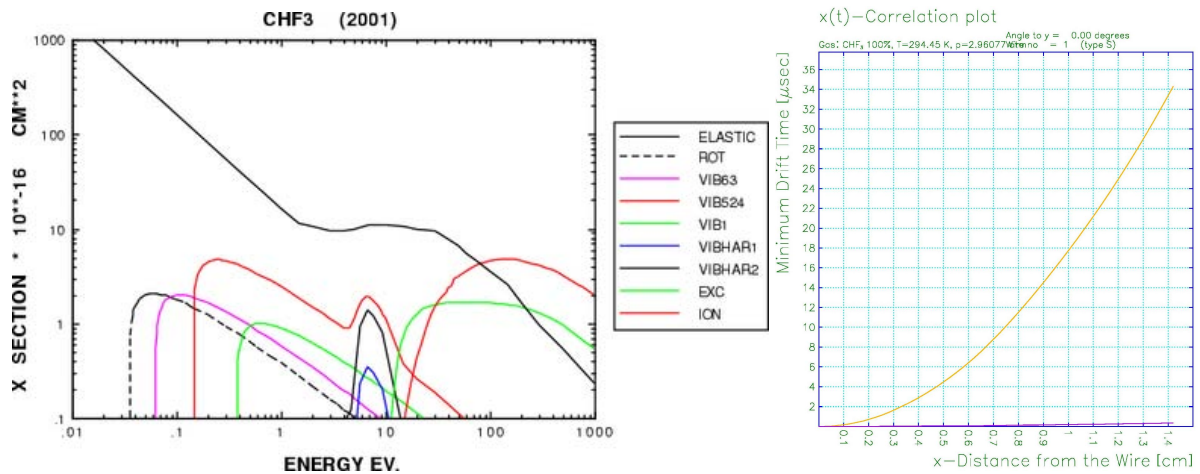


Abbildung C.45: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Trifluoromethane. Die maximale Driftzeit beträgt 34319ns.

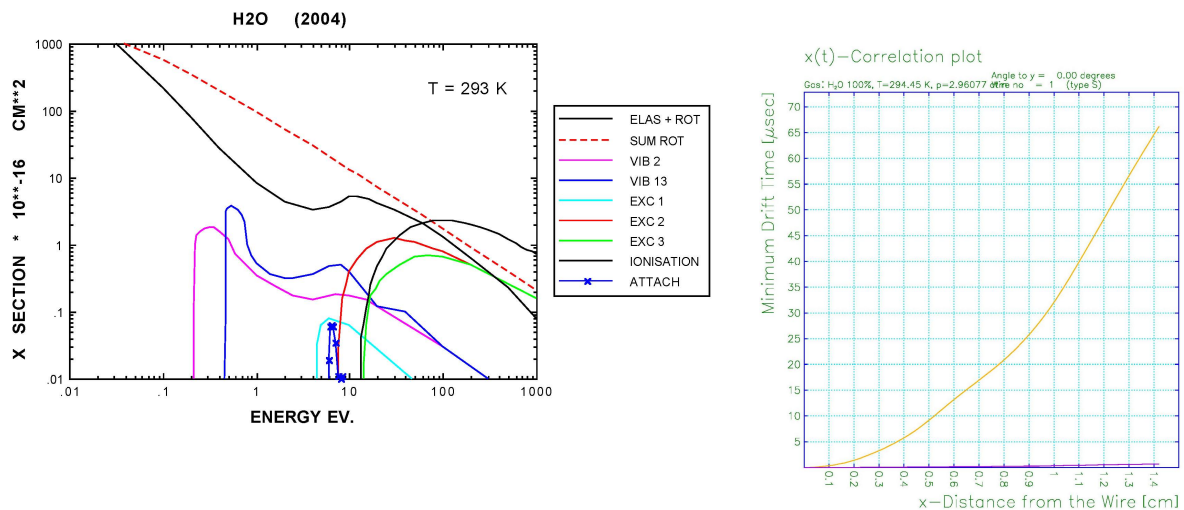


Abbildung C.46: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Wasser. Die maximale Driftzeit beträgt 66139ns.

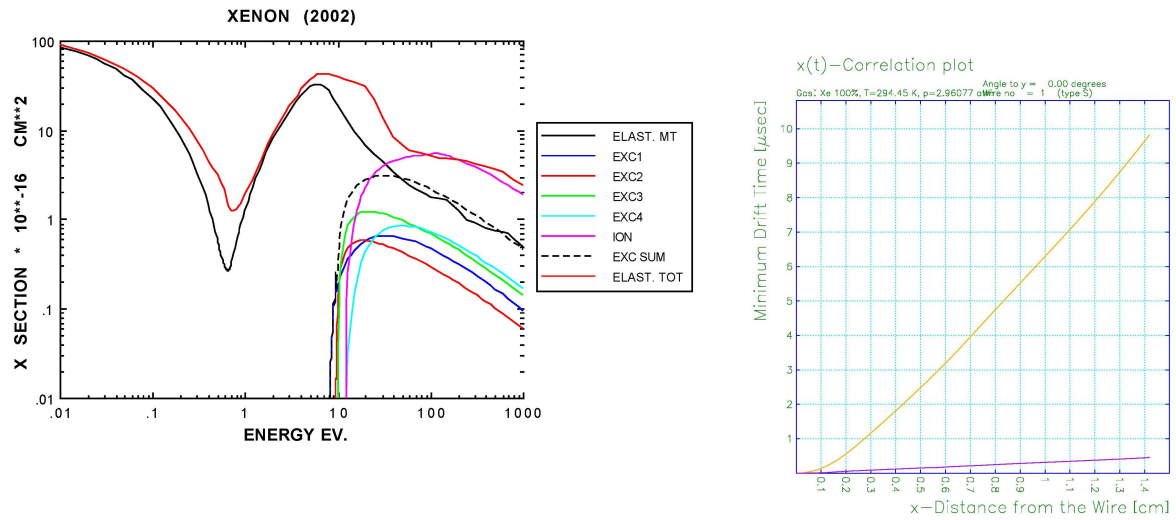


Abbildung C.47: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Xenon. Die maximale Driftzeit beträgt 9832ns.

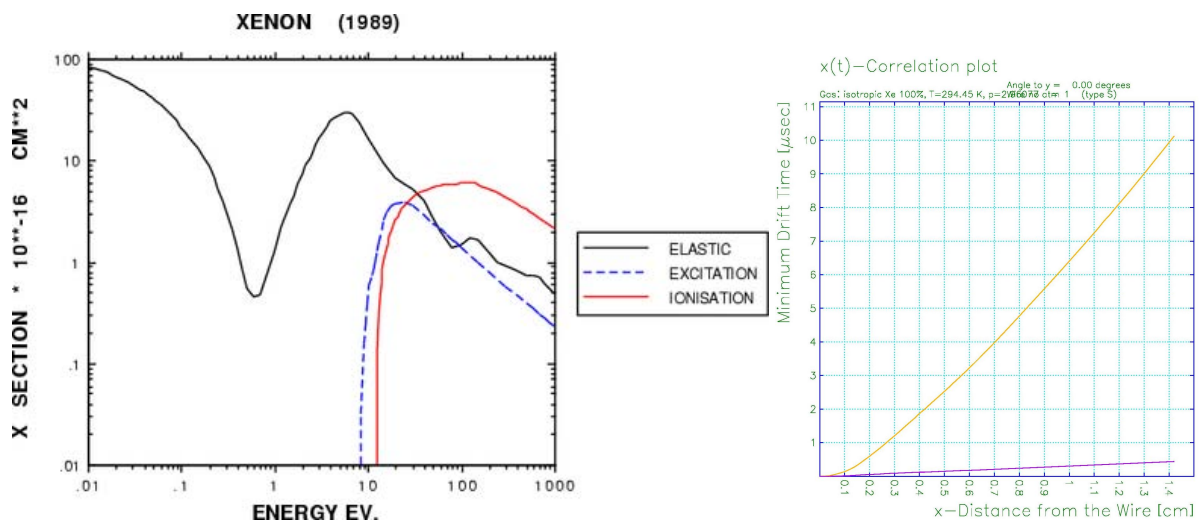


Abbildung C.48: Wirkungsquerschnitt [27] und mit GARFIELD simulierte r-t-Relation von Xenon-Isotropic. Die maximale Driftzeit beträgt 10129ns.

Literaturverzeichnis

- [1] Welt der Physik, *Die Entdeckung der Atome*
URL: <http://www.weltderphysik.de/de/1035.php>
- [2] The ATLAS Experiment, *The ATLAS eTours*
URL: <http://www.atlas.ch/etours.html>
- [3] The Particle Adventure, *Die Welt der kleinsten Teilchen*
URL: <http://particleadventure.org/german/other/frameless/history.html>
- [4] Quantenwelt: Atomphysik, *Das Thomsonsches Atommodell*
URL: <http://www.quantenwelt.de/atomphysik/modelle/thomson.html>
- [5] Quantenwelt: Atomphysik, *Rutherford: Der Atomkern*
URL: <http://www.quantenwelt.de/atomphysik/modelle/rutherford.html>
- [6] Quantenwelt: Atomphysik, *Das Atommodell von Bohr*
URL: <http://www.quantenwelt.de/atomphysik/modelle/bohr.html>
- [7] Povh, B./ Rith, K./ Scholz, C./Zetsche, F., *Teilchen und Kerne* (6. Auflage)
Springer-Verlag, Heidelberg (2004)
- [8] Rolker, B., *Aufbau eines Driftkammerprototypen für das Atlas-Myonen-Spektrometer*
Diplomarbeit, Freiburg (1995)
- [9] Paschhoff, V., *Gasstudien für die Myonkammern des ATLAS-Detektors*
Diplomarbeit, Freiburg (1994)
- [10] Wikipedia, die freie Enzyklopädie, *Quark*
URL: http://de.wikipedia.org/wiki/Quark_%28Physik%29
- [11] The LEP Electroweak Working Group , *LEP EWWG Home Page*
URL: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [12] Rauscher, F., *Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei starker γ Bestrahlung sowie Vermessung von Driftrohrkammern mit Hilfe von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung*
Dissertation, München (2005)
- [13] ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance - Technical Design Report*
Report, Cern (1999)
- [14] Walenta, A.H./ Nurdan, C./ Nurdan, K., *Drift chamber experiment*
Laboratory Course, Siegen
- [15] Kircher, S., *Abhängigkeit der Elektronen-Drifteigenschaften in Hochdruckröhren von Wassergehalt und Magnetfeldstärke*
Diplomarbeit, Freiburg (1997)

- [16] Bichsel, H./ Groom, D.E./ Klein, S.R., *Passage of particles through matter*
URL: <http://pdg.lbl.gov> Lecture, (2006)
- [17] Kollefahrt, M., *Bau einer Driftkammer zur Messung von Driftgeschwindigkeiten in Gasen*
Diplomarbeit, Freiburg (1995)
- [18] Detektorlabor, *Wellenlängenschieber*
URL: <http://pcweb.physik.uni-giessen.de/Detektorlabor/Bilder/WLS%20Faser.pdf>
- [19] Wikipedia, die freie Enzyklopädie, *Photomultiplier (Abbildung)*
URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier>
- [20] Birks, J. B., *The Theory and Practice of Scintillation Counting*
Diplomarbeit, Manchester (1967)
- [21] Wikipedia, die freie Enzyklopädie, *Compton-Effekt (Abbildung angepasst)*
URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Compton-Effekt>
- [22] Sauli, F., *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*
Lecture, Genf (1977)
- [23] Kolanoski, H., *Detektoren in der Elementarteilchenphysik*
URL: <http://www-zeuthen-desy-de/kolanosk/det07/skripte/gasdet02.pdf>
- [24] Müller, T., „*Monitored Drift Tube*“-Detektoren des ATLAS-Experiments im Neutronenuntergrund
Diplomarbeit, München (2006)
- [25] Kortner, O., *Private Mitteilung*
München (2006)
- [26] Wikipedia, die freie Enzyklopädie, *Ramsauer-Effekt*
URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Ramsauer-Effekt>
- [27] Veenhof, R., *Garfield - simulation of gaseous detectors - Complete Garfield help file*
URL: http://consult.cern.ch/writeup/garfield_full.html
- [28] Forster, O., *Analysis 1, 6. verbesserte Auflage*
Vieweg-Verlag, München (2001)
- [29] Brooks Instruments, *Brooks Smart Series (TMF) Mass Flow Meters - Installation and Operation Manual*
Homepage: <http://emersonprocess.com/brooks/index.html>
Manual, Hatfield, PA (2003)
- [30] Westphal Mess- und Regeltechnik GmbH, *WMR 4-24 Kanal Flowcomputer - Bedienungsanleitung*
Homepage: <http://www.westphalmr.de>
Manual, Ottobrunn
- [31] ATLAS Muon Collaboration, *ATLAS muon spectrometer - Technical Design Report*
Report, CERN (1997)
- [32] ATLAS Muon Collaboration, *The ATLAS experiment at the Cern Large Hadron Collider*
Paper, CERN
- [33] MKS Instruments, *MKS Type 690A Absolute High Accuracy Pressure Transducer*
Homepage: <http://www.mksinstr.com/index.aspx>
Manual, Wilmington, MA (1997)

- [34] MKS Instruments, *MKS Type 670B High Accuracy Signal Conditioner*
Homepage: <http://www.mksinstr.com/index.aspx>
Manual, Andover, MA (1998)
- [35] MKS Instruments, *MKS Type 248A*
Homepage: <http://www.mksinstr.com/index.aspx>
Manual, Wilmington, MA (1997)
- [36] MKS Instruments, *MKS Type 250E*
Homepage: <http://www.mksinstr.com/index.aspx>
Manual, Andover, MA (1998)
- [37] Photonis, *Photomultiplier tubes product specification - XP2262*
Homepage: <http://www.photonis.com>
Manual, Sturbridge, MA (1998)
- [38] LeCroy, *NIM Model 620AL 8-Channel Discriminator*
Homepage: <http://www.lecroy.com/homepage/germany/default.aspx>
URL: <http://www-esd.fnal.gov/esd/catalog/main/lcrynim/620al-spec.html>
- [39] Engl, A., *Temperaturstudien an ATLAS-MDT-Myondetektoren*
Diplomarbeit, München (2007)
- [40] Veenhof, R. , *Garfield - simulation of gaseous detectors*
URL: <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>
- [41] Biagi, S., *Magboltz - Transport of electrons in gas mixtures*
URL: <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/usage.html>
- [42] Smirnov, I., *Heed - Interactions of particles with gases*
URL: <http://consult.cern.ch/writeup/heed/main.html>
- [43] Periodensystem der Elemente, *Elemente im Periodensystem der Elemente*
URL: <http://www.periodensystem.info/elemente/index.htm>
- [44] Veenhof, R., *Persönliche Mitteilung*
- [45] Mineralienatlas, *Pauling (Pauling-Skala)*
URL: <http://www.mineralienatlas.de/lexikon/index.php/Pauling>
- [46] Deile, M., *Optimization and Calibration of the Drift-Tube Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer*
Dissertation, München (2000)
- [47] Rauscher, F., *Test von Driftkammern mit kosmischen Myonen: Bau der ersten Ausbaustufe des Teleskops und Untersuchung seiner Leistungsfähigkeit*
Diplomarbeit, München (2001)
- [48] Kortner, O., *Schauerproduktion durch hochenergetische Myonen und Aufbau eines Höhenstrahlungsprüfstandes für hochauflösende ATLAS-Myonkammern*
Dissertation, München (2002)
- [49] Reithmeier, M., *Vermessung und Analyse von Driftzeitspektren unter Anwendung eines Quadrupolmassenspektrometer basierten Gasanalysesystems*
Paper, München (2007)
- [50] Dubbert, J. *A Cosmic Ray Measurement Facility for ATLAS Muon Chambers*
Paper, München (2003)

- [51] Müller, T. *Monitored Drift Tube-Detektoren des ATLAS-Experiments im Neutronenuntergrund*
Diplomarbeit, München (2006)
- [52] Mlynek, A. *Ortsauflösung der Driftrohre des ATLAS-Myonspektrometers bei Neutronenuntergrund*
Diplomarbeit, München (2006)

Danksagung

Wenn man die letzte Physikprüfung hinter sich gebracht hat und die Diplomarbeit als letzte Hürde auf dem Weg zum Abschluss zu nehmen ist, ist immer ein wenig die Angst vorhanden, während der Diplomarbeitszeit auf sich alleine gestellt zu sein. Man weiss nie, welchen Problemen man sich in diesem Jahr stellen muß und ob das gewählte Thema nicht vielleicht eine Fehlentscheidung war.

Aus diesem Grund möchte ich mich an erster Stelle beim gesamten Lehrstuhl Schaile für die fantastische Unterstützung während meiner Diplomarbeit bedanken und für die freundschaftliche Atmosphäre, die zwischen den Menschen an diesem Lehrstuhl herrscht. Allen voran sind hierbei Prof. Dr. Otmar Biebel, Dr. Ralf Her-tenberger und PD Dr. Raimund Ströhmer zu nennen, die mir im letzten Jahr mit gutem Rat zur Seite standen und ohne die diese Diplomarbeit nicht realisierbar gewesen wäre. Ebenso sind hier Albert Engl und Martina Reithmeier zu erwähnen, mit denen ich während meiner Diplomarbeit zusammengearbeitet habe.

Besonderen Dank gilt auch meinen Eltern, die mich in all den Jahren meines Studiums tatkräftig unterstützt haben, sowie meinem Großvater, welcher mich schon in frühester Kindheit durch viele physikalische Experimente für dieses Fach begeistert hat. Ebenso danke ich all meinen Freunden, die mich in Zeiten der Verzweiflung wieder aufgebaut haben. Hier ist vor allem Thomas Eichner zu erwähnen, an den ich mich immer wenden konnte, wenn sich ein physikalisches Problem auftat.

Zu guter Letzt will ich noch einem ganz besonderen Menschen danken. Meiner besten Freundin Sabrina Fenzl, die mit viel Hingabe und Offenherzigkeit meine Launen in diesem Jahr ertragen hat und immer hinter mir stand. Du wirst für immer meine beste Freundin bleiben.

Peter Lang

München, den 27. Februar 2008

Danksagung

Wenn man die letzte Physikprüfung hinter sich gebracht hat und die Diplomarbeit als letzte Hürde auf dem Weg zum Abschluss zu nehmen ist, ist immer ein wenig die Angst vorhanden, während der Diplomarbeitszeit auf sich alleine gestellt zu sein. Man weiss nie, welchen Problemen man sich in diesem Jahr stellen muß und ob das gewählte Thema nicht vielleicht eine Fehlentscheidung war.

Aus diesem Grund möchte ich mich an erster Stelle beim gesamten Lehrstuhl Schaile für die fantastische Unterstützung während meiner Diplomarbeit bedanken und für die freundschaftliche Atmosphäre, die zwischen den Menschen an diesem Lehrstuhl herrscht. Allen voran sind hierbei Prof. Dr. Otmar Biebel, Dr. Ralf Her-tenberger und PD Dr. Raimund Ströhmer zu nennen, die mir im letzten Jahr mit gutem Rat zur Seite standen und ohne die diese Diplomarbeit nicht realisierbar gewesen wäre. Ebenso sind hier Albert Engl und Martina Reithmeier zu erwähnen, mit denen ich während meiner Diplomarbeit zusammengearbeitet habe.

Besonderen Dank gilt auch meinem Vater, der mich in all den Jahren meines Studiums tatkräftig unterstützt hat, sowie meinem Großvater, welcher mich schon in frühester Kindheit durch viele physikalische Experimente für dieses Fach begeistert hat. Ebenso danke ich all meinen Freunden, die mich in Zeiten der Verzweiflung wieder aufgebaut haben. Hier ist vor allem Thomas Eichner zu erwähnen, an den ich mich immer wenden konnte, wenn sich ein physikalisches Problem auftat.

Zu guter Letzt will ich noch einem ganz besonderen Menschen danken. Meiner besten Freundin Sabrina Fenzl, die mit viel Hingabe und Offenherzigkeit meine Launen in diesem Jahr ertragen hat und immer hinter mir stand. Du wirst für immer meine beste Freundin bleiben.

Peter Lang

München, den 27. Februar 2008

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst habe und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Peter Lang

München, den 27. Februar 2008