

Entwicklung einer Gastestanlage für Materialien,
die im Flüssig-Argon-Kalorimeter
des H1-Experiments eingesetzt werden

Diplomarbeit

vorgelegt von

Matthias Korn

Januar 1989

Lehrstuhl für experimentelle Physik ∇

Institut für Physik

Universität Dortmund

INHALT

<u>1.</u>	<u>Einleitung</u>	1
<u>2.</u>	<u>Das Prinzip des Testverfahrens</u>	5
2.1.	Elektronenverlust und Pulshöhenverhältnis R	5
2.2.	R bei geschlossenem Gaskreislauf und die Lebensdauer τ	6
<u>3.</u>	<u>Die Theorie der Elektronenanlagerung in Gasen</u>	7
3.1.	Das Bloch-Bradbury-Herzenberg-Modell (BBH-Modell)	7
3.2.	Der Anlagerungskoeffizient	8
<u>4.</u>	<u>Grundlagen zum Aufbau der Meßapparatur</u>	10
4.1.	Die Ionisation von Gasen mit Photonen	10
4.2.	Drift und Diffusion geladener Teilchen in Gasen	11
4.2.1.	Drift im homogenen elektrischen Feld	11
4.2.2.	Diffusion im homogenen elektrischen Feld	14
4.3.	Die Vieldrahtproportionalkammer	16
<u>5.</u>	<u>Die Meßapparatur</u>	20
5.1.	Das Gassystem	21
5.1.1.	Überblick	21
5.1.2.	Leitungen und Ventile	23
5.1.3.	Der Probenbehälter	23
5.1.4.	Die Messung der Wasser- und Sauerstoffkonzentrationen	23
5.1.4.1.	Das Wassermeßgerät	24
5.1.4.2.	Das Sauerstoffmeßgerät	25
5.2.	Die Testkammer	26
5.2.1.	Die Driftstrecke	28
5.2.2.	Die Ionisation des Argons	29
5.2.3.	Die Vieldrahtproportionalkammer	33
5.2.4.	Der Verlauf des elektrischen Potentials	35
5.2.5.	Die Auslese-Elektronik	39
<u>6.</u>	<u>Spezifische Eigenschaften der Apparatur</u>	43
6.1.	Linearität der Elektronik und Pedestal des ADC	43
6.2.	Die gemessenen Pulshöhenspektren	44
6.3.	Auflösung und Arbeitsbereich der Vieldrahtproportionalkammer	49
6.4.	Das Verhalten der Apparatur während einer Leermessung	54

7.	<u>Messung des Anlagerungskoeffizienten von Sauerstoff als Test der Apparatur</u>	61
8.	<u>Die Untersuchung der Proben</u>	66
8.1.	Die Reinigung der Apparatur	66
8.2.	Der Meßvorgang	67
8.3.	Die Auswertung	67
8.4.	Die Resultate	71
	<u>Zusammenfassung</u>	76
	<u>Anhang</u>	
A.	Numerische Rechnungen zum Potentialverlauf	77
B.	Der Betrieb der Testkammer mit Propan	79
C.	Die verwendeten Geräte	82
	Literaturverzeichnis	83
	Abbildungsverzeichnis	84
	Tabellenverzeichnis	87
	Danksagung	88

1. Einleitung

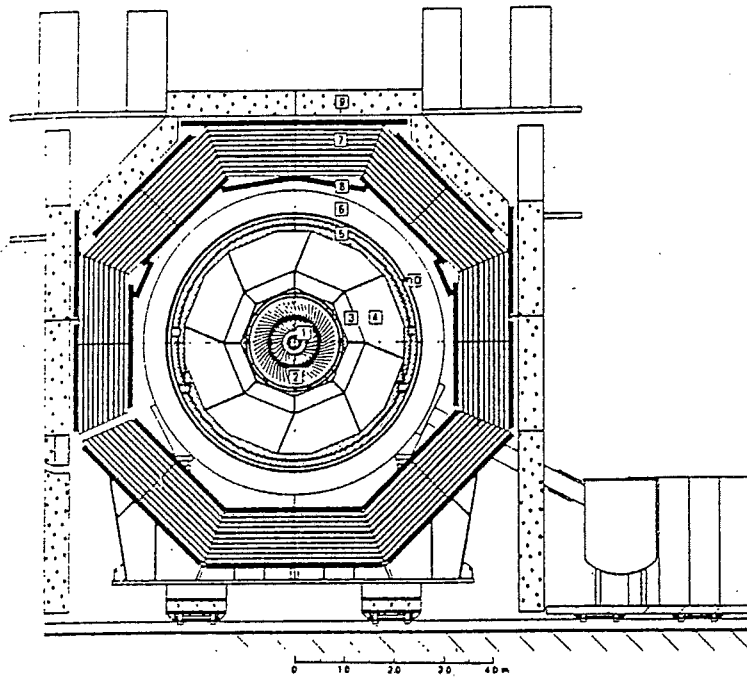
Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg entsteht zur Zeit die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA. In HERA werden Elektronen und Protonen mit einer Energie von 30 GeV bzw. 820 GeV an 2 Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Im Schwerpunktsystem beträgt die Stoßenergie 315 GeV und der maximale nutzbare Impulsübertrag liegt bei $3 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2/c^2$. Mit den beiden unterschiedlich aufgebauten Detektoren H1 und ZEUS, die an je einem der Wechselwirkungspunkte installiert sind, werden die bei der Kollision entstehenden Teilchen analysiert, um Rückschlüsse auf die Natur der Elementarteilchen und ihre Wechselwirkung zu ziehen.

In der H1-Kollaboration, innerhalb der diese Arbeit entstand, arbeiten Forschungsinstitute aus 12 Ländern zusammen. Der H1-Detektor besteht aus mehreren Nachweiskomponenten, deren Zusammenwirken erst eine zufriedenstellende Analyse der infolge der Elektron-Proton-Kollisionen auftretenden Ereignisse erlaubt. Abb.1 zeigt den Aufbau des H1-Detektors in Quer- und Längsschnitt. Die Protonen haben bei HERA einen wesentlich höheren Impuls als die Elektronen, daher fliegen die Kollisionsprodukte bevorzugt in Richtung des Protonenstrahls. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, ist der H1-Detektor asymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt konstruiert worden.

Zur Messung der Energien der entstehenden hochenergetischen Teilchen dient hauptsächlich das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Es umgibt den Wechselwirkungspunkt ringförmig in zwei Lagen. Im inneren, elektromagnetischen Teil werden die Energien der nur elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen wie Elektronen, Positronen und Photonen gemessen, während das äußere, hadronische Kalorimeter für stark wechselwirkende Teilchen wie Nukleonen und Pionen sensitiv ist. Abb.2 zeigt den Aufbau des Flüssig-Argon-Kalorimeters in einem Schnitt durch die Strahlachse. Die Bezeichnungen der Komponenten des elektromagnetischen Teils enden auf E.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus einer Anordnung von Metallplatten, zwischen denen sich flüssiges Argon befindet. Die Platten liegen abwechselnd auf einer positiven Hochspannung von einigen KV und auf Erdpotential. So entsteht zwischen den Platten eine mit flüssigem Argon gefüllte Ionisationskammer.

Ein bei der Reaktion von Proton und Elektron am Wechselwirkungspunkt entstandenes hochenergetisches Teilchen erzeugt in jeder Metallplatte, die es durchquert, durch vielfältige Wechselwirkung mit den Atomkernen einen Schauer zusätzlicher Teilchen, deren Anzahl proportional zum Energieverlust des primären Teilchens in der Platte ist. Die Schauerteilchen treten aus der Metallplatte heraus und erzeugen durch Ionisation des Argons einen Ladungspuls auf der auf Masse liegenden Platte. Dessen Höhe wird mittels eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers gemessen. Auch der Ladungspuls ist proportional zum Energieverlust des primären Teilchens in der Platte.



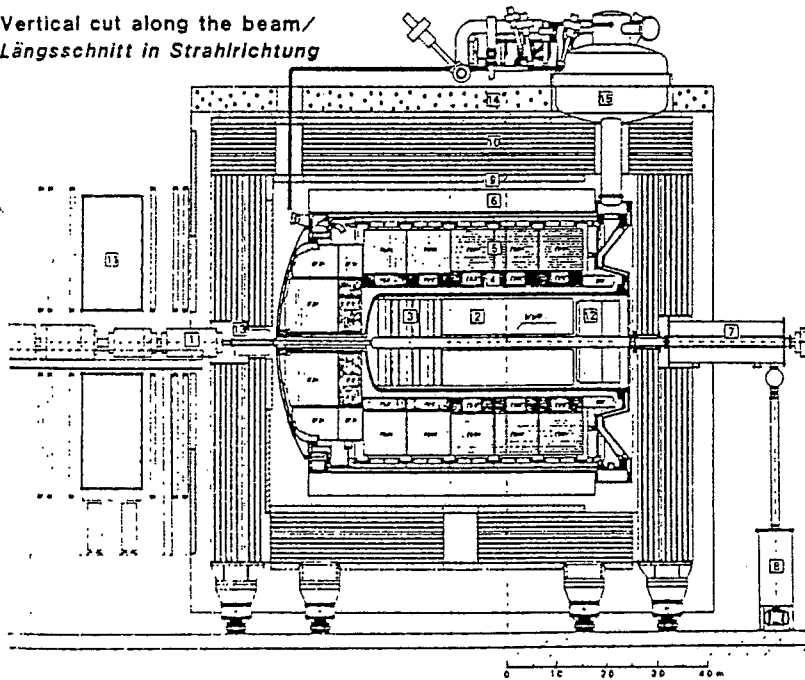
Experiment H1

- 1 Beam pipe and beam magnet
Strahlrohr und Strahlmagnete
- 2 Central tracking chambers
Zentrale Spurenkammern
- 3 Electromagnetic Calorimeter (lead)
Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)
- 4 Hadronic Calorimeter (stainless steel)
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)
- 5 Liquid Argon cryostat
Flüssig Argon Kryostat
- 6 Superconducting coil (1.2 T)
Supraleitende Spule (1,2 T)
- 7 Instrumented Iron (iron stabs + streamer tube detectors)
Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerrohren-Detektoren)
- 8 Muon chambers
Myon-Kammern
- 9 Concrete shielding
Betonabschirmung
- 10 Helium cryogenics
Helium Kälteanlage

Liquid Argon
Flüssig Argon

Cross section/Querschnitt

Vertical cut along the beam/
Längsschnitt in Strahlrichtung



Experiment H1

- 1 Beam pipe and beam magnet
Strahlrohr und Strahlmagnete
- 2 Central tracking chambers
Zentrale Spurenkammern
- 3 Forward tracking chambers and Transition radiators
Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodul
- 4 Electromagnetic Calorimeter (lead)
Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)
- 5 Hadronic Calorimeter (stainless steel)
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)
- 6 Superconducting coil (1.2 T)
Supraleitende Spule (1,2 T)
- 7 Compensating magnet
Kompensationsmagnet
- 8 Helium cryogenics
Helium Kälteanlage
- 9 Muon chambers
Myon-Kammern
- 10 Instrumented Iron (iron stabs + streamer tube detectors)
Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerrohren-Detektoren)
- 11 Muon toroid magnet
Myon-Toroid-Magnet
- 12 Warm electromagnetic calorimeter
warmes elektromagnetisches Kalorimeter
- 13 Plug calorimeter (Cu, Si)
Vorwärts-Kalorimeter
- 14 Concrete shielding
Betonabschirmung
- 15 Liquid Argon cryostat
Flüssig Argon Kryostat

Liquid Argon
Flüssig Argon

Abb.1: Der H1 -Detektor im Längs- und Querschnitt [HE 88]

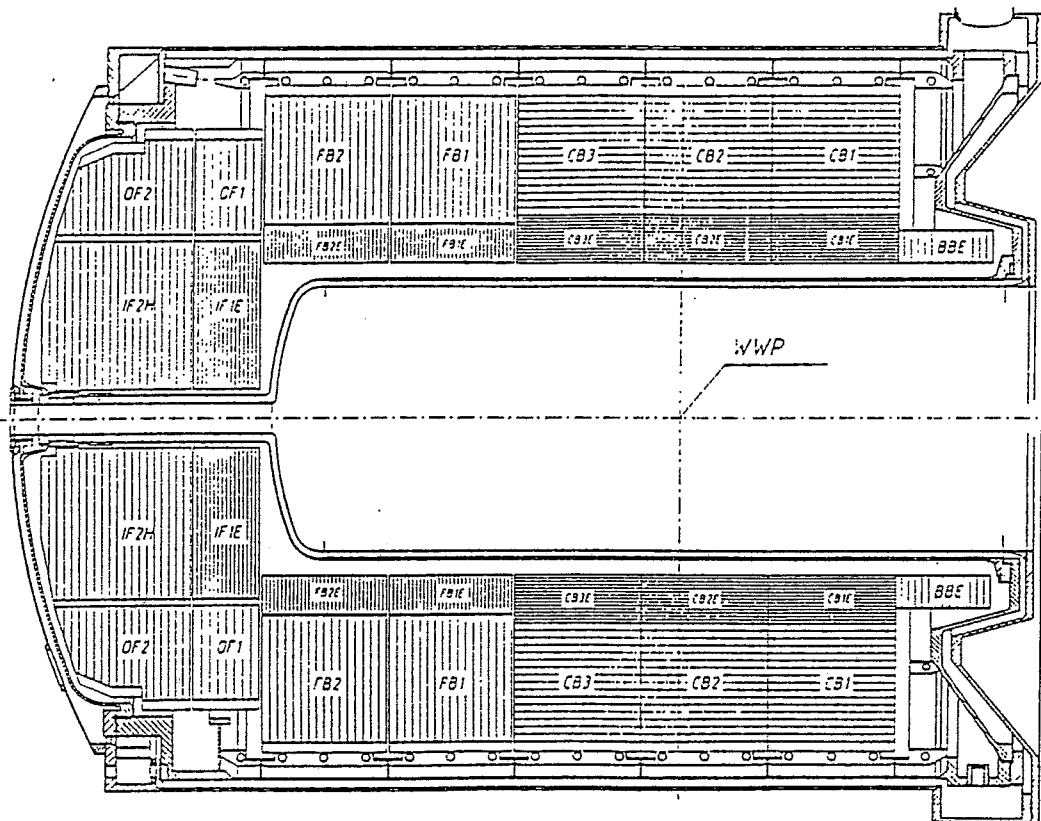


Abb.2: Das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors
im Querschnitt. Der Wechselwirkungspunkt ist
mit WWP gekennzeichnet. [H1 87]

In einem großen Raumwinkel und Energiebereich der primären Teilchen ist die Summe der Ladungspulse auf den einzelnen Platten zur Energie der Primärteilchen beim Eintritt in das Kalorimeter proportional. Durch Bestrahlung mit Teilchen bekannter Energie ist eine Eichung möglich. Aufgrund der poissonverteilten Anzahl der Teilchen eines Schauers ist die relative Energieauflösung $\sigma_E/E \sim 1/\sqrt{E}$.

Von essentieller Bedeutung für die Funktionstüchtigkeit des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist die Vermeidung einer Verunreinigung des Argons mit elektronegativen Substanzen. Diese lagern schon in kleinen Konzentrationen im ppm-Bereich Elektronen an und verringern dadurch deren mittlere freie Weglänge λ für Absorption beträchtlich [HO 76]. λ unterschreitet so schnell den Plattenabstand, was eine drastische Reduzierung des gemessenen Signals nach sich zieht.

Potentielle Quellen elektronegativer Verunreinigungen sind alle im Kalorimeter verbauten Materialien, die in Kontakt mit dem flüssigen Argon stehen. Da der Kryostat, der das Kalorimeter aufnimmt, für lange Zeit zugeschweißt wird, ist es unabdingbar, die Materialien, die im Kalorimeter genutzt werden sollen, zuvor auf von ihnen ausgehende elektronegative Verunreinigungen zu testen.

Frühere Untersuchungen [DE 78] haben gezeigt, daß der Test von Materialien im flüssigen Argon wegen des nicht zu verhindernden Eindringens von Sauerstoff in die Meßapparatur nicht realisierbar ist. Ziel dieser Arbeit ist es daher, eine Apparatur zu entwickeln, die es ermöglicht, in der Gasphase zu testen, ob von einem Material elektronegative Substanzen abdampfen. Der Nachteil dieses Verfahrens ist, daß sich aus den in der Gasphase gewonnenen Resultaten nicht unmittelbar auf die Stärke der Wirkung der Verunreinigungen im Flüssig-Argon-Kalorimeter schließen läßt. Aufgrund der um einen Faktor 10^3 unterschiedlichen Teilchendichten und der großen Differenz zwischen den elektrischen Feldstärken von ca. 30V/mm in der Gasdriftstrecke und 1000 V/mm zwischen den Elektroden im Kalorimeter, verläuft die Elektronenanlagerung nämlich nach in beiden Fällen unterschiedlichen Prozessen [Abschnitt 3.1.1].

Zusätzlich ist der große Unterschied zwischen der Temperatur $< -186^\circ\text{C}$ des flüssigen Argons im Kalorimeter und der Zimmertemperatur, bei der der Test der Materialien erfolgt, zu beachten. Die Geschwindigkeit der Desorption [Gleichung <2.2.-1>] und der Sättigungsdampfdruck eventueller Verunreinigungen sind im flüssigen Argon wesentlich kleiner als in der Gasphase, so daß sich aus den Messungen bestenfalls eine obere Grenze für die Gefährdung der Funktionstüchtigkeit des Kalorimeters abschätzen läßt.

2. Das Prinzip des Testverfahrens

Das entwickelte Testverfahren ermöglicht festzustellen, ob und in welchem Maße von der Oberfläche eines zu untersuchenden Materials Substanzen abdampfen, die in der Lage sind, in einem Argon/Methan-Gemisch freie Elektronen anzulagern. In reinem Argon/Methan findet Elektronenanlagerung nicht statt [LE 82].

2.1. Elektronenverlust und Pulshöhenverhältnis R

Unter dem Einfluß eines homogenen elektrischen Feldes \vec{E} bewegen sich freie Elektronen in Gasen makroskopisch mit konstanter Geschwindigkeit v_D , der sogenannten Driftgeschwindigkeit, entgegen der Richtung von \vec{E} . v_D hängt stark von den Gasbestandteilen und von dem Quotienten E/P aus Feldstärke E und Druck P ab. Für nähere Erläuterungen hierzu sei auf Abschnitt 4.2.1. verwiesen.

Sind elektronegative Substanzen im Gas enthalten, so wird ein Teil der freien Elektronen an diese angelagert und kann daher nicht mehr nachgewiesen werden. Die zeitliche Abnahme $-\dot{N}$ der Anzahl N freier Elektronen ist zu N proportional. Wenn bei $t=0$ N_0 freie Elektronen vorhanden sind, so sind es nach einer Driftzeit t_D , in der die Elektronen den Weg $l = v_D \cdot t_D$ zurücklegen also nur noch

$$N(t_D) = N_0 \cdot e^{-A \cdot t_D} = N_0 \cdot e^{-A \cdot l / v_D} \quad \langle 2.1. -1 \rangle$$

freie Elektronen. Die Konstante A kann als Anlagerungsrate interpretiert werden.

Da sich die Anzahl der Elektronen experimentell absolut nur schwer messen läßt, wurde ein Verfahren benutzt, das mit einer Vieldrahtproportional-kammer die Bestimmung des relativen Elektronenverlustes bei der Drift über eine bestimmte Strecke ermöglicht.

Durch Ionisation des Gases mit γ -Strahlen entstehen pro Photon N_0 freie Elektronen. Diese läßt man über zwei unterschiedlich lange Driftwege l_1 und $l_2 > l_1$ in einem homogenen elektrischen Feld \vec{E} zu einer Vieldrahtproportional-kammer driften, die zu den Anzahlen N_1 und N_2 der verbliebenen Elektronen proportionale Pulshöhen PH_1 und PH_2 liefert. Demnach gilt für das Pulshöhenverhältnis R :

$$R := \frac{PH_2}{PH_1} = \frac{N_2}{N_1} = e^{-A \cdot (l_2 - l_1) / v_D} \leq 1 \quad \langle 2.1. -2 \rangle$$

Der relative Elektronenverlust ist damit durch $1-R$ gegeben. In reinem Argon ist $R=1$.

2.2. R bei geschlossenem Gaskreislauf und die Lebensdauer τ

Der Test der Proben erfolgt in einem geschlossenen Gaskreislauf, nachdem zuvor das Gefäß durch Evakuierung und spülen mit sauberem Gas gereinigt wurde. Die Probe verunreinigt nun eventuell das Gas durch Ausgasen (Desorption) elektronegativer Substanzen, so daß das gemessene Pulshöhenverhältnis R, das zu Beginn bei 1 liegt im Laufe der Zeit auf immer kleinere Werte sinkt.

Das erwartete zeitliche Verhalten von R ergibt sich wie folgt: Die Verunreinigungen dampfen solange von der Probenoberfläche ab und werden teilweise wieder adsorbiert, bis ihr Dampfdruck p_v einen temperaturabhängigen Sättigungswert erreicht hat, bei dem die Raten von Adsorption und Desorption gleich sind. In dem Zeitraum, in dem p_v noch weit unterhalb seines Sättigungswertes liegt, findet fast nur Desorption statt. Die Desorptionsgeschwindigkeit dN_f/dt ist gegeben durch [HA 74]

$$\frac{dN_f}{dt} = -\Gamma \cdot N_f \cdot e^{-E_D/kT}, \quad \langle 2.2.-1 \rangle$$

mit N_f = Anzahl der Verunreinigungsmoleküle auf der Probeoberfläche,

Γ = Konstante > 0 .

E_D = Aktivierungsenergie für Desorption = O (10 Kcal) pro mol,

k = Boltzmann-Konstante und

T = absolute Temperatur.

Integration von Gleichung $\langle 2.2.-1 \rangle$ liefert

$$N_f(t) = N_{f,0} \cdot e^{-\Gamma' \cdot t}, \quad \langle 2.2.-2 \rangle$$

mit $N_{f,0} = N_f(t=0)$ und $\Gamma' = \Gamma \cdot e^{-E_D/kT}$.

Die Anzahl N_g der nach der Zeit t in die Gasphase übergetretenen Verunreinigungen ist also

$$\begin{aligned} N_g(t) &= N_{f,0} - N_f(t) = N_{f,0} \cdot (1 - e^{-\Gamma' \cdot t}) \\ &\approx N_{f,0} \cdot \Gamma' \cdot t \quad \text{für } \Gamma' \cdot t \ll 1. \end{aligned} \quad \langle 2.2.-3 \rangle$$

Aus $A \sim N_g$, den Gleichungen $\langle 2.1.-2 \rangle$ und $\langle 2.2.-3 \rangle$ sowie der Randbedingung $R(t=0) = 1$ folgt schließlich

$$R(t) = e^{-t/\tau}, \quad \tau = \text{Lebensdauer}. \quad \langle 2.2.-4 \rangle$$

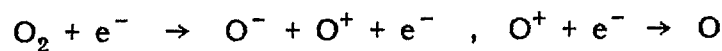
Je kürzer die mit einer Probe gemessene Lebensdauer τ ist, desto schlechter ist das Material für das Flüssig-Argon-Kalorimeter geeignet.

3. Die Theorie der Elektronenanlagerung in Gasen

Eine umfassende Darstellung der Theorie der Elektronenanlagerung in Gasen ist im Rahmen dieser Diplomarbeit kaum möglich und auch wenig zweckdienlich, da die chemische Zusammensetzung der zu untersuchenden Proben in der Regel unbekannt ist. Insbesondere ist nicht bekannt, welche elektronegativen Substanzen hohen Gasdrucks in großen Mengen den Materialien beigelegt sind. In diesem Kapitel wird daher nur die Elektronenanlagerung an Sauerstoff in Argon/Methan behandelt, ein Effekt, der als Test der Funktionsfähigkeit der Apparatur genutzt wurde. Eine Zusammenstellung von Literatur über bisher gewonnene theoretische und experimentelle Erkenntnisse über die Elektronenanlagerung in Gasen findet sich in [HU 88].

3.1. Das Bloch-Bradbury-Herzenberg-Modell (BBH-Modell)

Die mittlere Energie ϵ von Elektronen in einer Driftstrecke liegt i.a. weit unterhalb der Schwelle $E_{\text{Dis}} = 4,6 \text{ eV}$ für die Dissoziation eines O_2 -Moleküls. Daher ist Elektronenanlagerung nach dem Prozeß



unter den Bedingungen ausgeschlossen, unter denen für diese Arbeit experimentiert wurde.

Ein Modell, das Elektronenanlagerung unterhalb von E_{Dis} beschreibt, wurde 1935 von F. Bloch und N.E. Bradbury [BL 35] vorgeschlagen und 1969 von A. Herzenberg [HE 69] überarbeitet. Nach diesem kurz BBH-Modell genannten Modell verläuft die Anlagerung an O_2 in einem Trägergas T in 2 Schritten:

1. Das Elektron bildet mit einem Sauerstoffmolekül einen angeregten Zustand O_2^{-*} mit einer Lebensdauer $> 10^{-12} \text{ s}$:



2. O_2^{-*} verliert seine Anregungsenergie. Hierfür gibt es 3 konkurrierende Prozesse:

- a) O_2^{-*} zerfällt spontan unter Abgabe des Elektrons:



Hierbei findet Elektronenanlagerung effektiv nicht statt.

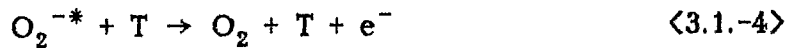
b) O_2^{-*} wird durch Aussendung eines Photons stabilisiert.



Hiernach ist das Elektron fest an Sauerstoff angelagert.

c) O_2^{-*} stößt mit einem Molekül T des Trägergases, was eine der beiden folgenden Reaktionen auslöst:

1. Das Elektron wird freigesetzt:



2. T übernimmt die Anregungsenergie von O_2^{-*} , welches dann im Grundzustand stabilisiert wird:



Elektronenanlagerung findet nur dann statt, wenn $\langle 3.1.-1 \rangle$ gefolgt von $\langle 3.1.-3 \rangle$ oder $\langle 3.1.-5 \rangle$ abläuft. Bei Drucken $\gg 1$ Torr, wie sie in Driftkammern üblich sind, ist $\langle 3.1.-3 \rangle$ verglichen mit $\langle 3.1.-4 \rangle$ und $\langle 3.1.-5 \rangle$ sehr unwahrscheinlich, da dann die Gasmoleküle sehr häufig miteinander kollidieren. Ob $\langle 3.1.-4 \rangle$ oder $\langle 3.1.-5 \rangle$ stattfindet, hängt von der Art des Trägergases ab. Mehratomige Gase haben eine Vielzahl von Vibrations- und Rotationsanregungsniveaus, so daß sie die Energie von O_2^{-*} übernehmen können. Ist T ein Edelgas, kommt es wegen der fehlenden Anregungsmöglichkeiten nicht zur Elektronenanlagerung. In einem Gasgemisch wie Ar/CH₄ können beide Reaktionen auftreten, je nachdem, auf welchen Bestandteil das angeregte Sauerstoffion trifft.

3.2. Der Anlagerungskoeffizient

Das BBH-Modell gestattet eine Vorhersage zur Abhängigkeit der Elektronenanlagerung von äußeren Parametern. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\langle 3.1.-1 \rangle$ ist proportional zu $1/\epsilon$, wobei ϵ die mittlere Energie der Elektronen ist [BA 82], die mit der Stärke des reduzierten elektrischen Feldes E/p wächst. Die in Gleichung $\langle 2.1.-1 \rangle$ definierte Anlagerungsrate A wird also mit steigendem E/p kleiner. Zudem ist die Rate von $\langle 3.1.-1 \rangle$ und damit auch $A \sim P(O_2)$, dem Partialdruck des Sauerstoffs. Da Elektronenanlagerung in Driftkammern nur dann eintritt, wenn auf Reaktion $\langle 3.1.-1 \rangle$ Reaktion $\langle 3.1.-5 \rangle$ folgt, deren Rate proportional zum Partialdruck $P(T)$ des Trägergases ist, gilt $A \sim P(T)$ und damit $A \sim P(O_2) \cdot P(T)$. In [HU 88] wurde der Anlagerungskoeffizient $C_{O_2,T}$ eingeführt:

$$C_{O_2,T} := \frac{A}{P(O_2) \cdot P(T)} \quad \langle 3.2.-1 \rangle$$

$C_{O_2,T}$ ist ein nur noch von E/p abhängender für jedes Trägergas charakteristischer Wert.

Es sei darauf hingewiesen, daß nach [HU 88] auch in Gemischen aus Edelgasen und mehratomigen Gasen, wie z.B. Ar/CH₄, P(T) durch die Summe der Partialdrücke aller Trägergaskomponenten gegeben ist, da alle Komponenten entweder konstruktiv nach <3.1.-5> oder destruktiv nach <3.1.-4> zur Anlagerungsrate A beitragen. $C_{O_2,T}$ hängt daher stark vom Mischungsverhältnis ab und ist zu diesem nicht proportional.

4. Grundlagen zum Aufbau der Meßapparatur

In diesem Kapitel sollen physikalische Grundlagen, die zum Verständnis von Funktion und Aufbau des Gasteststandes unerlässlich sind, in kurzer Form dargestellt werden. Eine ausführlichere Abhandlung findet man in [SA 77]. In Abschnitt 4.1. werden zunächst die physikalischen Abläufe behandelt, die zur Erzeugung der benötigten freien Elektronen mit Hilfe von Photonen führen. Abschnitt 4.2. stellt dann das Verhalten der Elektronen auf ihrem Weg im homogenen elektrischen Feld zur Vieldrahtproportionalzählkammer dar, deren Funktionsweise schließlich in Abschnitt 4.3. erläutert wird.

4.1. Die Ionisation von Gasen mit Photonen

Es gibt drei fundamentale Prozesse, nach denen Photonen in Materie absorbiert werden können, nämlich den Photoeffekt, die Compton-Streuung und die Elektron-Positron-Paarproduktion. Ein einzelnes Photon kann nur nach einem dieser drei Prozesse absorbiert werden. Die Wahrscheinlichkeiten, mit denen die einzelnen Prozesse stattfinden, hängen stark von der Photonenenergie E_γ und von der Art des Absorbermaterials ab. In diesem Experiment wurde mit Photonen mit Energien von 3 KeV bis 25 KeV gearbeitet. Für Werte von E_γ bis zu einigen 10 KeV dominiert in Argon der Photoeffekt. Im Gegensatz zu den beiden anderen Prozessen soll er daher näher erklärt werden.

Ein Photon der Energie E_γ schlägt ein Elektron aus einer Schale j der Hülle eines Atoms heraus. Das emittierte primäre Elektron erhält die Energie

$$E_{PE} = E_\gamma - E_j, \quad \langle 4.1. - 1 \rangle$$

wobei E_j die Bindungsenergie des Elektrons in der Schale j ist. Das somit ionisierte Atom befindet sich wegen der Lücke in der Schale j in einem angeregten Zustand, den es durch zwei konkurrierende Prozesse wieder verlassen kann:

1. Fluoreszenz: Ein Elektron aus einer Schale i mit $E_i < E_j$ füllt die Schale j unter Aussendung eines Fluoreszenz-Photons der Energie

$$E_{F\gamma} = E_j - E_i \quad \langle 4.1. - 2 \rangle$$

auf. Dieses Photon wird dann seinerseits absorbiert.

2. Auger-Effekt: Nach mehreren Elektronenübergängen zwischen den Schalen mit Energie $\leq E_j$ werden ein oder mehrere Auger-Elektronen stahlungsfrei mit diskreten Energien emittiert, deren Summe E_{AE} gerade unterhalb von E_j liegt.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der die Fluoreszenz stattfindet, heißt Fluores-

zenausbeute. Ihr Wert hängt vom Typ des Atoms ab, an dem der Photoeffekt stattfindet und wird für Argon von verschiedenen Autoren mit 14% [BE 81] bzw. 15% [SA 77] angegeben.

Bei γ -Energien im KeV-Bereich ist für Argon $j=K$ und $i=L$. In dem der Primärionisation folgenden Prozeß wird entweder ein Fluoreszenzphoton mit der der ArK_{α} -Linie entsprechenden Energie $E_{F\gamma}=3\text{ KeV}$ emittiert, oder ein Auger-Elektron mit 3,2 KeV.

Das Primärelektron und das Auger-Elektron haben mit einigen KeV relativ niedrige Energien, die sie durch mehrfache Ionisation der Gasatome in der äußersten Schale verlieren. Sie setzen so eine ihrer Energie proportionale Anzahl $N_{E,A}$ von Elektronen frei. Tritt der Auger-Effekt auf, gilt also:

$$N_{E,A} \sim E_{PE} + E_{AE} \approx E_{\gamma} \quad \langle 4.1.-3 \rangle$$

Die Fluoreszenz führt in mit Argon betriebenen Proportionalkammern zu einem besonderen Phänomen, dem sogenannten Escape-Peak (engl.: to escape = entkommen). Die Fluoreszenz-Photonen nämlich haben in Argon unter Normalbedingungen aufgrund ihrer knapp unterhalb der K-Kante liegenden Energie ein mittlere Reichweite von $\approx 10\text{ cm}$ und entkommen daher mit sehr großer Wahrscheinlichkeit aus dem Volumen des Detektors [Abb.15]. In diesem Fall gilt also für die Anzahl $N_{E,F}$ der insgesamt freigesetzten Elektronen

$$N_{E,F} \sim E_{PE} = E_{\gamma} - 3\text{ KeV}. \quad \langle 4.1.-4 \rangle$$

Die Vieldrahtproportionalkammer, die ein der Elektronenzahl proportionales Signal erzeugt [Abschnitt 4.3.], liefert daher zwei Maxima, einen „Full-Peak“ entsprechend einer Energie E_{γ} und den „Escape-Peak“ 3 KeV darunter. Mit einer Fluoreszenzausbeute von 14,5% sollte die Zählrate unter dem Escape-Peak 17% der Zählrate unter dem Full-Peak betragen.

4.2. Drift und Diffusion geladener Teilchen in Gasen

In einem homogenen elektrischen Feld \vec{E} bewegen sich geladene Teilchen in Gasen mit einer im zeitlichen Mittel konstanten Geschwindigkeit, der Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D , parallel zu \vec{E} . Überlagert ist dieser Bewegung als Diffusion eine zeitliche Verbreiterung der Verteilung der geladenen Teilchen im Raum. Sie findet auch im feldfreien Raum statt, wird aber im elektrischen Feld qualitativ und quantitativ verändert.

4.2.1. Drift im homogenen elektrischen Feld

Durch das elektrische Feld werden die geladenen Teilchen solange beschleunigt und gewinnen Energie, bis sie mit einem Atom kollidieren. Bei diesem Stoßprozeß verlieren sie einen Teil $\Delta\epsilon$ ihrer Energie ϵ . Überschreitet ϵ nicht den Wert der minimalen Energie für Ionisation von je nach Gasart 10

bis 20 eV, so stellt sich zwischen dem Energiegewinn im elektrischen Feld und dem Energieverlust bei den Stößen makroskopisch ein Gleichgewicht ein, was makroskopisch zu einer zeitlich konstanten Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D der geladenen Teilchen im Gas führt. Bei konstanter Temperatur gilt:

$$v_D = \mu \cdot p_0 \cdot \frac{E}{p},$$

- mit μ = gas- und teilchenartabhängige Beweglichkeit
 p_0 = Normaldruck = 1013 mbar
 p = tatsächlicher Druck des Gases

Im weiteren muß zwischen der Art der geladenen Teilchen unterschieden werden. Während ionisierte Atome oder Moleküle, kurz Ionen, eine von der reduzierten Feldstärke E/p unabhängige Beweglichkeit μ^+ besitzen, zeigen die Werte für die Beweglichkeit μ^- der Elektronen eine ausgeprägte Abhängigkeit von E/p und liegen zudem aufgrund des hohen Masseunterschiedes zwischen Ionen und Elektronen um einen Faktor 10^2 bis 10^3 über den Werten von μ^+ . Dieser Unterschied ist für den Betrieb von Vieldrahtproportionalkammern [Abschnitt 4.3.] von Bedeutung.

Schon geringfügige Änderungen der Gaszusammensetzung können μ und damit v_D gravierend verändern. Abb.3 zeigt v_D von Elektronen in reinem Argon und in Methan in Abhängigkeit von E unter Normalbedingungen. In Argon re-

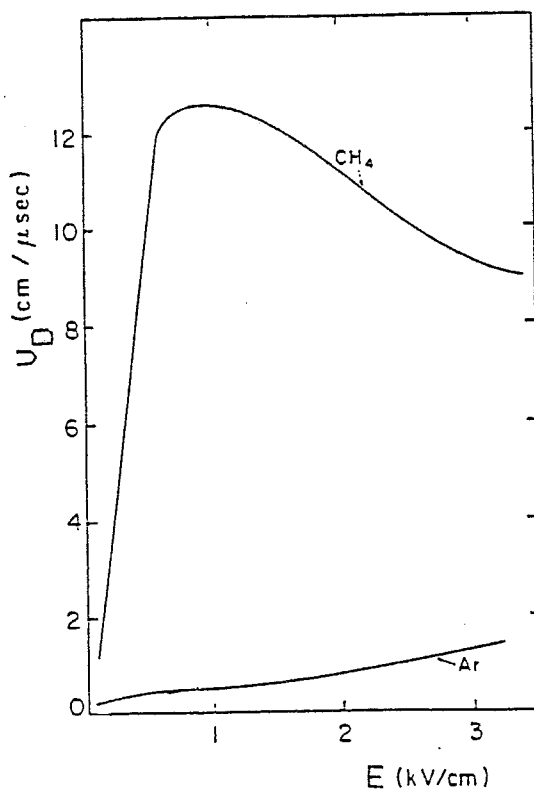


Abb.3: Elektronendriftgeschwindigkeit v_D in Argon und in Methan in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E [SA 77]

gistriert man außer einem schwachen Anstieg kaum eine Änderung von v_D mit E . Dagegen zeigt Methan nach einem steilen Anstieg auf $v_D \approx 12 \text{ cm}/\mu\text{s}$ bei $E \approx 1 \text{ KV}/\text{cm}$ ein Maximum, um dann auf einen konstanten Wert von etwa $8 \text{ cm}/\mu\text{s}$ abzufallen. Für Mischungen aus beiden Gasen in verschiedenen Verhältnissen sind die Driftgeschwindigkeiten in Abb.4 dargestellt. Bemerkenswert ist, daß bereits ein Zusatz von 66 ppm Methan zu reinem Argon eine deutliche Änderung von v_D bewirkt.

Der Gasteststand wird mit einer Ar/CH_4 -Mischung im Verhältnis 90/10 betrieben. Da einige der zu testenden Materialien Wasser aufnehmen und dieses dann im Verlauf der Tests teilweise abgeben, kommt es gelegentlich zu Wasserkonzentrationen von bis zu einigen 100 ppm im Driftbereich. Abb.5 zeigt die Abhängigkeit von v_D in Ar/CH_4 (90/10) von E/p für verschiedene Wassergehalte. Man erkennt, daß Wasser mit steigender Konzentration die Driftgeschwindigkeit reduziert und daß diese Reduktion im Bereich hoher Werte von E/p abnimmt, wo die Kurven zusammenlaufen. Um wassergehaltabhängige Driftzeiten zu vermeiden, wurde der „Arbeitspunkt“ der Driftstrecke des Teststandes in diesen Bereich gelegt [Abschnitt 5.2.1.].

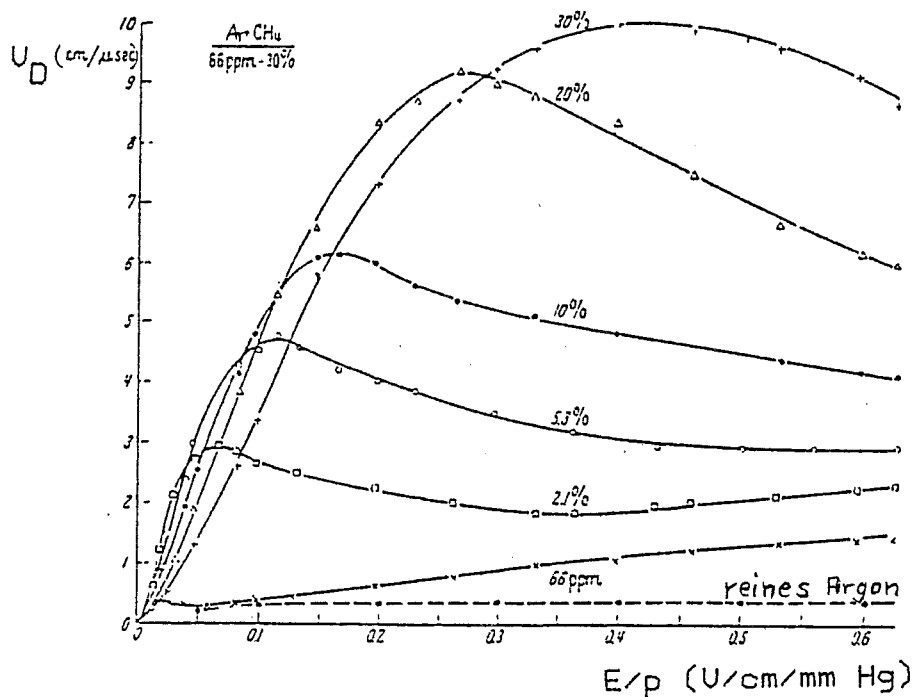


Abb.4: Elektronendriftgeschwindigkeit v_D in Argon mit Methanzusätzen in verschiedenen Anteilen in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke E/p

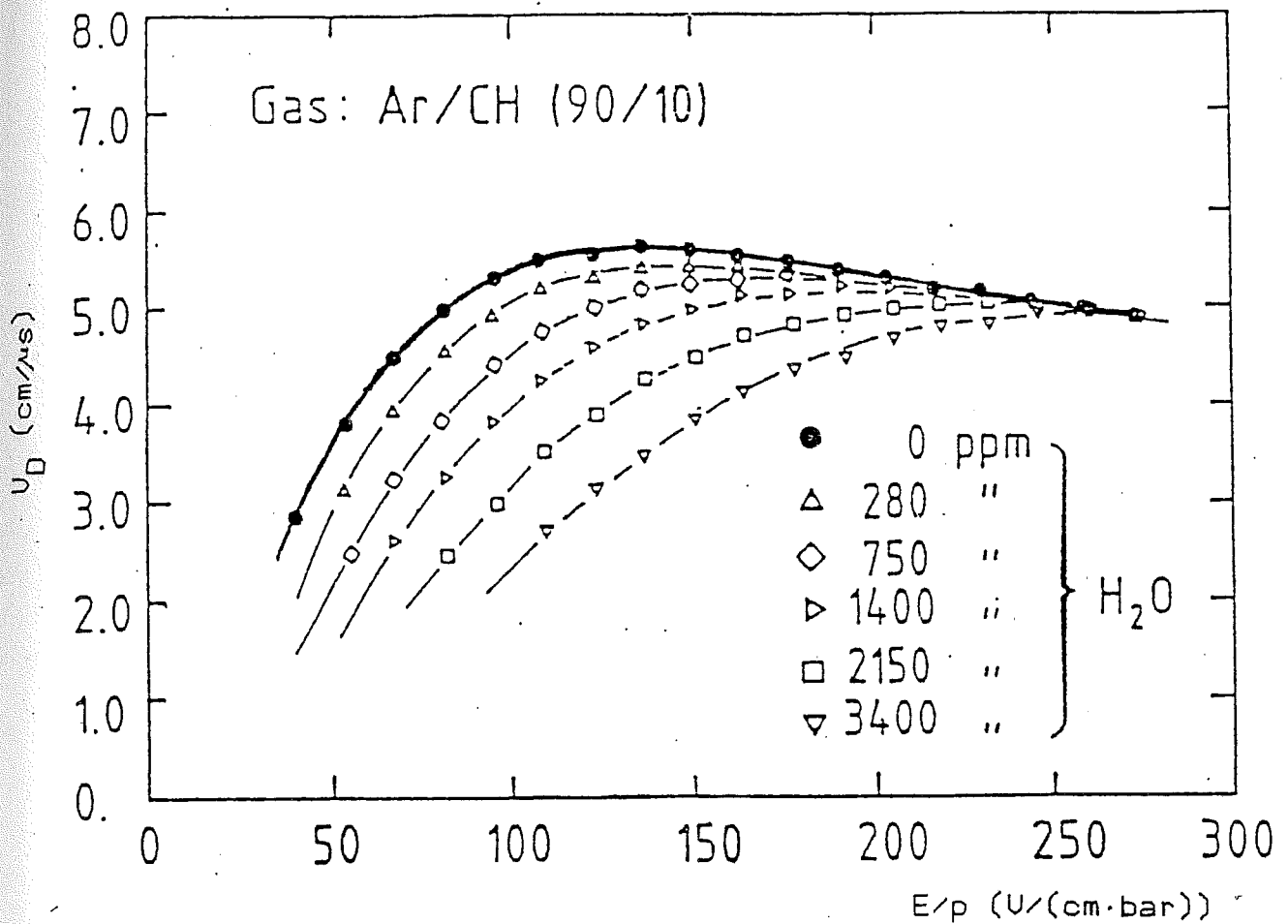


Abb.5: Driftgeschw. in Ar/CH₄ in Abhängigkeit von E/P und der H₂O-Konzentration [HU 88].

4.2.2. Diffusion im homogenen elektrischen Feld

Auch ohne den Einfluß eines elektrischen Feldes verbreitert sich eine Verteilung von geladenen Teilchen mit der Zeit. Durch die thermische Energie der geladenen Teilchen und der Gasatome kommt es zu einer Vielzahl von Streuprozessen, infolge deren sich die geladenen Teilchen im feldfreien Raum isotrop ausbreiten. Für eine zur Zeit $t_0=0$ am Ort $\vec{r}=\vec{0}$ lokalisierte Verteilung N geladener Teilchen beträgt bei Diffusion in einer Koordinate x nach einer Zeit t die Anzahl dN der Elektronen, die sich im Intervall $(x, x+dx)$ befinden

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi D \cdot t}} \cdot e^{-(x^2/4Dt)} dx. \quad \langle 4.2. -2 \rangle$$

Die Konstante D heißt Diffusionskoeffizient. Die Ladungsverteilung verhält

sich also wie eine zeitlich zerfließende Gaußverteilung. Für deren zeitabhängige Standardabweichung σ_x gilt

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}. \quad \langle 4.2. -3 \rangle$$

Da die mittlere thermische Geschwindigkeit $u = \sqrt{3KT/m}$ und damit proportional zu $1/\sqrt{m}$ ist, nimmt D mit der Masse m der geladenen Teilchen ab und ist daher für Elektronen wesentlich größer als für Ionen.

In einem homogenen elektrischen Feld ändert sich das Diffusionsverhalten gegenüber dem feldfreien Fall. Die Isotropie wird durch die ausgezeichnete Feldrichtung gestört. Für die nun relevanten longitudinalen und transversalen Diffusionskoeffizienten D_L und D_T gilt $D_T \approx D$ aber $D_L \neq D$. In Abb.6 ist D_L/D gegen E/p für Ar/CH₄ (90/10) aufgetragen. Für den Gasteststand ist aller-

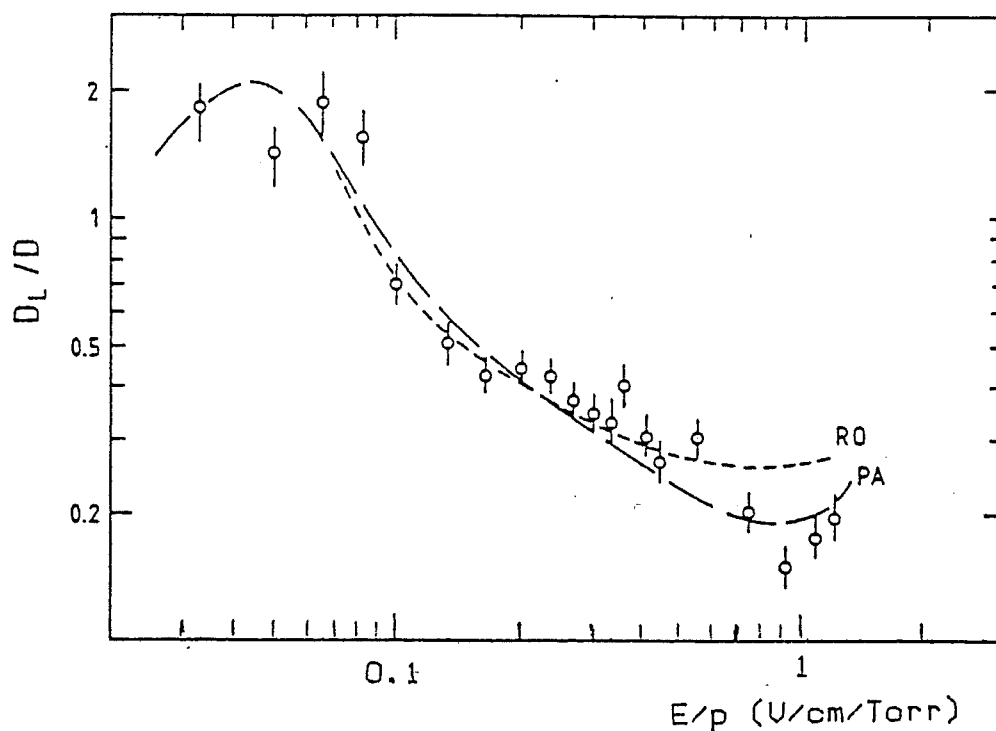


Abb.6: D_L/D in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke E/p für Elektronen in Ar/CH₄ (90/10).
[SC 80] (Meßpunkte), [PA 80], [RO 72] (gerechnete Kurven).

dings nur die transversale Diffusion von Bedeutung; sie hat Einfluß auf die Formgebung der Elektroden, die das Feld im Driftbereich erzeugen [Abschnitt 5.2.1.1. Der hier relevante Wert der Standardabweichung beträgt nach einer Drift über 15 cm $\sigma_{15\text{ cm}} = 2,4\text{ mm}$ IPE 761.

4.3. Die Vieldrahtproportionalkammer

Eine Vieldrahtproportionalkammer liefert bei Ionisierung des Kammergases mit Photonen ein der Anzahl der Primärelektronen proportionales Signal. Auch ist es mit ihr möglich, den Weg, den ein geladenes Teilchen durch ihr Volumen zurücklegt, zu rekonstruieren. Diese Option ist im Fall der Vieldrahtproportionalkammer des Gasteststandes allerdings ohne Bedeutung. Erstmals wurde eine Vieldrahtproportionalkammer von G. Charpak [CH 68] eingesetzt. Inzwischen gibt es viele Varianten davon.

Allgemein besteht eine Vieldrahtproportionalkammer aus einer meist periodischen Anordnung von Signaldrähten, an denen eine Hochspannung von einigen KV liegt, und die von auf niedrigerem Potential liegenden Drähten oder Platten umgeben sind. Die Geometrie und die Potentiale sind so gewählt, daß in der Nähe der Signaldrähte um diese herum ein zylindersymmetrisches elektrisches Feld \vec{E} entsteht mit $E \sim 1/r$, wobei r der Abstand von der Mitte des jeweiligen Signaldrahtes ist. Durch die Verwendung dünner Drähte von wenigen $10 \mu\text{m}$ Durchmesser lassen sich in Drahtnähe sehr hohe Feldstärken erzeugen. Das Volumen, in dem sich die Elektroden befinden, ist mit einem Gas der Teilchendichte N auf einen Druck p gefüllt.

Elektronen, die in das Volumen einer Vieldrahtproportionalkammer gelangen, driften zunächst unter dem Einfluß von \vec{E} mit wachsender Geschwindigkeit auf einen der Signaldrähte zu. Nahe genug am Draht wird E so groß, daß die Energie der Elektronen ausreicht, das Gas zu ionisieren. Durch Sekundärionisation entsteht wie in den bekannten Proportionalzählrohren um den Signaldraht herum eine Lawine von Elektronen, die Townsendlawine. Die Anzahl n der Elektronen, die schließlich zu einem Ladungspuls auf den Signaldrähten führen, ist um einen Faktor M größer als die Anzahl n_0 der ursprünglich vorhanden gewesenen Elektronen. M heißt Gasverstärkung und ist stark abhängig von der geometrischen Anordnung der Elektroden, den Potentialen, auf denen diese liegen, der Gaszusammensetzung und der Teilchendichte der Gasatome / -moleküle.

Die Gasverstärkung M beträgt je nach Kammertyp und Betriebsbedingungen einige 10^2 bis 10^8 . Im Bereich $M > 10^4$ allerdings ist die Proportionalität zwischen n_0 und n gestört, da insbesondere bei großen n_0 und bei hohen Raten von Primärelektronen eine aus den nur langsam zur Kathode driftenden Ionen bestehende positive Raumladung die Kathode abschirmt und dadurch die effektive Feldstärke in der Nähe des Signaldrahtes abnimmt. Dieser Arbeitsbereich heißt Bereich begrenzter Proportionalität oder Semiproportionalbereich.

Abb.7 zeigt an einem Beispiel die Abhängigkeit der Gasverstärkung M in einer Drahtkammer von der an den Signaldrähten anliegenden Hochspannung U_x . Bei sehr niedrigen Werten von U_x rekombinieren die erzeugten primären Elektron-Ion-Paare bevor die Elektronen den Signaldraht erreichen, so daß kein nennenswerter Ladungspuls am Signaldraht entsteht. Hieran schließt sich ein Bereich an, in dem die Primärelektronen nicht genügend Energie gewinnen, um ihrerseits das Gas zu ionisieren, was zu einem von U_x unabhängigen Sig-

nal führt. Bei einer Schwelle U_s setzt die Gasverstärkung ein und steigt dann exponentiell mit U_k an, um schließlich aufgrund des Raumladungseffektes einen Sättigungswert von etwa 10^8 zu erreichen. Hier beginnt der Geiger-Müller-Bereich, der nach oben durch die Durchbruchspannung begrenzt wird, oberhalb der eine kontinuierliche Gasentladung im Kammervolumen einsetzt.

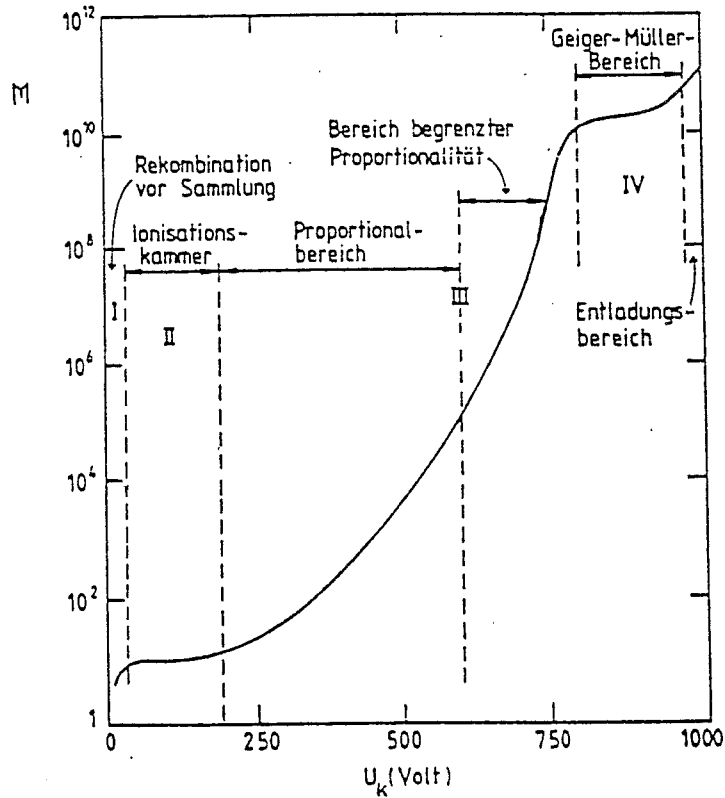


Abb.7: Gasverstärkung M einer Drahtkammer in Abhängigkeit von der Hochspannung U_k , nach [PR 58].

Die Elektronenvervielfachung wird durch den sogenannten ersten Townsendkoeffizienten α beschrieben. α gibt die Anzahl der pro Länge erzeugten Elektron-Ion-Paare an und entspricht damit dem Reziproken der mittleren freien Weglänge für Ionisation. Der „reduzierte erste Townsendkoeffizient“ α/p ist in Abb.8 als Funktion der reduzierten Feldstärke E/p für einige Edelgase aufgetragen.

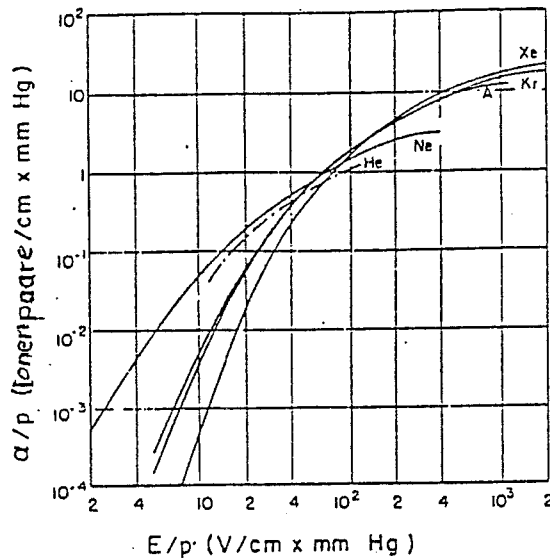


Abb.8: Reduzierter erster Townsendkoeffizient α/p als Funktion der reduzierten elektrischen Feldstärke E/p für verschiedene Edelgase. [BR 59]

Im Proportionalbereich erhält man für die Änderung dn der Elektronenanzahl n in einem Abstandsintervall der Länge dr vom Signaldraht [SA 77]

$$dn = n \cdot \alpha(r) \cdot dr \quad \langle 4.3.-4 \rangle$$

und für die Gasverstärkung

$$M := \frac{n(r_s)}{n_0} = e^{\int_{r_s}^{r_c} \alpha(r) dr}, \quad \langle 4.3.-5 \rangle$$

mit r_s = Signaldrahtradius,

r_c = Kritischer Abstand von der Mitte des Signaldrahtes,
wo die Lawinenbildung einsetzt.

Unter den Annahmen, daß $\alpha \sim$ Elektronenenergie ε , daß $\varepsilon = |\vec{E}|/\alpha$ und daß \vec{E} zwischen r_s und r_c zylindersymmetrisch zum Signaldraht ist, folgt aus Gleichung <4.3.-5> [KO 46]

$$M = e \sqrt{2kNE_c} \cdot r_s \sqrt{U_x/U_s} (\sqrt{U_x/U_s} - 1), \quad \langle 4.3.-6 \rangle$$

mit $k =$ gasabhängige Konstante $= 1,81 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{V}$ für reines Argon [KO 46],

$N =$ Teilchendichte des Argons,

$E_c = E(r_c) =$ elektr. Feldstärke, bei der die Lawinenbildung einsetzt.

Für $U_x \gg U_s$ wird $\sqrt{U_x/U_s} - 1 \approx \sqrt{U_x/U_s}$, und man erhält

$$M = e \sqrt{2kNE_c} \cdot \frac{r_s}{U_s} \cdot U_x \sim e U_x. \quad \langle 4.3.-7 \rangle$$

Gleichung <4.3.-7> liefert die Grundlage für einen Test, ob eine Drahtkammer tatsächlich im Proportionalbereich betrieben wird.

Prinzipiell kann eine Vieldrahtproportionalkammer mit jedem Gas betrieben werden, da bei ausreichender Hochspannung immer Gasverstärkung stattfindet. Edelgase haben allerdings den Vorzug eines aufgrund der wenigen Anregungszustände niedrigen Ionisationspotentials, wodurch die Gasverstärkung schon bei relativ niedrigen Hochspannungen eintritt. Aus Kostengründen bietet sich Argon als Zählgas an.

Reine Edelgase lassen aber nur geringe Gasverstärkungen zu. Bei der Neutralisation der positiven Ionen an der Kathode werden Photonen emittiert, die ihrerseits das Gas ionisieren und so eine weitere Townsendlawine entstehen lassen, was bei höheren Werten von M zu einer Dauerentladung führt. Schon ein geringer Zusatz eines mehratomigen Gases, wie z.B. Methan (CH_4), mit vielen Rotations- und Vibrationsniveaus bewirkt, daß diese Photonen absorbiert werden, ohne daß nachfolgend eine Lawine ausgelöst wird. Solche Gase bezeichnet man als Löschgase. Erst sie ermöglichen die Erhöhung der Gasverstärkung bis an die durch den Raumladungseffekt gegebene Grenze.

Die Auflösung a einer Vieldrahtproportionalkammer wird bei der Messung der Energie von Photonen durch die Poissonstatistik der Primärionisation nach unten begrenzt. Zusätzlich verschlechtern statistische Fluktuationen während der Ausbildung der Townsendlawinen, mechanische Toleranzen der Geometrie der Drähte und das elektronische Rauschen der Auslese-Elektronik die Auflösung in Abhängigkeit von der anliegenden Hochspannung. Die praktisch erreichten Werte von a liegen je nach Kammergeometrie, dem verwendeten Gasgemisch und der Elektronik zwischen 5% und 50%.

Der Gasteststand besteht aus zwei Komponenten, nämlich

1. der eigentlichen Testkammer, bestehend aus einer Driftstrecke mit zwei Positionen zur Placierung einer γ - Quelle und einer Vieldrahtproportionalkammer mit zugehöriger Auslese-Elektronik und
2. dem Gassystem, in das neben der Testkammer ein Behälter zur Aufnahme der zu untersuchenden Proben, Geräte zur Messung von Druck, O_2 - und H_2O -Konzentration, ein Pumpstand zur Evakuierung sowie die Frischgasversorgung aus einer Gasflasche und eine Gaswaschflasche integriert sind.

In den Abschnitten 5.1. und 5.2. werden beide Komponenten detailliert dargestellt. Abb.9 zeigt zur Veranschaulichung eine Photographie der Apparatur.

Abb.9: Photo der Apparatur

5.1. Das Gassystem

5.1.1. Überblick

Ein wesentliches Merkmal des Gasteststandes ist die Realisierung des in Kapitel 2 motivierten geschlossenen Gaskreislaufes während der Messungen. In ihm durchläuft das Gas nacheinander folgende Stationen:

1. eine Faltenbalgpumpe mit Metallbalg und Teflonlippenventilen zur Aufrechterhaltung des Kreislaufes, Pumpleistung = 1 l/min,
2. den Probenbehälter, einen im wesentlichen zylindrischen Edeltank mit einem Volumen von ca. 25 l, in den die zu untersuchenden Proben eingelegt werden, deren Ausgasprodukte dann in den Kreislauf gelangen; hier ist ein mechanisches Manometer installiert, das die Einstellung und Kontrolle des Betriebdruckes von 1100 mbar mit einer Genauigkeit von 5 mbar erlaubt,
3. die eigentliche Testkammer, bestehend aus einer Vieldrahtproportionalkammer mit darüber angeordneter Driftstrecke von 104 cm Länge, abgeschlossen durch eine zylindrische Haube aus Duran-50-Glas,
4. einen Sensor zur Messung der Wasserkonzentration und
5. einen Sensor zur Messung der Sauerstoffkonzentration.

Zusätzlich sind durch Ventile absperrbar folgende Elemente installiert:

1. eine Gasflasche mit Armatur bestehend aus Hochdruck-Manometer, Druckminderer, Niederdruck-Manometer und Nadel-Feinventil, angeschlossen zwischen Testkammer und H₂O-Sensor,
2. eine mit Pumpenöl gefüllte Gaswaschflasche, durch die im Spülbetrieb das Gas das System verläßt, ohne daß von außen Luft eindringen kann und
3. ein Pumpstand, bestehend aus einer Wälzkolbenpumpe, auch Rootspumpe genannt, und parallel dazu einer Turbo-Molekularpumpe, über 40 mm-Faltenbalgschläuche an Probenbehälter und Testkammer angeschlossen, zur Evakuierung.

Die Umwälzpumpe, die O₂- und H₂O-Sensoren sowie der Probenbehälter können durch Bypass-Leitungen umgangen werden.

Das gesamte Gassystem ist in Abb.10 schematisch dargestellt. Die fett gedruckten Linien markieren den geschlossenen Kreislauf während der Messungen.

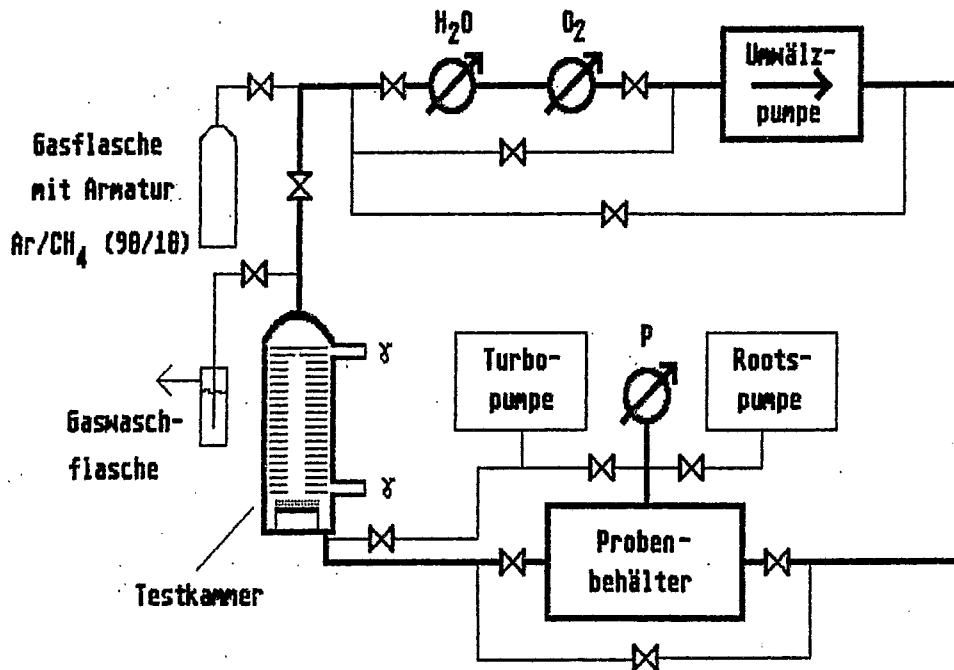


Abb.10: Das Gassystem

Der geschlossene Gaskreislauf während der Messungen von Proben ist fett dargestellt. Der Pfeil an der Umwälzpumpe gibt die Umlaufrichtung an.

Das Gesamtvolumen des Gassystems beträgt (55.7 ± 0.5) l. Dieser Wert gilt inklusive der Leitungen bei leerem Probenbehälter und unter Berücksichtigung des Volumens des in der Testkammer verbauten Materials.

Bei der Auswahl der Materialien für die Komponenten des Gassystems mußte berücksichtigt werden, daß von diesen keine Verunreinigungen in den Gaskreislauf gelangen dürfen. Deshalb wurden bevorzugt Metalle, wie Edelstahl, Kupfer und Messing sowie Glas und Keramik verwendet. Insbesondere Kunststoffe wurden gemieden, mit Ausnahme einiger unvermeidbarer Dichtringe aus Gummi, einiger Schraubgewindeabdichtungen und der Ventileinheit der Umwälzpumpe aus Teflon und zweier Fenster aus Kapton-Folie, durch die die Photonen der γ -Quelle in die Teststrecke gelangen.

Vor der Montage wurden alle Komponenten gründlich mit Alkohol gereinigt.

5.1.2. Leitungen und Ventile

Mit Ausnahme der 40 mm-Metall-Faltenbalgschläuche zum Anschluß der Vakuumpumpen wurden zur Verbindung der Komponenten des Gassystems im Interesse von Dichtigkeit und Sauberkeit Metallrohre gewählt. Die verwendeten Kupfer und Edelstahlleitungen weisen zwei unterschiedliche Querschnitte auf: 6 mm oder 8 mm Außendurchmesser bei einer Wandstärke von jeweils 1 mm. Mit einer Gesamtlänge der Leitungen von (10 ± 1) m und einem abgeschätzten mittleren Innendurchmesser von (5.0 ± 0.5) mm ergibt sich ein Volumen von (0.20 ± 0.04) l.

Die notwendigen Übergänge und Verzweigungen wurden durch kunststofffreie Metallverschraubungen mit Klemmring hergestellt, die optimale Dichtigkeit gewährleisten. Die verwendeten Ventile verfügten über Anschlüsse nach demselben Prinzip.

5.1.3. Der Probenbehälter

Zur Aufnahme der Proben dient ein zylindrischer Edelstahltank von 73 cm Innenlänge und 20 cm Grundflächendurchmesser. Die Zylinderachse liegt horizontal. Zur Integration in den Gaskreislauf sind durch eine Stirnfläche zwei 6 mm-Edahlstahlleitungen geführt, die unterschiedlich weit in den Probenbehälter hineinragen; eine endet 5 cm nach der Durchführung, die andere reicht bis 10 cm vor die gegenüberliegende Stirnfläche. Die Anschlüsse sind so installiert, daß im Spülbetrieb und während des geschlossenen Gaskreislaufes das Gas durch die kürzere Leitung in den Probenbehälter hineinströmt und durch die längere wieder heraus. Zum Beschicken des Probenbehälters kann die andere Stirnfläche durch Lösen von 8 Schrauben ohne großen Aufwand vollständig abgenommen werden. Zur Abdichtung dient ein O-Ring aus Gummi. Seitlich befindet sich auf halber Höhe des Zylindermantels ein Stutzen mit einem Flansch zum Anschluß von Vakuumbauteilen mit 40 mm Innendurchmesser. Hier sind zunächst ein Manometer und, durch Vakuumventile abtrennbar, zwei Vakuumpumpen installiert. Ein weiterer vorhandener größerer Stutzen wird nicht genutzt und bleibt ständig mit einem Blindflansch verschlossen. Das Volumen des Probenbehälters beträgt (25.1 ± 0.3) Liter.

5.1.4. Die Messung der Wasser- und Sauerstoffkonzentrationen

Wegen ihres bekanntermaßen starken Einflusses auf die Anzahl driftender freier Elektronen wurden die Konzentrationen von O_2 und H_2O während der Messungen ständig überwacht. Hierzu wurden zwei hochwertige Meßgeräte installiert, die die Konzentrationen direkt in der Einheit ppm (parts per million = Volumenteile pro 10^6 Volumenteilen insgesamt) anzeigen. Aufbau und Funktionsweise der Geräte werden nachfolgend beschrieben.

5.1.4.1. Das Wassermessgerät

Das Gerät bedient sich eines Ende der 40er Jahre von J. L. Shaw erfundenen Kapazitätssensors. Ein hochreiner Aluminiumdraht, der von einer hygroskopischen Schicht umgeben ist, bildet mit einem darauf aufgebrachteten porösen Goldfilm einen Zylinderkondensator. Einige der den Sensor umgebenden gasförmigen H_2O -Moleküle dringen durch die Poren des Goldfilmes in die das Dielektrikum bildende hygroskopische Schicht ein. Hier kondensieren sie, da in den sehr kleinen Poren des Goldfilmes ihre Brown'sche Molekularbewegung erheblich gebremst wird, sie also Energie verlieren. Es stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen dem gasförmigen H_2O außerhalb und dem kondensierten innerhalb des Sensors ein. Wegen der mit einem Wert von etwa 80 vergleichsweise hohen Dielektrizitätskonstante flüssigen Wassers hängt die Kapazität des Kondensators empfindlich vom Wassergehalt des Dielektrikums und daher vermittels des erwähnten Gleichgewichts auch vom Wassergehalt des den Sensor umgebenden Gases ab. Sie wird mit der Netzfrequenz von 50 bis 60 Hz gemessen und ihr Wert als Maß für den Wassergehalt benutzt.

Um zu gewährleisten, daß der Sensor nur auf Wasser empfindlich ist, ist die Größe der Poren des Goldfilmes so gewählt, daß ihn keine größeren als Wassermoleküle durchdringen können. Kleinere Gasmoleküle gelangen zwar in das Dielektrikum, kondensieren hier aber nicht, und wegen ihrer viel kleineren Dielektrizitätskonstante ist ihr Einfluß auf die Kapazität gegenüber dem des kondensierten Wassers vernachlässigbar.

Der Sensor und das Kapazitätsmeßgerät sind in zwei durch ein BNC-Kabel verbundenen Gehäusen untergebracht. Das Sensorgehäuse aus Edelstahl besitzt zwei Anschlüsse für 6 mm-Gasleitungen und kann so in das Gassystem integriert werden. Das Meßgerät verfügt über eine analoge Anzeige von Taupunkt in $^{\circ}C$ und Wasserkonzentration in ppm. Die Taupunktskala ist linear von $-80^{\circ}C$ bis $-20^{\circ}C$ geteilt und gilt für alle Betriebsdrücke, sogar bis in den Vakuumbereich. Die Konzentrationsskala dagegen ist logarithmisch von 1 bis 1000 ppm geteilt und gilt laut Hersteller nur beim normalen Atmosphärendruck von 1013 mbar. Obwohl die Messungen üblicherweise bei einem Druck von 1100 mbar erfolgten, wurden die Konzentrationsangaben des Gerätes ohne Korrektur übernommen, da ein Vergleich der Anzeigewerte bei 1000 und 1100 mbar keinen erkennbaren Unterschied lieferte.

Die Betriebstemperatur des Sensors muß zwischen -35 und $+40^{\circ}C$, aber über dem Taupunkt des Wassers im Gas liegen. Der Hersteller bescheinigt dem Gerät unter dieser Bedingung eine Genauigkeit von $\pm 3^{\circ}C$ Taupunkt oder ± 1 ppm, je nachdem, was größer ist.

Die Kalibrierung erfolgt in gewöhnlicher Atmosphärenluft; hier muß die Anzeigenadel mittels eines Potentiometers auf einen noch oberhalb der $-20^{\circ}C$ / 1000 ppm-Marken liegenden Eichstrich gestellt werden, was einer Justierung auf einen Taupunkt von $0^{\circ}C$ gleichkommt.

5.1.4.2. Das Sauerstoffmeßgerät

Der Sensor des Sauerstoffmeßgerätes besteht aus einer Blei-Sauerstoff-Batterie, deren Sauerstoffzufuhr durch eine Diffusionsbarriere vor der Kathode eingeschränkt wird. Über einen Widerstand wird der Ladestrom der Zelle gemessen, der proportional zur Konzentration des Sauerstoffs in dem an der Diffusionsbarriere vorbeiströmenden Gas ist.

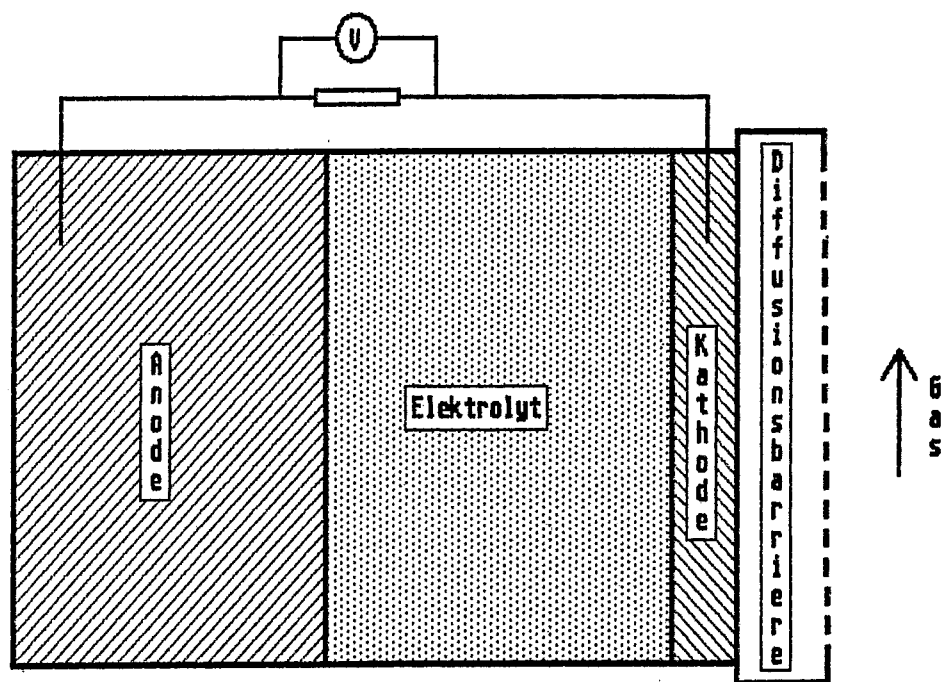
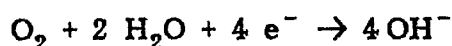
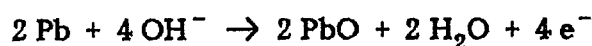


Abb.11: Skizze zur Funktion des Sauerstoffmeßgerätes

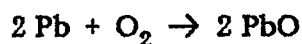
In Abb.11 ist der Aufbau des Sensors schematisch dargestellt. Das Gas strömt an der Diffusionsbarriere entlang. Ein Teil davon diffundiert durch sie hindurch zur Kathode, wo der in ihm enthaltene Sauerstoff zu Hydroxid-Ionen reduziert wird:



Die hierfür benötigten vier Elektronen werden dadurch frei, daß die Hydroxid-Ionen ihrerseits die Bleianode oxidieren:



Sie fließen über einen Ladewiderstand zur Kathode. Nach dem ersten Faraday'schen Gesetz ist der Ladestrom proportional zur Anzahl der pro Zeiteinheit verbrauchten Sauerstoffmoleküle. Die gesamte chemische Reaktion in der Zelle wird also durch die Gleichung



beschrieben.

Der Widerstand, über den der Ladestrom gemessen wird, hat einen hinreichend kleinen Wert, um zu gewährleisten, daß der durch die Diffusionsbarriere gelangte Sauerstoff sofort verbraucht wird. Daher ist die Sauerstoffkonzentration hier niemals wesentlich von null verschieden. Die Rate, mit der der Sauerstoff die Diffusionsbarriere durchdringt, hängt also einzig von seiner Konzentration ab, und der gemessene Ladestrom, das „Signal“ des Sensors, ist hierzu proportional.

Das den Ladestrom als Spannungsabfall über den Ladewiderstand messende analoge Voltmeter besitzt fünf Meßbereiche, in denen sich Sauerstoffkonzentrationen in den Intervallen 0 bis 10^i , $i = 1, \dots, 5$ auf einer 50-teiligen linearen Skala ablesen lassen.

Die Kalibrierung erfolgt durch Messung des Sauerstoffgehaltes der Luft. Hierbei wird das Gerät in einem zusätzlichen Meßbereich auf einen Anzeigewert von 20,9% = 209000 ppm eingestellt.

Sensor und Voltmeter sind in einem gemeinsamen Gehäuse untergebracht. Zur Integration in das Gassystem stehen zwei Anschlüsse für 6 mm-Gasleitungen zur Verfügung.

5.2. Die Testkammer

Die Testkammer [Abb.12] umfaßt Driftstrecke und Vieldrahtproportional-kammer. Sie wird nach außen durch einen Boden aus Edelstahl und eine zylindrische Haube aus Glas abgeschlossen. An der Haube sind seitlich in unterschiedlicher Höhe zwei mit je einem Fenster aus Kaptonfolie abgeschlossene Glas-Metall-Übergänge als Stützen angebracht, vor denen ein Kollimatorrohr mit der γ -Quelle positioniert werden kann. Zur Befestigung der Kapton-Fenster sind an die Metallenden der Übergänge Flansche gelötet, in deren Stirnfläche rundum sechs Gewinde geschnitten sind. Auf einem O-Ring liegend wird das aus einem Stück Kapton-Folie ausgeschnittene Fenster mit einem auf den Flansch geschraubten Messingring gegen den Flansch gedrückt. So wird der Stützen dicht abgeschlossen.

Die Testkammer wird durch einen Anschluß im Boden und einen in der Kuppel der Haube in das Gassystem integriert. Die Durchflußrichtung des Gases weist von unten nach oben. Ein weiterer Stützen in der Kuppel der Haube dient der Durchführung der Hochspannung von 29,5 KV für die Driftstrecke. Die Vieldrahtproportional-kammer erhält ihre Betriebsspannung durch eine Keramikdurchführung im Boden der Testkammer. Die Länge der Stützen ist so gewählt, daß die Gefahr von Überschlägen der Hochspannung, die an den Elektroden der Driftstrecke liegt, auf die an Masse liegenden Metallenden der Stützen ausgeschlossen ist.

Zum Schutz vor bei einem Unfall eventuell fliegenden Glasscherben und um die Wahrscheinlichkeit eines Kontaktes unbefugter Personen mit Hochspannung und γ -Quelle zu vermindern, wurde die Testkammer in einem geerdeten Metallschrank untergebracht.

Der Aufbau der Testkammer ist in Abb.12 dargestellt. In den Abschnitten 5.2.1. bis 5.2.3. werden die Driftstrecke, die Ionisierung des Gases mit der γ -Quelle und die Vieldrahtproportionalkammer näher erläutert.

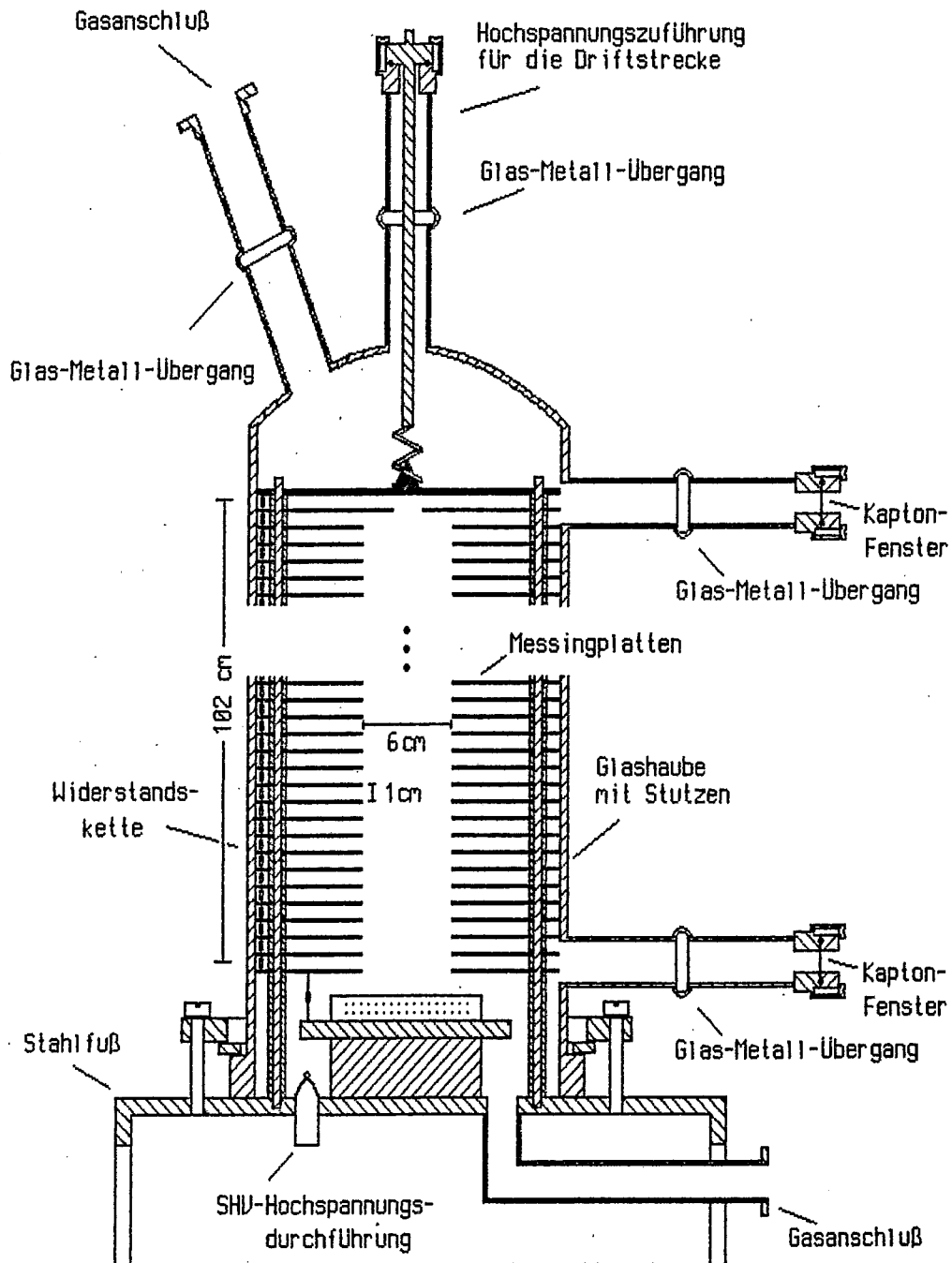


Abb.12: Die Testkammer

5.2.1. Die Driftstrecke

Eine zylindersymmetrische Anordnung von 104 im Abstand von je 1 cm übereinanderliegenden und - mit Ausnahme der obersten - gelochten Messingplatten erzeugt das homogene Elektrische Feld für die Driftstrecke. Eine Kette aus 330 K Ω -Widerständen verbindet die Platten. Ein weiterer 330 K Ω -Widerstand liegt zwischen der untersten Platte und dem geerdeten Kammerboden. Zur Definition der elektrischen Potentiale der einzelnen Platten wird die oberste Platte an den Ausgang eines auf $U_D = -29,5$ KV eingestellten Hochspannungsgerätes angeschlossen. Bei einem Strom von $I_D = 0,86$ mA durch die Widerstandskette führt dies zu einem Spannungsabfall von 284 V von einer Platte zur nächsten und damit zu einem elektrischen Feld der Stärke $E = 284$ V/cm im Lochbereich der Platten. Bei einem Gasdruck $p = 1,1$ bar beträgt das reduzierte elektrische Feld 258 V/(cm \cdot bar). Damit ist eine ausreichende Unabhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit vom Wassergehalt des Gases gewährleistet [Abb.5]. So wird vermieden, daß sich infolge des Wasserzusatzes durch feuchte Proben die Driftzeit t_D der Elektronen verlängert und so nach Gleichungen <2.1.-1> und <2.1.-2> ein höherer Ladungsverlust gemessen wird, der dann erst noch auf trockenes Gas korrigiert werden müßte.

Die Platten haben einen Außendurchmesser von 18,9 cm. Der Lochdurchmesser beträgt bei der zweitobersten Platte 2 cm und bei allen darunter liegenden 6 cm. Wie die in Anhang A erläuterten numerischen Berechnungen des elektrischen Potentials zeigten, ist mit dieser Geometrie der Elektroden das Feld im Lochbereich der Platten von guter Homogenität [Abschnitt 5.2.4].

Zur Realisierung der Elektrodenanordnung wurden zusätzlich ringsum am Rand 4 kleine Löcher von 8 mm Durchmesser in die Platten gebohrt. Auf dem Boden der Testkammer stehen 4 Keramikstangen von 7,5 mm Durchmesser. Die Platten sind so aufeinander gestapelt, daß die Stangen durch ihre Randlöcher führen. Zur Erzeugung der Distanz zwischen den Platten dienen 9 mm hohe Keramikringe von 12 mm Außendurchmesser, die zwischen zwei benachbarten Platten auf die Stangen geschoben sind. Bei einer Plattendicke von 1 mm beträgt so der Plattenabstand von Unterseite zu Unterseite 1 cm.

Um Elektronenverluste durch Diffusion [Abschnitt 4.2.2.] auszuschließen, hat die oberste gelochte Platte einen um 2 cm kleineren Lochradius als die darunterliegenden Platten. Die Standardabweichung σ der unmittelbar nach der Ionisation als punktförmig angenommenen Elektronenverteilung beträgt nach der Drift über einen Meter 6,2 mm. Durch die Wahl der Lochradien ist ein Elektronenverlust durch Diffusion also innerhalb 3σ ausgeschlossen und beeinflußt daher nicht die Genauigkeit der Messung.

5.2.2. Die Ionisation des Argons

Durch Ionisation mit γ -Strahlen werden die benötigten freien Elektronen erzeugt [Abschnitt 4.1.]. Als γ -Quelle wurde aus unten erläuterten Gründen ein ^{109}Cd -Präparat gewählt. ^{109}Cd zerfällt mit einer Lebensdauer von 453 Tagen durch K-Einfang zu $^{109}\text{Ag}^m$. Die beim Übergang in den Grundzustand emittierten Röntgenquanten der $\text{Ag}_{\text{K}\alpha}$ - oder $\text{Ag}_{\text{K}\beta}$ -Strahlung haben Energien von 22,16 KeV (K_α) oder 24,95 KeV (K_β). Die Intensität der K_α -Strahlung liegt um einen Faktor 5 über derjenigen der K_β -Strahlung.

Um den Abstand des Ortes der Ionisation von der Vieldrahtproportional-kammer möglichst genau zu definieren, werden die Photonen der γ -Quelle kollimiert, d.h. nur ein Strahl sich nahezu parallel zueinander ausbreitender Photonen wird genutzt. Der Rest wird durch ein Blendensystem aus Messing nahezu vollständig absorbiert. Dieses ist zusammen mit dem ^{109}Cd -Präparat in einem Messingrohr untergebracht. Der Aufbau der Kollimators ist in Abb.13 dargestellt.

Messing ist eine Legierung aus Zink und Kupfer mit einem Kupferanteil von 55 % bis 95 %. Der Massenabsorptionskoeffizient μ_0 von Kupfer beträgt für die 22 KeV-Photonen der ^{109}Cd -Quelle ca. $21 \text{ cm}^2/\text{g}$ [YU 61]. Die Dichte ρ von Kupfer liegt bei $8,93 \text{ g/cm}^3$. Wegen der Vernachlässigung der Absorption im Zinkanteil ergibt sich mit einem Kupferanteil von 55 % für die von den insgesamt $x = 3 \text{ mm}$ dicken Blenden durchgelassene Intensität I :

$$I \leq I_0 \cdot e^{-\mu \cdot \rho \cdot x \cdot 0,55} = 3,6 \cdot 10^{-14} I_0 ,$$

wobei I_0 die auf die erste Blende treffende Intensität ist.

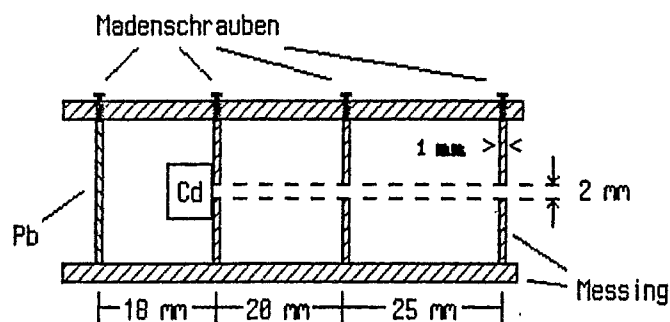


Abb.13: Der Aufbau des Kollimators

Das Kollimatorrohr kann genau reproduzierbar auf zwei Halterungen vor die seitlichen Stützen der Glashaube der Testkammer gelegt werden. In der oberen (unteren) Position verläuft der Photonenstrahl horizontal durch die Symmetrieachse der Driftstrecke zwischen den beiden obersten (untersten) Platten. Abb.14 zeigt eine Photographie dieser Situation im Fall der oberen Position.

Abb.14 Photographie der Anordnung zur Ionisation des Gases
zwischen den beiden obersten Platten der Driftstrecke

Die zu Beginn der Ionisationsprozesse entstehenden primären Elektronen haben eine Reichweite von etwa 2 mm [Abschnitt 4.1.1], so daß in einem Bereich dieser Größenordnung um den Photonenstrahl herum eine Wolke freier Elektronen entsteht, die dann zur Vieldrahtproportionalkammer driftet. Die Differenz zwischen den Driftweglängen der in den beiden Positionen erzeugten Elektronen ergibt sich zu $l_2 - l_1 = 102$ cm.

Von essentieller Bedeutung für die Funktionstüchtigkeit der Testkammer ist die richtige Auswahl der γ -Quelle, mit der das Gas ionisiert werden soll. Die Parameter, von denen diese Auswahl abhängt, sind die Intensität I , d.h. die Anzahl der pro Zeiteinheit emittierten Photonen, und die Energie E_γ der von der Quelle emittierten Photonen.

Ziel ist, im Lochbereich der Platten möglichst viele Argonatome zu ionisieren, so daß die hierdurch entstehenden freien Elektronen zur Vieldrahtproportionalkammer driften können. Freie Elektronen, die außerhalb des Lochbereiches entstehen, sind unbrauchbar; sie driften auf die Oberflächen der Elektroden und werden hier dem Gas entzogen.

Nachdem der Photonenstrahl der Quelle das Kapton-Fenster durchdrungen hat, verliert er im Argon kontinuierlich an Intensität I . In einer Entfernung x vom Fenster gilt:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-x/\lambda_{\text{abs}}}, \quad \langle 5.2.-1 \rangle$$

wobei I_0 die Intensität unmittelbar hinter dem Kapton-Fenster bezeichnet und λ_{abs} die sogenannte mittlere freie Weglänge, eine von Gasart und E_γ abhängige Konstante ist. In Abb.14 ist λ_{abs} in Argon unter Normalbedingungen als Funktion von E_γ aufgetragen.

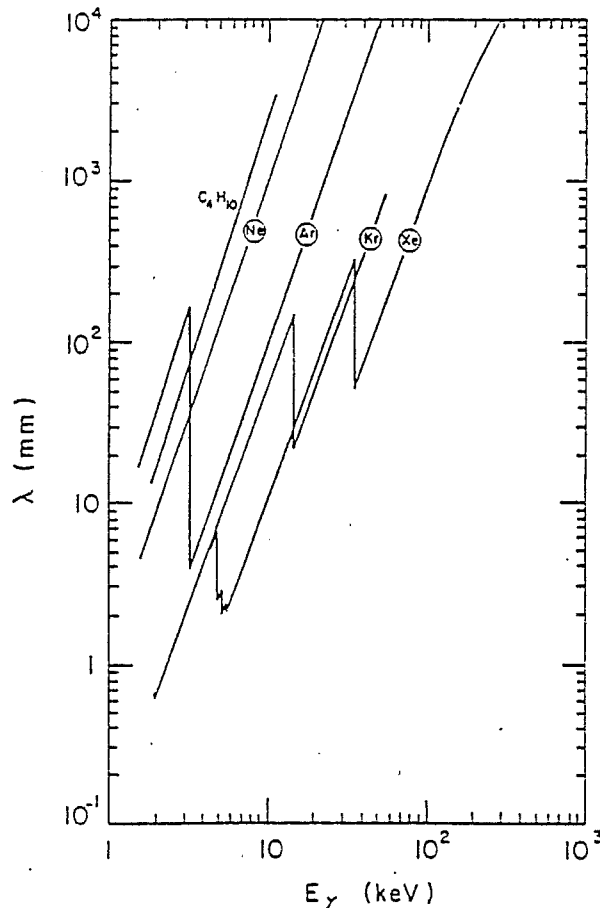


Abb.15: Mittlere freie Weglänge λ_{abs} für Absorbtion von Photonen in Argon und anderen Gasen unter Normalbedingungen als Funktion der Photonenenergie E_γ [SA 771]

Markant sind das Maximum bei $E_\gamma = 3 \text{ KeV}$ direkt unterhalb der Bindungsenergie von $3,2 \text{ KeV}$ für Elektronen in der K-Schale des Argonatoms und der nachfolgende steile Anstieg von λ_{abs} mit E_γ . Der Einfluß des ebenfalls im Gasvolumen enthaltenen Methans auf die Absorbtion der Photonen kann vernachlässigt werden, da λ_{abs} in Methan bei allen Energien oberhalb von 3 KeV um etwa eine Zehnerpotenz über den Werten in Argon liegt. Zudem beträgt der Methananteil im Gas nur 10% .

Zwei γ -Strahler sollen nun auf ihre Eignung für die Testkammer untersucht werden, nämlich ^{109}Cd , der hauptsächlich $\text{Ag}_{\text{K}\alpha}$ -Strahlung von 22,16 KeV liefert und ^{55}Fe , wo $\text{Mn}_{\text{K}\alpha}$ -Strahlung von 5,9 KeV entsteht. ^{55}Fe wird bei Experimenten mit Proportionalkammern in argonhaltigen Gasen gerne benutzt, da dessen 5,9 KeV-Photonen einen „Fullpeak“ und einen „Escapepeak“ im Pulshöhenverhältnis $\text{PH}_{\text{Full}}/\text{PH}_{\text{Escape}} = 2$ hervorrufen.

In der oberen (unteren) Ionisationsposition beginnt das Plattenloch, durch das die Elektronen nach ihrer Freisetzung zur Vieldrahtproportionalkammer driften, in einer Entfernung von $x_{1,o} = 25 \text{ cm}$ ($x_{1,u} = 23 \text{ cm}$) vom Kapton-Fenster und endet bei $x_{2,o} = 27 \text{ cm}$ ($x_{2,u} = 29 \text{ cm}$). Mit den Werten für λ_{abs} aus Abb.12 läßt sich nun gemäß Gleichung <5.2.-1> für beide Quellen der Intensitätsverlust

$$\Delta I := I(x_1) - I(x_2) \quad \langle 5.2.-2 \rangle$$

des Photonenstrahls zwischen x_1 und x_2 berechnen. Zu ihm ist die Ausbeute der tatsächlich zur Vieldrahtproportionalkammer driftenden Elektronen proportional. In Tabelle 1 sind die Werte von ΔI in Einheiten der Intensität I_0 unmittelbar hinter dem Kapton-Fenster für beide Quellen und beide Quellpositionen, kurz mit „oben“ (o) und „unten“ (u) bezeichnet, angegeben. Zusätzlich wurden die Quotienten $\Delta I_u/\Delta I_o$ für beide Quellen berechnet; sie geben das auf Grund der Geometrie der Driftstrecke zu erwartende Verhältnis der mit der Vieldrahtproportionalkammer registrierten Zählrate bei Ionisation „unten“ zur Zählrate bei Ionisation „oben“ an.

Quelle	E_γ (KeV)	λ_{abs} (m)	$\Delta I_o (I_0)$	$\Delta I_u (I_0)$	$\Delta I_u/\Delta I_o$
^{55}Fe	5.9	0.02	$2.3 \cdot 10^{-6}$	$9.6 \cdot 10^{-6}$	4.2
^{109}Cd	22.16	1	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	3.0

Tabelle 1: Nutzbarer Intensitätsverlust ΔI der γ -Strahlen von Fe- und Cd-Quelle bei Einstrahlung am oberen (o) und am unteren (u) Ende der Driftstrecke

Die Zahlen zeigen, daß die ^{109}Cd -Quelle wegen der starken Energieabhängigkeit von λ_{abs} in der unteren Position 4800 mal und in der oberen Position 6500 mal so gut genutzt wird wie die ^{55}Fe -Quelle. Daher wird im Betrieb des Teststandes ein ^{109}Cd -Präparat benutzt. ^{55}Fe wurde allerdings während der Erprobungsphase ebenfalls eingesetzt.

5.2.3. Die Vieldrahtproportionalkammer

Die Anordnung der Drähte der Vieldrahtproportionalkammer wird aus Abb.16 deutlich. Sie zeigt schematisch den Querschnitt der Kammer.

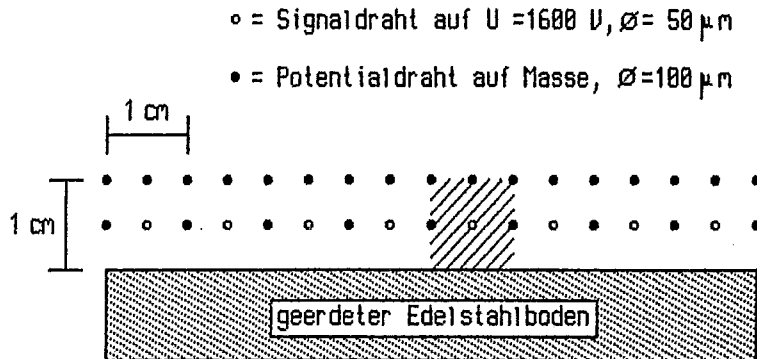


Abb.16: Querschnitt der Vieldrahtproportionalkammer schematisch. Eine der 8 Zellen der Kammer ist schraffiert hervorgehoben. Die Länge der Drähte beträgt 8 cm.

Jeder der 8 auf einer Hochspannung von $U_x = 1,600 \text{ KV}$ liegenden Signaldrähte von $50 \mu\text{m}$ Durchmesser ist jeweils von 5 Massedrähten von $100 \mu\text{m}$ Durchmesser und dem der geerdeten Edelstahlplatte umgeben, so daß ihre elektrischen Felder voneinander abgeschirmt sind und 8 abgeschlossene Zellen mit jeweils einem Signaldraht im Zentrum entstehen. Eine der Zellen ist in Abb.16 schraffiert hervorgehoben. Die Fläche, in der Elektronen registriert werden, beträgt $8 \text{ mal } 8 \text{ cm}^2$. Da die Vieldrahtproportionalkammer mittig unter dem Driftbereich von 6 cm Durchmesser positioniert wurde, ist sichergestellt, daß alle auf der Kammerebene ankommenden Elektronen registriert werden.

Die mechanische Konstruktion der Vieldrahtproportionalkammer geht aus Abb.17 hervor.

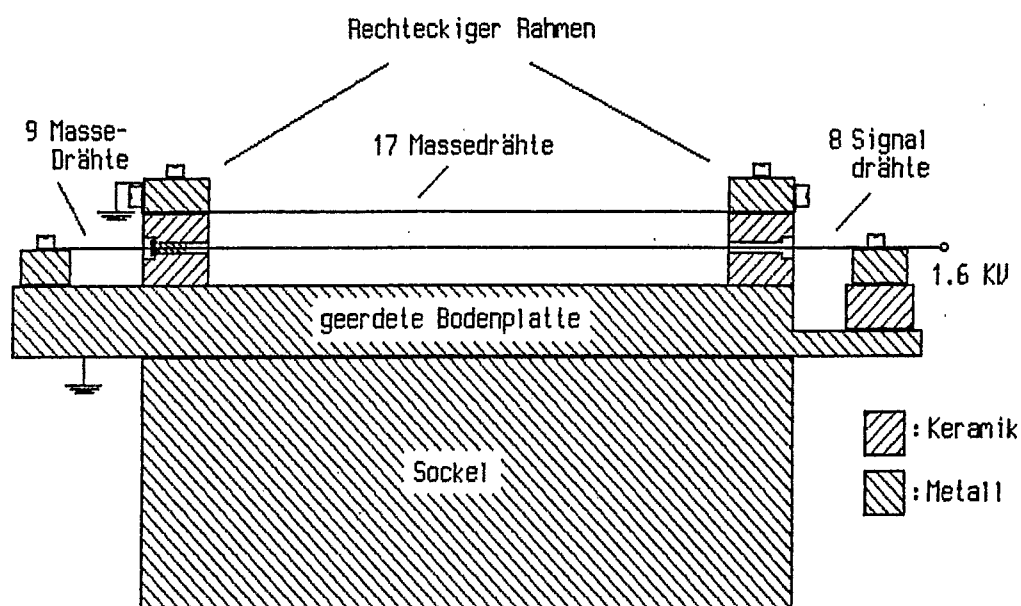


Abb.17: Skizze zur mechanischen Konstruktion der Vieldrahtproportionalkammer

Die Drähte der Kammer sind so gerichtet, daß sie senkrecht zu Richtung des zur Ionisation verwendeten Photonenstrahls der γ -Quelle stehen. Im Fall der Ionisation am unteren Ende der Driftstrecke, also nur wenige cm über der Vieldrahtproportionalkammer bedeutet dies, daß mindestens die 6 mittleren Zellen der Vieldrahtproportionalkammer ansprechen.

Um Dauerentladungen zu verhindern, wird nicht reines Argon als Zählgas verwendet, sondern ein Gemisch aus Argon und als Löschgas [Abschnitt 4.3.] Methan im Volumenverhältnis 90/10. Bei $U_k = 1600$ V und einem Druck p von 1100 mbar ergibt sich eine relativ niedrige Gasverstärkung von $M = 1500$, so daß der Raumladungseffekt noch nicht zum Tragen kommt [Abschnitt 6.3.].

5.2.4. Der Verlauf des elektrischen Potentials

Die in Anhang A erläuterten numerischen Berechnungen des Verlaufes des elektrischen Potentials zeigen, daß das elektrische Feld im Lochbereich der Platten der Driftstrecke bis zu einer Entfernung von 2 mm vom Lochrand von guter Homogenität ist. Abb.18 zeigt das Ergebnis einer Rechnung auf einem Gitter von 10×10 Punkten pro mm^2 .

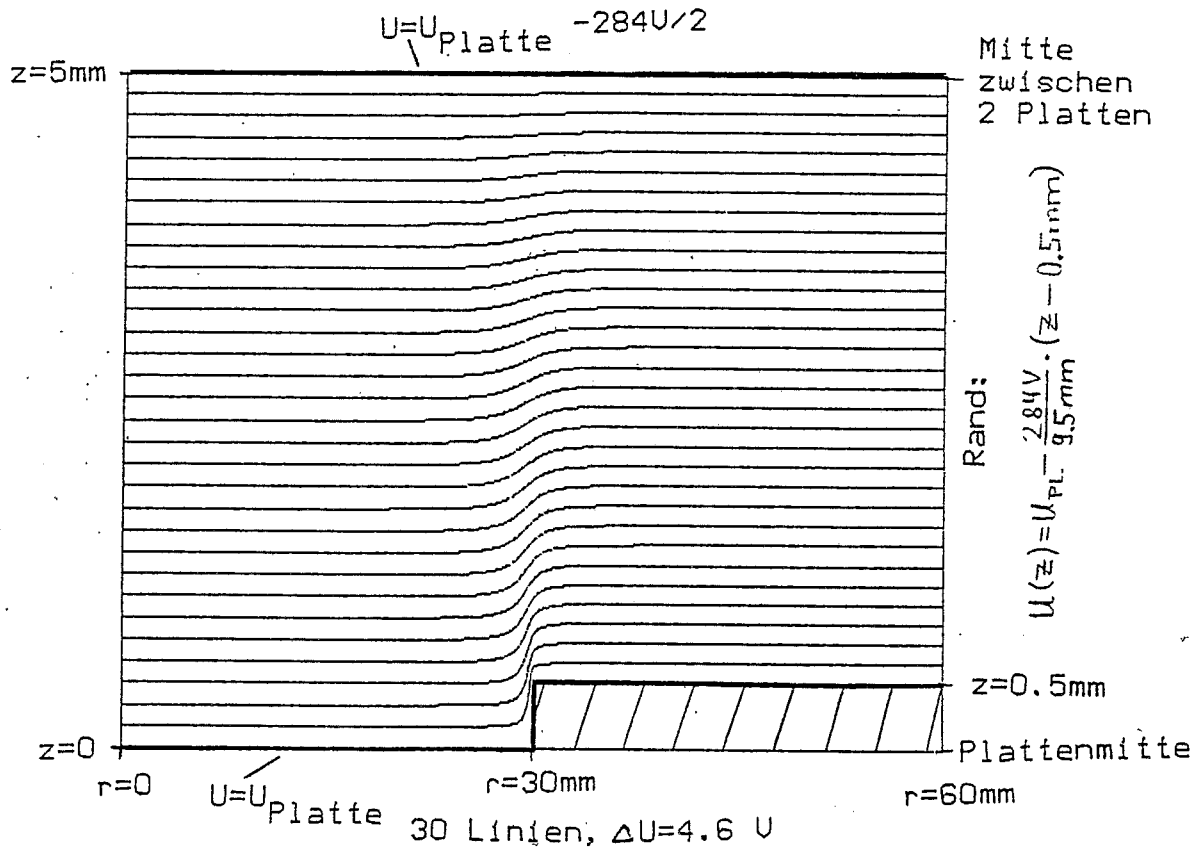


Abb.18: Berechnete Äquipotentiallinien in der Nähe des Randes eines Plattenloches. Die Potentialdifferenz zwischen zwei benachbarten Linien beträgt 4,6 V.

Die großen Plattenflächen schirmen das Feld im Lochbereich wirkungsvoll gegen äußere Störungen ab. Nach den Berechnungen würde selbst eine geerdete Metallummantelung der Glashaube keinen Einfluß auf den dortigen Potentialverlauf haben. Siehe Abb.19.

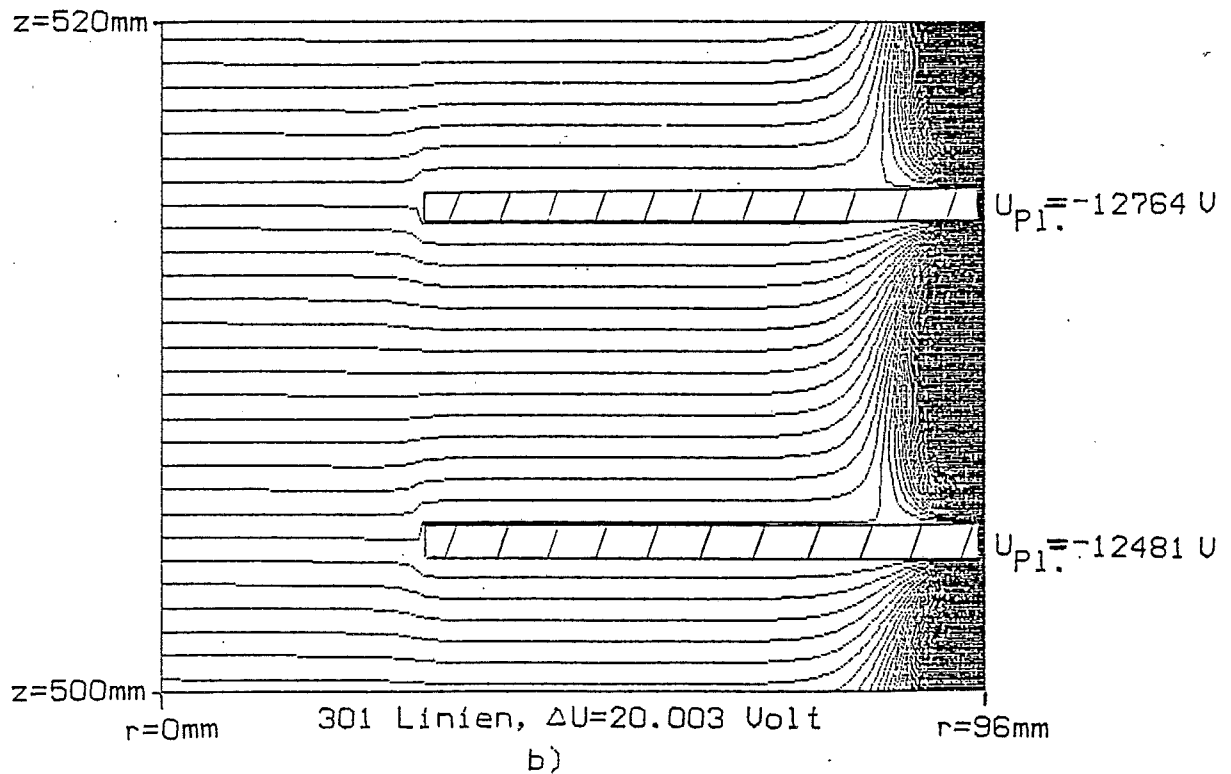
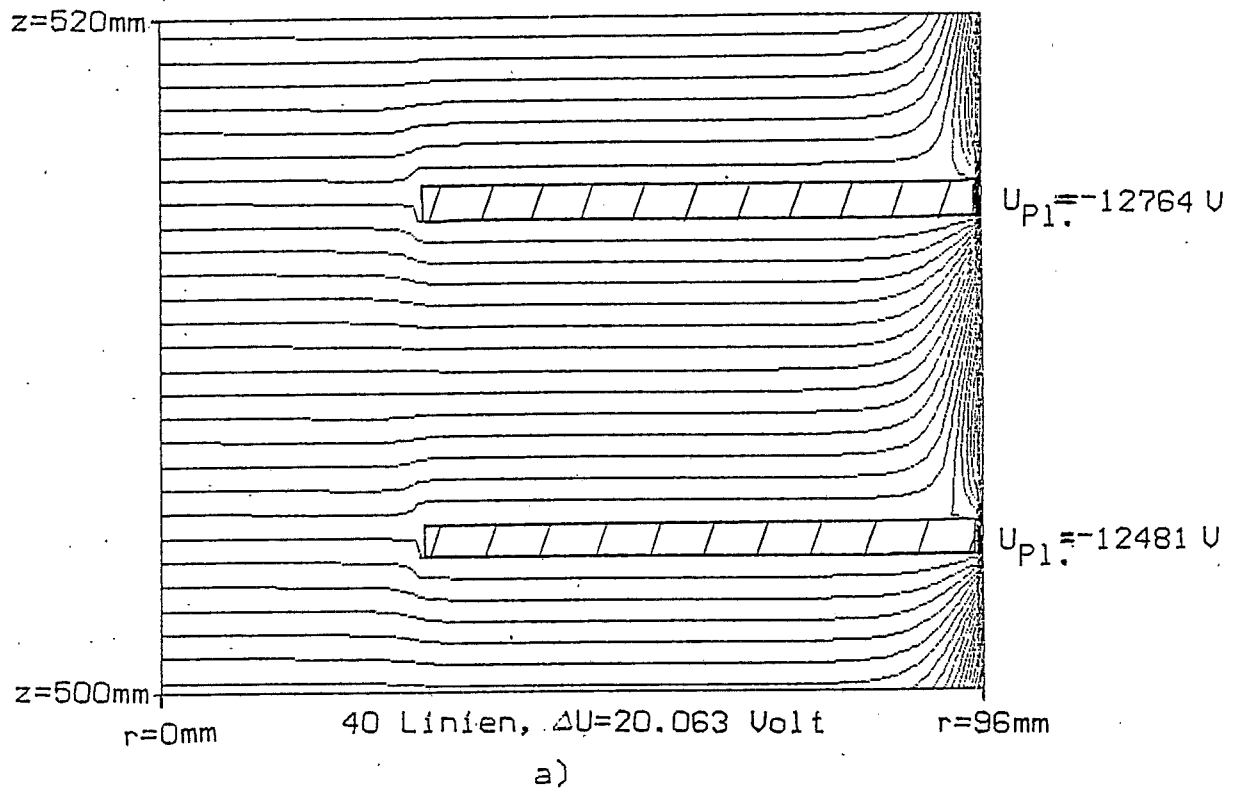
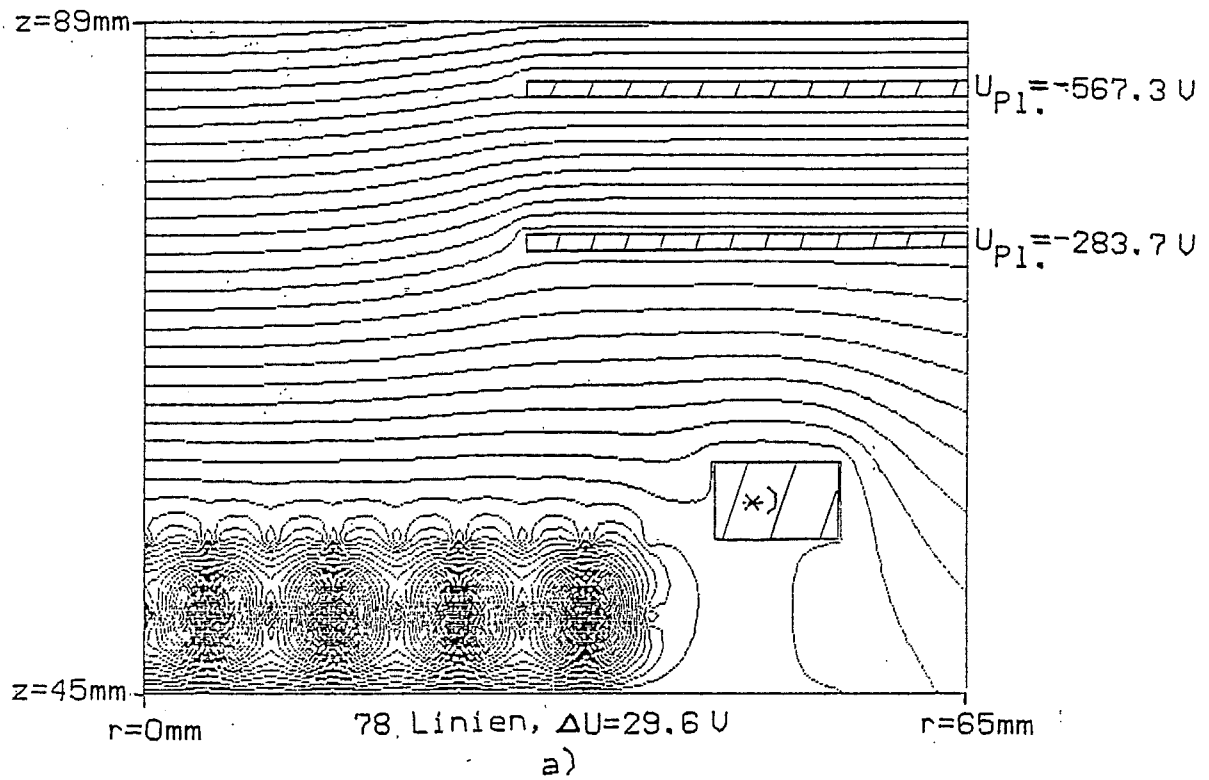


Abb.19: Berechnete Äquipotentiallinien in mittlerer Höhe
 der Driftstrecke für verschiedene Randbedingungen
 a) $U=0\text{V}$ auf einem Zylindermantel mit Radius $r=240\text{mm}$
 b) $U=0\text{V}$ auf einem Zylindermantel mit Radius $r=100\text{mm}$

Der obere Abschluß der Driftstrecke mit der durchgehenden auf dem Maximalpotential von 29,5 KV liegenden Messingplatte gewährleistet nach den Berechnungen optimale Homogenität. Der untere Abschluß mit der Vieldrahtproportionalkammer ist dagegen etwas problematisch, wie die in Abb.20 dargestellten Ergebnisse zweier Rechnungen mit unterschiedlichen Abständen D zwischen der untersten Platte der Driftstrecke und der Massendrahtebene der Vieldrahtproportionalkammer zeigen. Zwar wurde aus Speicherplatzgründen nicht mit der tatsächlichen Kammergeometrie gerechnet, aber die Näherung durch eine zylindersymmetrische Anordnung der Drähte ist zumindest im Fall der beiden äußeren Zellen nicht sehr schlecht. Die Abweichung von den in Wirklichkeit geraden Zellen wird nämlich für $r_s \gg \text{Zellenbreite}/2 = 5 \text{ mm}$ vernachlässigbar, wobei r_s der Radius des Kreises ist, auf dem der Signaldraht liegt.



*: geerdeter Metallrahmen zur Fixierung der Massendrahtebene

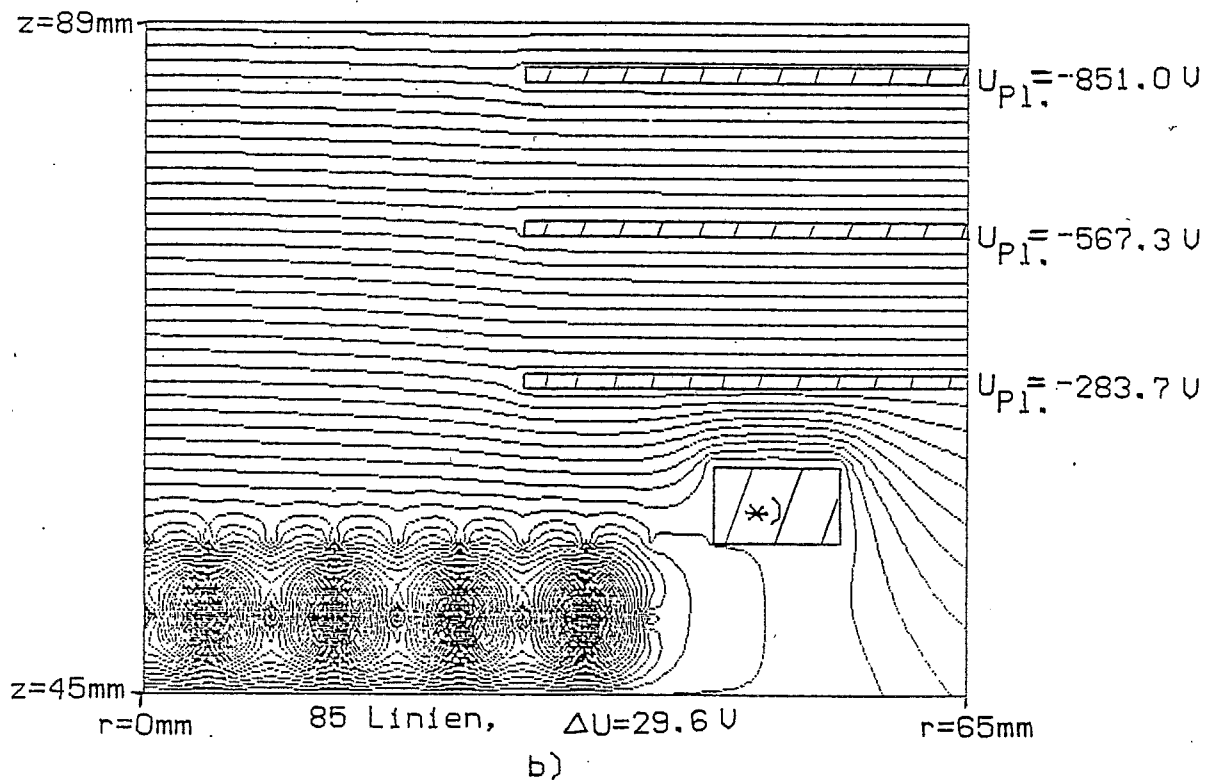


Abb.20: Berechnete Äquipotentiallinien am unteren Abschluß der Driftstrecke durch die Vieldrahtproportionalkammer bei zwei verschiedenen Abständen D zwischen Massendrahtebene und unterster Platte

a) $D = 19 \text{ mm}$, wie realisiert

b) $D = 10 \text{ mm}$

5.2.5. Die Auslese -Elektronik

Abb.21 zeigt ein Blockschaltbild der für den Betrieb und die Auslese der Vieldrahtproportionalkammer verwendeten Elektronik.

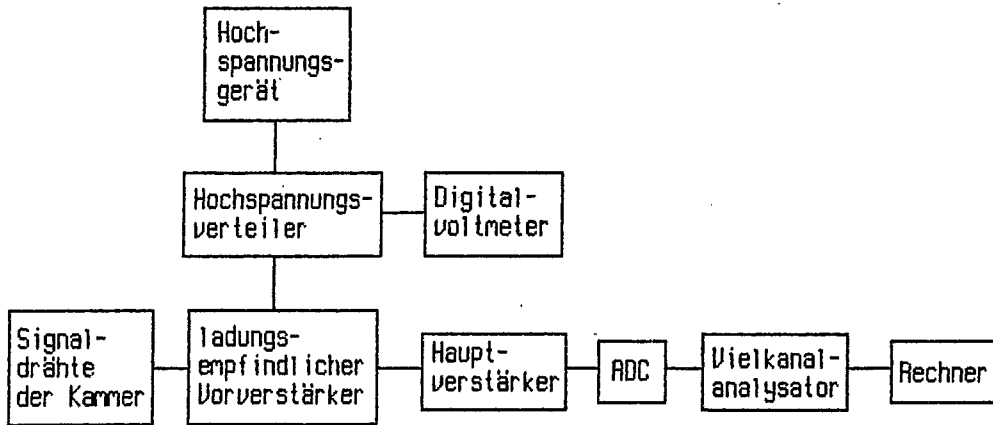


Abb.21: Blockschaltbild der Elektronik für Betrieb und Auslese der Vieldrahtproportionalkammer

Ein auf die wesentlichen Elemente reduziertes Schaltbild des Vorverstärkers ist in Abb.22 dargestellt.

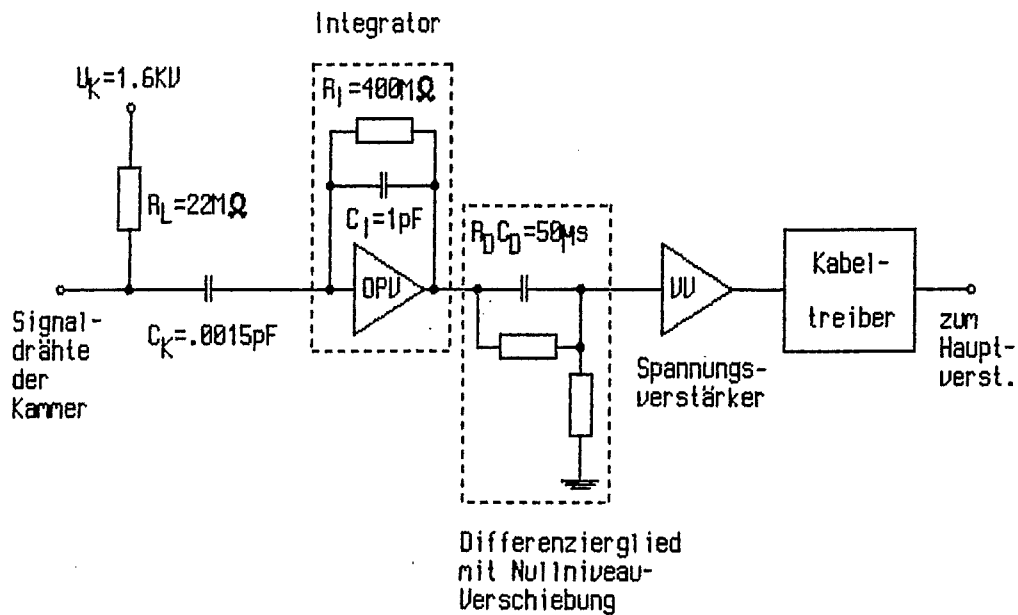


Abb.22: Leicht vereinfachtes Schaltbild des Vorverstärkers

Die Ladungspulse der Kammer bewirken einen Ladestrom durch den Kopplkondensator C_k und teilen sie so dem Integrator mit. Dieser besteht aus einem Operationsverstärker mit kapazitiver Rückkopplung C_T . Zur Verringerung des Rauschens wird die Eingangsstufe des Operationsverstärkers von einem Feldeffekttransistor gebildet. Die Pulse am Ausgang des Integrators haben eine von der Kammerkapazität abhängige Anstiegszeit von wenigen 10 ns und eine Abklingdauer von $R_T \cdot C_T = 400 \mu\text{s}$. Ihre Höhe ist proportional zur $\int (dQ/dt) dt$, wobei $Q(t)$ der Ladungspuls der Kammer ist.

Pulse, die mit einem kürzeren zeitlichen Abstand als $400 \mu\text{s}$ aufeinanderfolgen, schieben sich aufeinander. Diesen Effekt bezeichnet man als Pile-up. Um trotzdem Pulse zu erhalten, deren Höhe $\sim \int (dQ/dt) dt$ ist, schließt sich der Integration eine Differentiation mit einer Zeitkonstanten von $R_D \cdot C_D = 50 \mu\text{s}$ an. Wie Abb.22 schematisch zeigt, ist die Höhe der Pulse nach der Differentiation proportional zur Höhe $\Delta U_{A,I}$ der Spannungssprünge am Ausgang des Integrators [RO 83]. Die infolge der Differentiation mit einem einfachen RC-Glied auftretenden Nulldurchgänge werden durch Nullniveau-Verschiebung mittels eines Widerstandes parallel zu C_D kompensiert (engl.: pole-zero-cancellation).

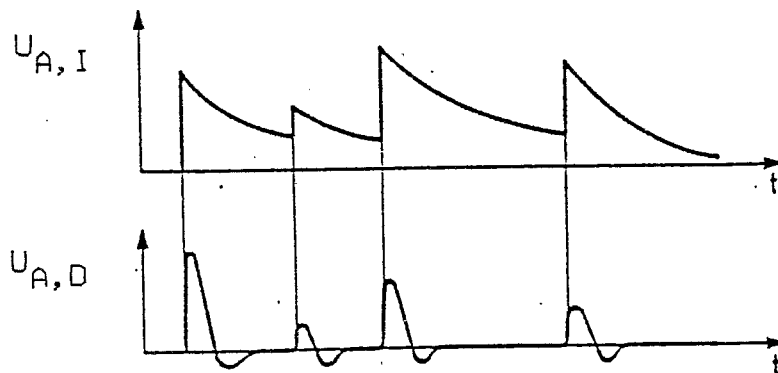


Abb.23: Ausgangsspannung $U_{A,I}$ des Integrators und Ausgangsspannung $U_{A,D}$ eines einfachen differenzierenden RC-Gliedes, schematisch [RO 83]

Der folgende Spannungsverstärker hat aufgrund seiner kurzen Anstiegszeit von 20 ns keinen Einfluß auf die Pulsform mehr. Gleiches gilt für den Kabeltreiber, einem aus 4 Transistoren in komplementärer Darlington-Schaltung bestehenden Impedanzwandler.

Die Elemente des Vorverstärkers sind so dimensioniert, daß die Signalhöhe am Ausgang 0,338 V pro pC Gesamtladung eines Kammerpulses beträgt. Umgerechnet gilt:

$$1 \text{ mV} \triangleq 18500 \text{ Elektronen}$$

<5.2. -3>

Abb.24a zeigt einige vom Oszilloskop abphotographierte Ausgangspulse des Vorverstärkers. Die verwendete γ -Quelle ist ^{109}Cd .

a)

b)

Abb.24: Vom Oszilloskop abphotographierte Pulse

a) am Ausgang des Vorverstärkers

x-Ablenkung = $20\mu\text{s}/\text{cm}$, y-Ablenkung = $20\text{mV}/\text{cm}$

b) am Ausgang des Hauptverstärkers

x-Ablenkung = $2\mu\text{s}/\text{cm}$, y-Ablenkung = $2\text{V}/\text{cm}$

γ -Quelle: ^{109}Cd , Verstärkung des Hauptverst.: $87\times$

Eine weitere Spannungsverstärkung und Pulsformung erfolgt im Hauptverstärker. Der Verstärkungsfaktor wurde zu 87 gewählt. Die Pulsformung er-

folgt durch Differentiation mit einer Zeitkonstanten von $2 \mu\text{s}$, wobei ebenfalls eine Nullniveau-Verschiebung stattfindet. Die in Abb.24b dargestellten Pulse am Ausgang des Hauptverstärkers haben geeignete Form und Höhe, um vom ADC verarbeitet zu werden.

Der ADC (Analoge to Digital Converter) wandelt jedes Eingangssignal in einen digitalen Wert proportional zur Höhe U_s des Eingangssignals um. Ein Kondensator wird auf die Signalspannung U_s geladen und anschließend gleichmäßig entladen. Während der Entladezeit werden Pulse eines Kristalloszillators in einem Register gezählt. Die Zahl K , die hiernach in diesem Register steht, gibt die Höhe des Eingangspulses an. K wird digital an den Ausgang des ADC gegeben. Der ADC wurde so eingestellt, daß für $0\text{V} \leq U_s \leq 10\text{V}$ im Idealfall, das heißt mit einem sogenannten Pedestal P von 0 Kanälen gilt: $1 \leq K \leq 1023$. Im allgemeinen gilt nämlich für ein Signal U_s , für das K Oszillatorpulse registriert werden:

$$U_s(K) = A \cdot (K - P), \quad A = \text{Konstant} \quad \langle 5.2. - 4 \rangle$$

Die Aufnahme der Pulshöhenspektren erfolgt schließlich mit einem Vielkanalanalysator. Dieses digital arbeitende Gerät zählt die Anzahl der vom ADC übertragenen Zahlen K für jeden Wert getrennt. Es ordnet sie in Kanäle ein. K bezeichnet man als Kanalnummer, oder als ADC-Kanal. Das Pulshöhenspektrum erhält man, indem man die Kanalhalte gegen die Kanalnummer aufträgt. Dies geschieht automatisch auf dem Bildschirm des Vielkanalanalysators. Zusätzlich wird die Möglichkeit genutzt, die Kanalhalte über eine Schnittstelle auf einen Mikrocomputer zu übertragen, um die Pulshöhenspektren mit dem Rechner auszuwerten. Abb.26c zeigt das zu Abb.24a,b gehörende Pulshöhenspektrum.

6. Spezifische Eigenschaften der Apparatur

6.1. Linearität der Elektronik und Pedestal des ADC

Die Überprüfung der Linearität der beiden Verstärker und des ADC erfolgte mit Hilfe eines am Testeingang des Vorverstärkers angeschlossenen Pulsgenerators. Der Pulsgenerator besitzt ein Präzisionspotentiometer zur Variation seiner Ausgangsspannung. Diese wurde zunächst mit dem Normierungspotentiometer des Pulsgenerators so eingestellt, daß bei auf 10 V stehendem Präzisionspotentiometer am Eingang des ADC Pulse mit einer Höhe von ebenfalls 10 V anlagen. Daraufhin wurde die Einstellung des Präzisionspotentiometers in Schritten von 0,25 V mit einer Genauigkeit von $\pm 0,01$ V nach unten verändert und jeweils der ADC-Kanal notiert, in dem die Pulse registriert wurden. Es sprachen jeweils maximal 2 Kanäle an, so daß die Kanalnummer am Bildschirm des Vielkanalanalysators mit einem Fehler von etwa 0,3 Kanälen abgelesen werden konnte.

Abb.25 zeigt den am Präzisionspotentiometer des Pulsgenerators eingestellten Spannungswert U_p in Abhängigkeit vom ADC-Kanal. Die Meßpunkte weichen für $U_p > 2,5$ V um maximal 0,2 % von der Ausgleichsgeraden ab.

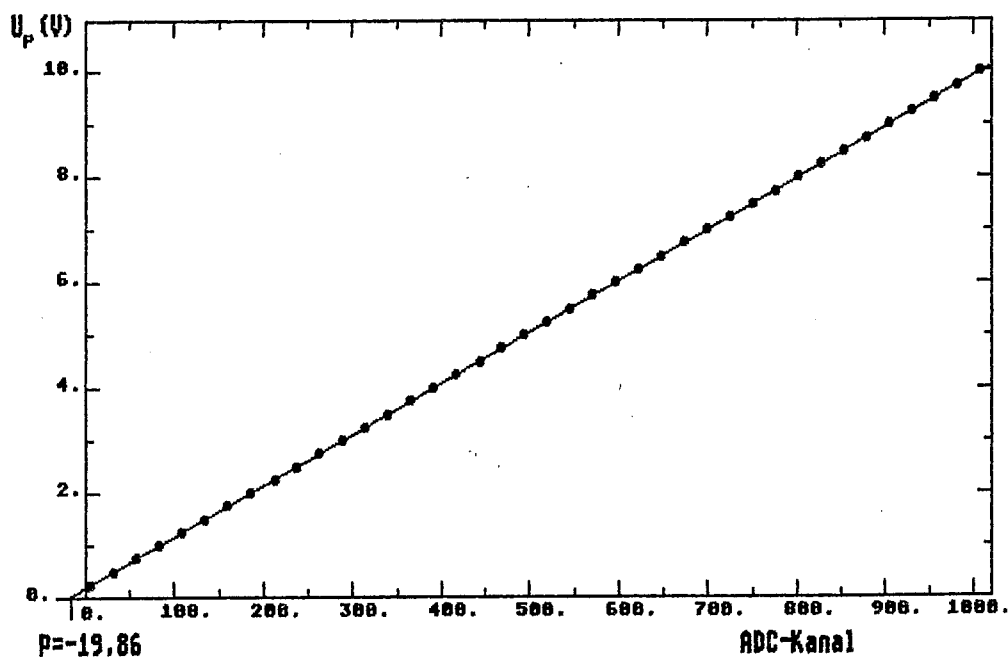


Abb.25: Linearität der Elektronik und Pedestal des ADC.

Das Pedestal P des ADC macht sich dadurch bemerkbar, daß die Ausgleichsgerade nicht durch den Ursprung des Koordinatensystems läuft, sondern die Abszisse bei ADC-Kanal $P = -19,8593 \pm 0,0002$ schneidet. Um einen einer Pulshöhe proportionalen Wert aus der Nummer eines ADC-Kanals zu erhalten, ist von dieser das Pedestal P zu subtrahieren.

6.2. Die gemessenen Pulshöhenspektren

Abb.26 zeigt 4 Pulshöhenspektren, je 2 mit der ^{55}Fe -Quelle (a,b) und mit der ^{109}Cd -Quelle (c,d) aufgenommen. Einmal lagen die Quellen in der unteren Position, also 2 cm über der Vieldrahtproportionalkammer, und einmal in der oberen (b,d) Position, von wo aus die Elektronen über 104 cm zur Kammer driften. Alle Parameter der Apparatur, insbesondere die an den Signaldrähten der Vieldrahtproportionalkammer anliegende Hochspannung U_x von 1600 V und der Gasdruck p von 1100 mbar, waren für alle 4 Messungen gleich, lediglich die Meßdauer wurde den unterschiedlichen Zählraten angepaßt.

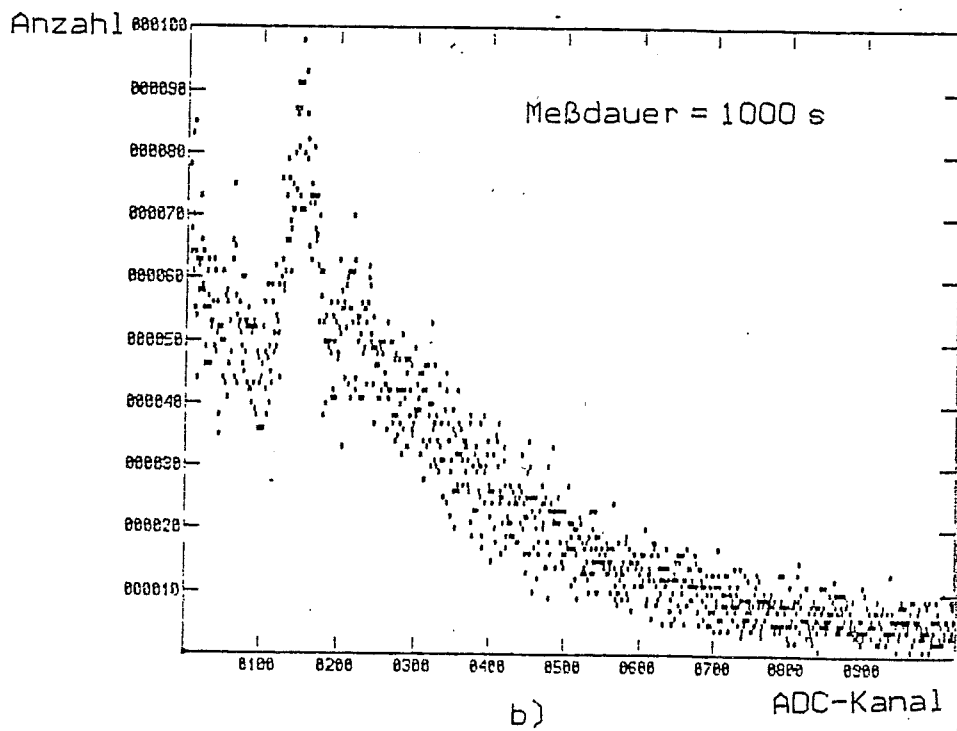
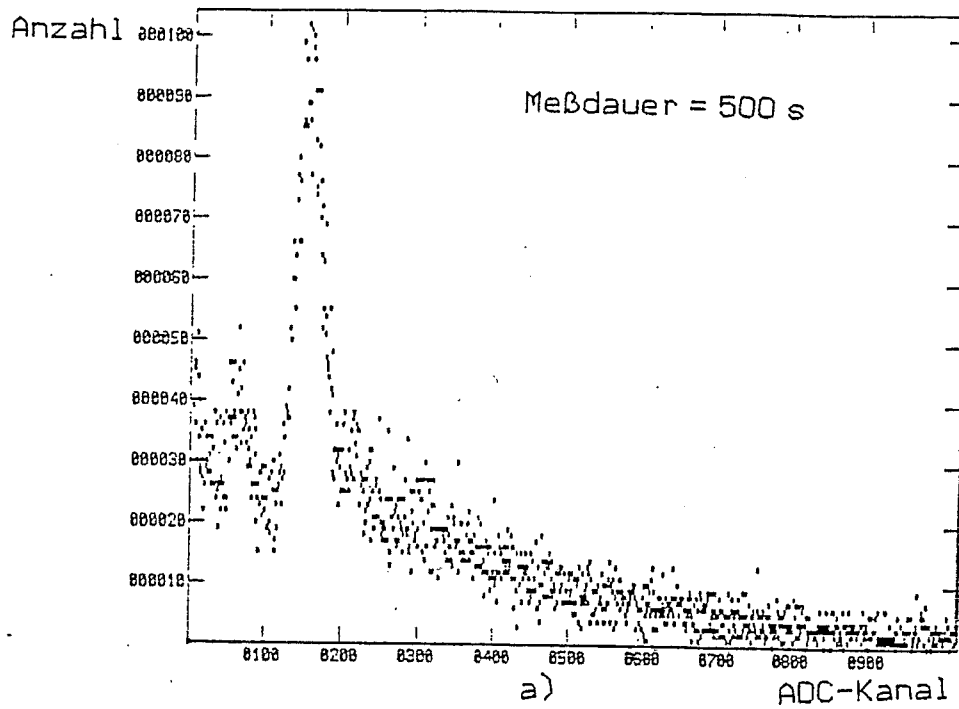
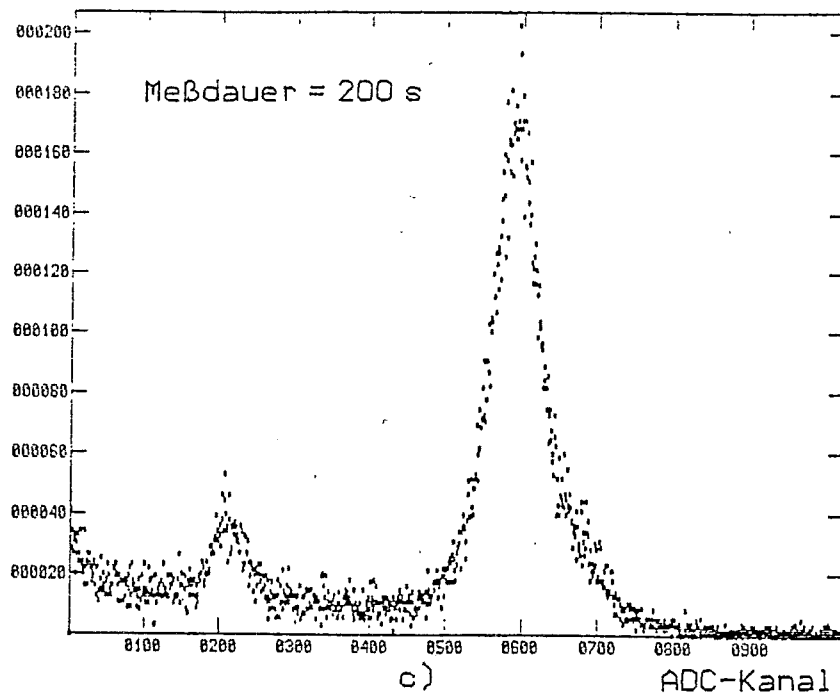


Abb.26: Pulshöhenspektren von ^{55}Fe und ^{109}Cd

a) ^{55}Fe in der unteren Position

b) ^{55}Fe in der oberen Position

Anzahl



Anzahl

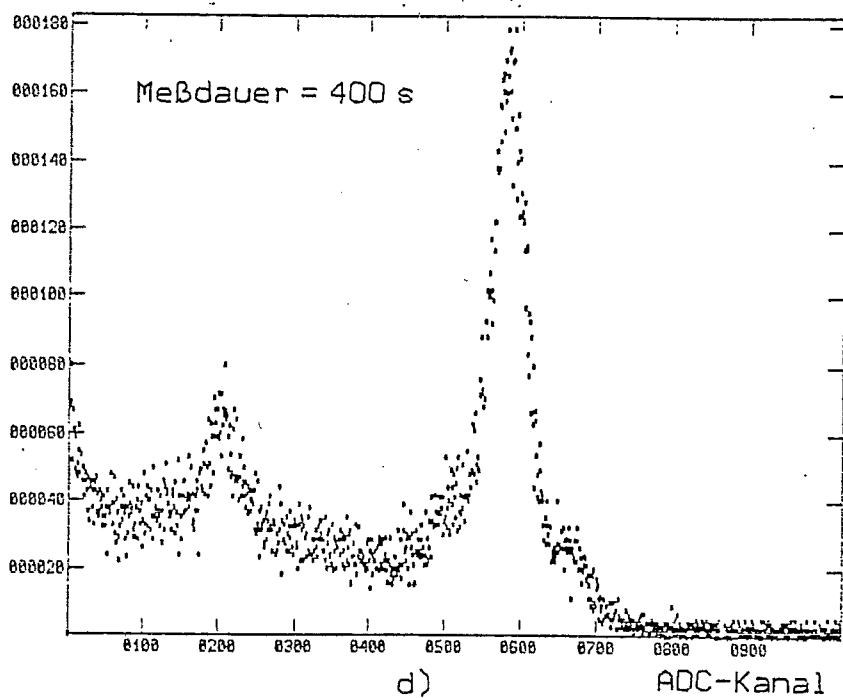


Abb.26: Pulshöhenspektren von ^{55}Fe und ^{109}Cd

c) ^{109}Cd in der unteren Position

d) ^{109}Cd in der oberen Position

Die Eisenspektren weisen 2 Peaks auf, den Full-Peak bei einer Energie von 5,89 KeV und den Escape-Peak bei 2,94 KeV [Abschnitt 4.1.].

Der Hauptpeak in den Spektren von Cadmium liegt bei der Energie der $Ag_{K\alpha}$ -Strahlung von 22,16 KeV. Links und rechts vom Hauptpeak befinden sich in seinen Anstiegsflanken der Escape-Peak der $Ag_{K\alpha}$ -Strahlung bei 19,21 KeV und der Full-Peak der $Ag_{K\beta}$ -Strahlung bei 24,95 KeV. Beide sind in den Spektren, bei denen die Quelle in der oberen Position lag deutlicher zu erkennen, hier ist die Energieauflösung etwas besser, was eventuell auf die in beiden Positionen unterschiedlichen Zählraten zurückzuführen ist [Abschnitt 6.3., Abb.28].

Die $Ag_{K\beta}$ -Strahlung bei 24,95 KeV führt ebenfalls zu einem Escape-Peak. Dieser liegt bei einer Energie von 22,00 KeV, also ziemlich genau unter dem Hauptpeak. Da seine Intensität zudem nur etwa 3% der Intensität des Hauptpeaks beträgt, beeinflusst er die Form des Spektrums nicht wesentlich.

Eine Besonderheit der Cd-Spektren ist ein Peak, dessen zugehörige γ -Energie zu 8 KeV bestimmt wurde. Damit liegt es nahe, ihn der $Cu_{K\alpha}$ -Strahlung von 8,05 KeV zuzuordnen. Diese entsteht durch Fluoreszenz der Cu-Atome in den Messingplatten der Driftstrecke, die als Konversions-target für einige streifend auf sie treffende Photonen der Ag_K -Strahlung dienen.

Allen 4 Spektren ist gemein, daß die Peaks auf einem Untergrund liegen, der, wie Abb.27a zeigt, auch ohne die Anwesenheit einer γ -Quelle vor den Stützen der Testkammerhaube registriert wird. Das bei ca. 8 KeV liegende markante Maximum im Untergrundspektrum verschwindet bei abgeschalteter Driftstrecke [Abb.27b]. Das Zustandekommen des Maximums wurde nicht verstanden. Die Tatsache, daß es bei 8 KeV liegt und sich seine Lage wie die anderen Peaks mit U_x verschiebt, deutet allerdings auf einen Einfluß von Kupfer hin.

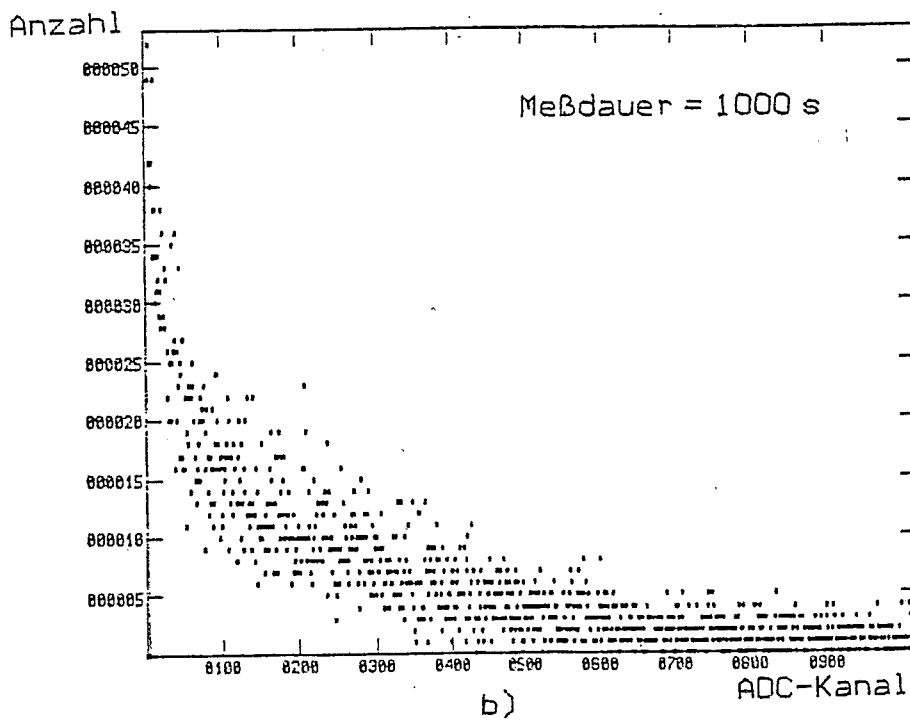
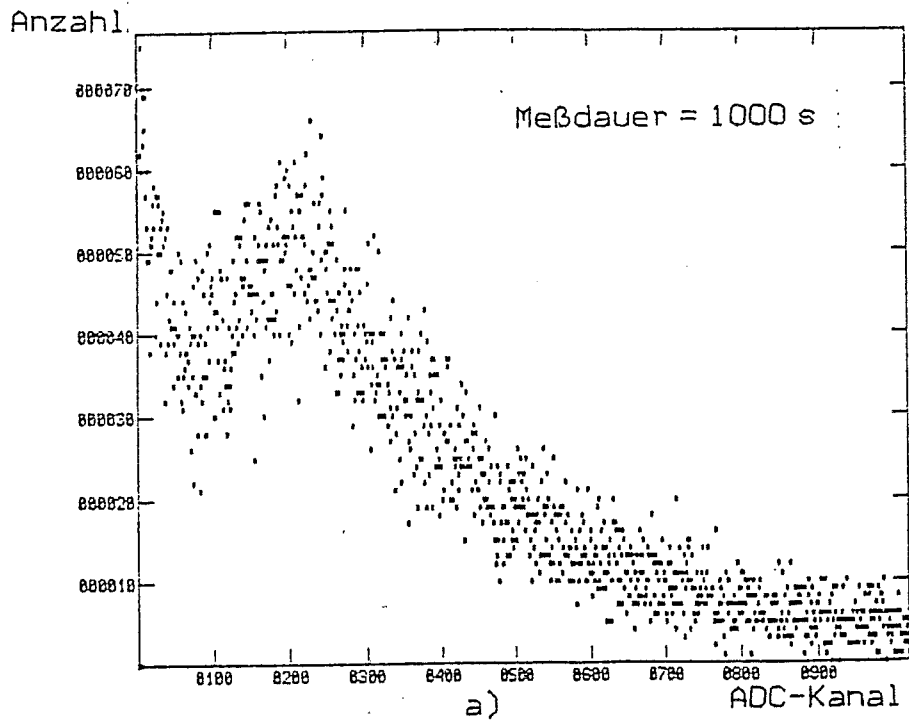


Abb.27: Der gemessene Untergrund
 a) mit Driftstrecke ($U_D = 29,5 \text{ KV}$)
 b) ohne Driftstrecke ($U_D = 0 \text{ V}$)

Eine weitere Eigenschaft des Untergrundes ist unabhängig davon, ob an der Driftstrecke Hochspannung anliegt oder nicht, der Anstieg der Zählrate in den ADC-Kanälen < 15 aufgrund der Empfindlichkeit des Vorverstärkers für hochfrequente Störungen kleiner Amplitude auf der Netzspannung. Da diese Störungen sich wegen der vielfältigen Nutzung des Lichtnetzes am Institut mit der Zeit ändern, ist dieser Anstieg nicht zeitlich konstant. Gelegentlich ist er so ausgeprägt, daß am ADC eine untere Schwelle für die Höhe der Eingangspulse eingestellt werden muß, damit hier keine Totzeiten entstehen.

Ein Vergleich der mit ^{55}Fe und ^{109}Cd entstandenen Spektren bestätigt die in Abschnitt 5.2.2. angestellten Überlegungen zur Eignung beider Quellen [Tabelle 1]. Die Zählrate ist mit ^{55}Fe in beiden Positionen erheblich niedriger als mit ^{109}Cd , so daß im Interesse einer kurzen Meßdauer und eines günstigen Signal/Untergrund-Verhältnisses ^{109}Cd als γ -Quelle der Vorzug zu geben ist.

6.3. Auflösung und Arbeitsbereich der Vieldrahtproportionalkammer

Um festzustellen, welche Hochspannung U_x für den Betrieb der Vieldrahtproportionalkammer bei einem Gasdruck p von 1100mbar geeignet ist, wurden mit ^{109}Cd in beiden Einstrahlpositionen Pulshöhenspektren bei Werten von $1,3 \text{ KV} \leq U_x \leq 1,9 \text{ KV}$ aufgenommen. Der Verstärkungsfaktor f des Hauptverstärkers wurde jeweils so eingestellt, daß dessen Ausgangspulse den aktiven Bereich des ADC von 0V bis 10V gut ausnutzten ($870 \geq f \geq 4,35$). An den Hauptpeak bei 22,16 KeV wurde nach Untergrundsubtraktion eine Gaußkurve angepaßt was die Pulshöhe PH und die Standardabweichung σ in ADC-Kanälen lieferte. Folgende Größen wurden ermittelt und gegen U_x aufgetragen:

1. Die gesamte Zählrate Z unter dem Hauptpeak und seinen beiden Nachbarpeaks:

$$Z = \sum_{K_1}^{K_2} (\text{Kanalinhalt} - \text{Untergrundbeitrag}),$$

mit K_1 = ADC-Kanal, in dem der Anfang des $\text{Ag}_{K\alpha}$ -Escape-Peaks liegt,

K_2 = ADC-Kanal, in dem das Ende des $\text{Ag}_{K\beta}$ -Peaks liegt.

Ergebnis: Z ist unabhängig von U_x . Der Anstieg der in Abb.28 eingezeichneten Ausgleichsgeraden ist im Fall der Ionisation am unteren (oberen) Ende der Driftstrecke innerhalb von 1,7 (0,3) Standardabweichungen mit 0 verträglich.

Das bedeutet, daß Verzerrungen des elektrischen Feldes im Übergangsbereich zwischen Driftstrecke und Vieldrahtproportionalkammer aufgrund des sich mit U_x ändernden Durchgriffs von U_x in den Driftbereich keine Verluste von Elektronen bewirken.

Das Verhältnis der Zählraten $Z(\text{unten}) / Z(\text{oben})$ beträgt bei $U_x = 1,6 \text{ KeV}$ ($2,51 \pm 0,13$) und liegt damit etwas unter dem

aufgrund der Plattengeometrie erwarteten Wert von 3,0 [Abschnitt 5.2.2., Tabelle 1].

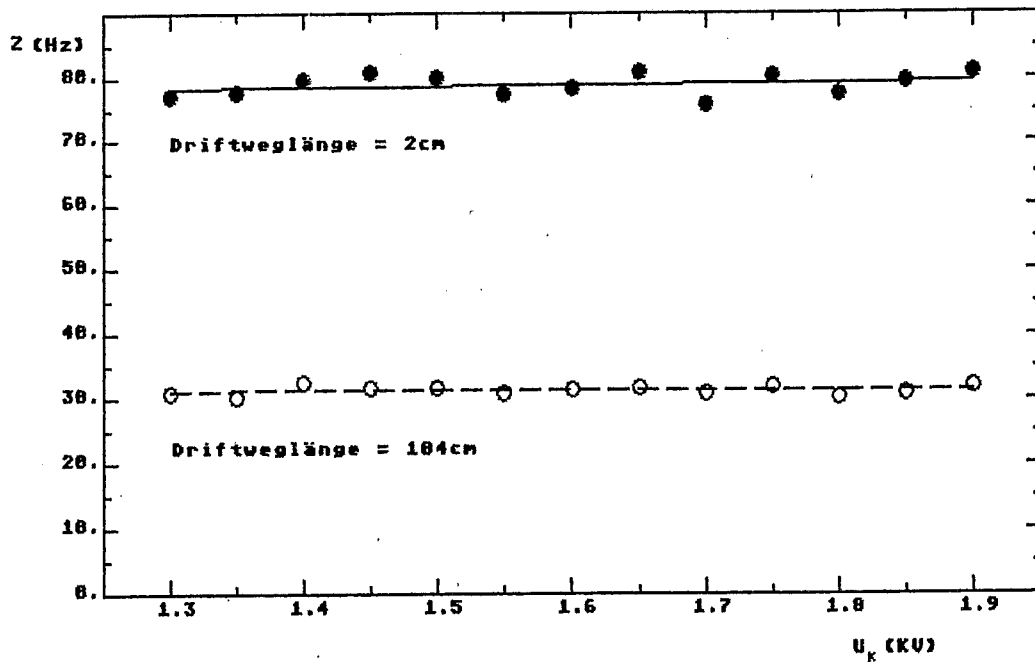


Abb.28: Abhängigkeit der gemessenen Zählrate Z von der an Signaldrähten der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung U_k

2. Die relative Auflösung a :

$$a = \frac{\text{FWHM}}{\text{PH}}$$

$$\text{FWHM} = 2 \cdot \sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma$$

= gesamte Breite der Gaußkurve auf halber Höhe.

Ergebnis: a variiert je nachdem, wo das Gas ionisiert wird. unterschiedlich mit U_k. Wie Abb.29 zeigt, liegen die Meßpunkte bei Ionisation direkt über der Vieldrahtproportionalkammer auf einer nach oben geöffneten Parabel mit einem Minimum von etwa 11% bei einer Hochspannung knapp unter 1,6 KV. Bis etwa zu diesem Spannungswert liegen auch die Werte von a bei Ionisation am oberen Ende der Driftstrecke auf einer nach oben geöffneten Parabel, aber sie steigen bei U_k > 1,6 KV nicht wieder mit U_k an, sondern bleiben auf einem konstanten Wert von ca. 9,5% stehen. Damit ist die Auflösung mit U_k = 1,6 KV bei Ionisation am oberen Ende der Driftstrecke um 1,5% besser als bei Ionisation am unteren Ende.

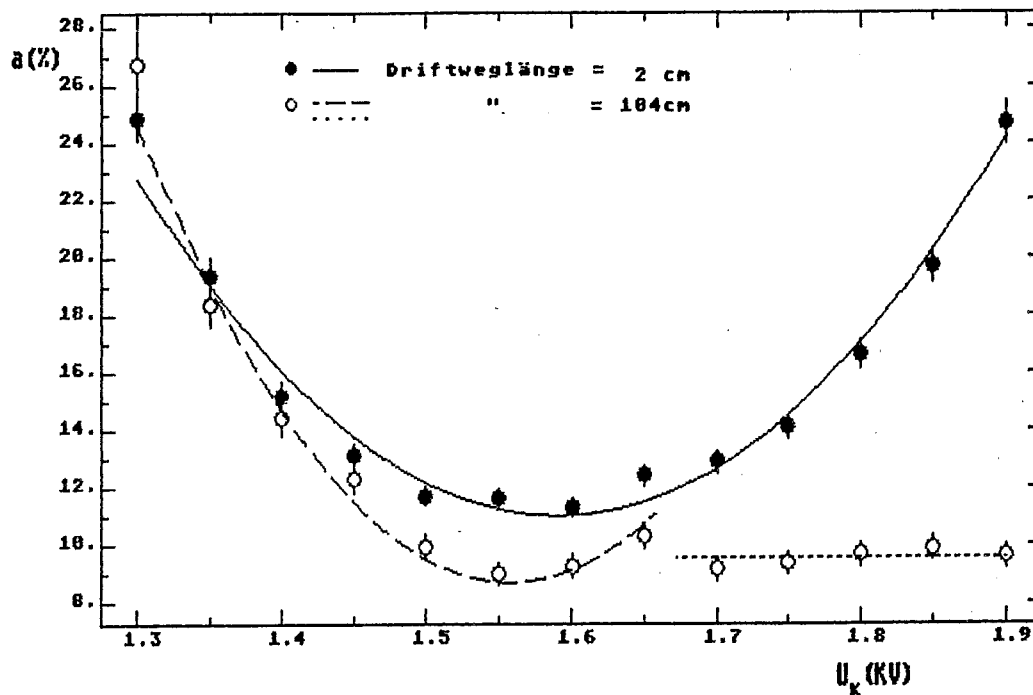


Abb.29: Abhängigkeit der relativen Auflösung a von der an den Signaldrähten der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung U_k .

3. Die Gasverstärkung M :

M wurde nur für den Fall der Ionisation am unteren Ende der Driftstrecke berechnet, da hier Elektronenverluste durch Anlagerung während der Drift zur Vieldrahtproportionalkammer vernachlässigt werden können und daher die Anzahl der pro Photon der Quelle in die Vieldrahtproportionalkammer gelangenden Elektronen bekannt ist. Die erforderliche Energie zur Erzeugung eines Ion-Elektron-Paares beträgt in Argon 26 eV [SA 77]. Die 22,16 KeV-Photonen der $Ag_{K\alpha}$ -Strahlung setzen also jeweils 852 Elektronen frei. Nach Beziehung <5.2.-3> liefert der Vorverstärker pro 1850 an den Signaldrähten der Vieldrahtproportionalkammer gesammelten Elektronen einen Puls der Höhe 1 mV. Dieser Wert wird vom Hauptverstärker mit dem Verstärkungsfaktor f multipliziert und der Puls dann an den ADC gegeben. Mit dem Anstieg $m = 9,731$ mV/Kanal der Geraden in Abb.25 folgt

$$M = \frac{m \cdot H}{f} \cdot \frac{18500/\text{mV}}{852} = 211 \cdot \frac{PH}{f}$$

Ergebnis: Wie Abb.30 zeigt, liegen die Meßpunkte im Bereich $1,4 \text{ KV} \leq U_k \leq 1,8 \text{ KV}$ gut auf einer an die Daten angepaßten E-Funktion. Die Gasverstärkung zeigt hier also die nach Gleichung <4.3.-7> für den Proportionalbereich einer Drahtkammer typische exponentielle Abhängigkeit von der anlie-

genden Hochspannung.

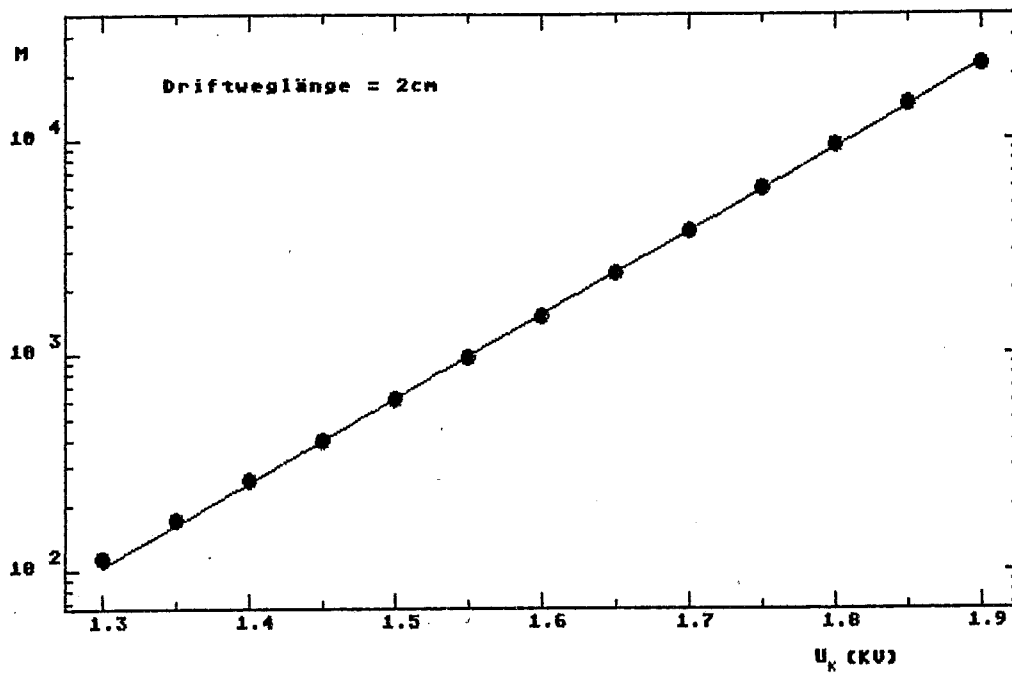


Abb.30: Die Gasverstärkung M bei Ionisation des Gases am unteren Ende der Driftstrecke in Abhängigkeit von der an der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung U_x .

4. Das Pulshöhenverhältnis R :

$$R = \frac{PH_o}{PH_u}, \quad \text{mit}$$

PH_o (PH_u) = Pulshöhe mit Quelle in oberer (unterer) Position

Ergebnis: R steigt, wie in Abb.31 dargestellt, bei $U_x > 1,6$ KV mit U_x stark an und wird dabei sogar deutlich größer als 1. Dies bedeutet eventuell, daß bei diesen empfindlichen Messungen der Raumladungseffekt schon bei relativ niedrigen Gasverstärkungen von einigen 10^3 zum Tragen kommt.

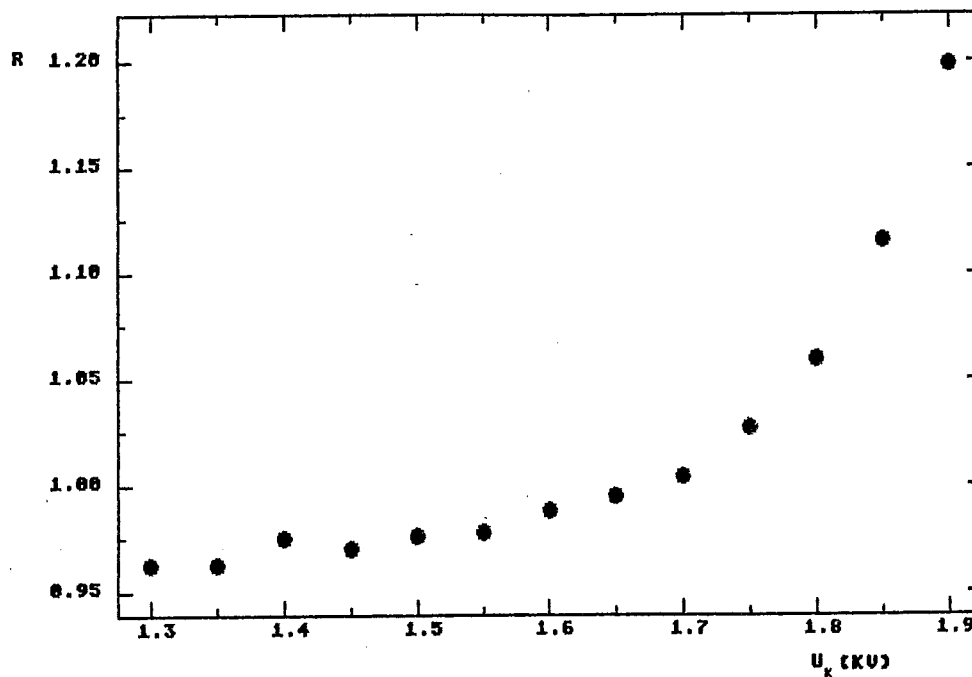


Abb.31: Das Pulshöhenverhältnis R in Abhängigkeit von der an der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung U_k .

Die Messungen der Auflösung A und des Pulshöhenverhältnisses R legen den Betrieb der Vieldrahtproportionalkammer bei einer Hochspannung von 1,6 KV nahe.

Als abschließender Test wurde die Proportionalität zwischen gemessener Pulshöhe und der γ -Energie bei $U_k = 1.6$ KV überprüft. Hierzu wurden die gemessenen Pulshöhen der 4 markanten Peaks in den Abb.26 a und c gegen die zugehörigen Energien aufgetragen. Das in Abb.32 dargestellte Ergebnis zeigt, daß die geforderte Proportionalität gut erfüllt ist.

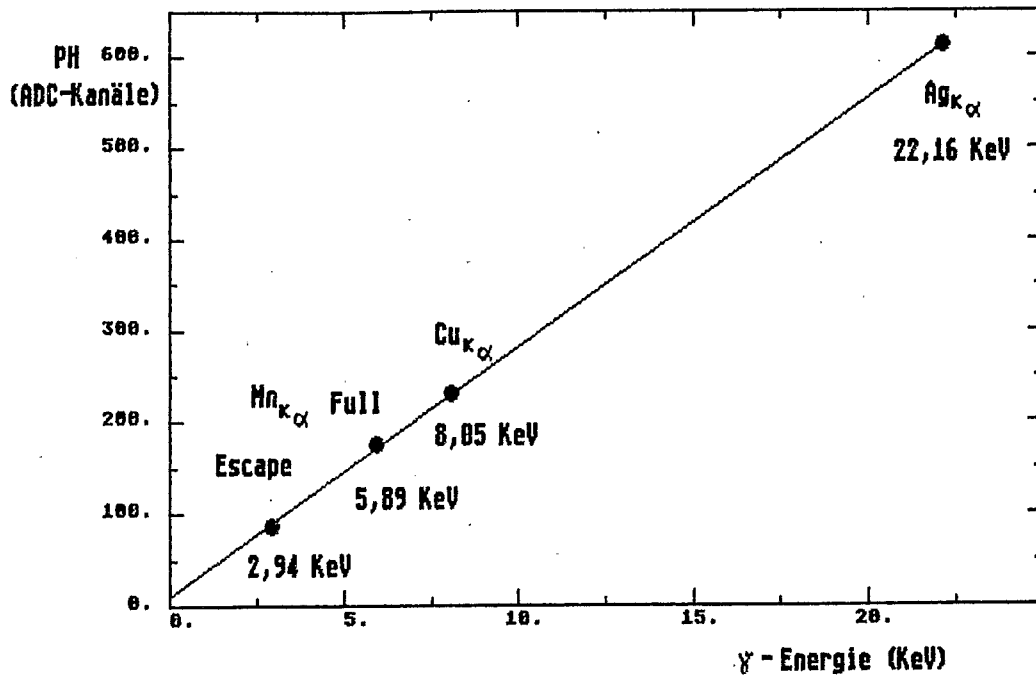


Abb.32: Die gemessene Pulshöhe PH in Abhängigkeit von der Photon-Energie.

6.4. Das Verhalten der Apparatur während einer Leermessung

Leermessungen sind Messungen der Zeitabhängigkeit des des Pulshöhenverhältnisses R ohne einen Probenkörper im Probenbehälter. Sie wurden zwischen 2 Probenmessungen durchgeführt, um zu prüfen, ob die Apparatur durch die aus Evakuierung und Spülen mit sauberem Flaschengas bestehende Reinigungsprozedur tatsächlich von eventuellen Verunreinigungen der zuvor getesteten Probe befreit wurde.

Im Idealfall sollte R während einer Leermessung zeitlich konstant bei 1 liegen. Gemessen wurde aber eine zeitliche Abnahme von R , deren Stärke durch die Lebensdauer τ_L der an die Meßpunkte angepaßten E-Funktion charakterisiert wurde. Am Anfang der Entwicklung des Gasteststandes lag τ_L bei 1200 h und konnte im weiteren Verlauf auf 3000 h verbessert werden. Abb.33 zeigt $R(t)$ während einer Leermessung in einer frühen Phase der Entwicklung (a) und am Ende der Entwicklung des Teststandes (b).

Es sei darauf hingewiesen, daß bei den typischen Lebensdauern > 1000 h während der 3 Tage dauernden Messungen nur eine lineare Abhängigkeit $R(t)$, also das erste Glied der Entwicklung der E-Funktion, bestimmt werden kann. Dennoch erfolgt der Vergleich der Messungen anhand der jeweiligen Lebensdauern.

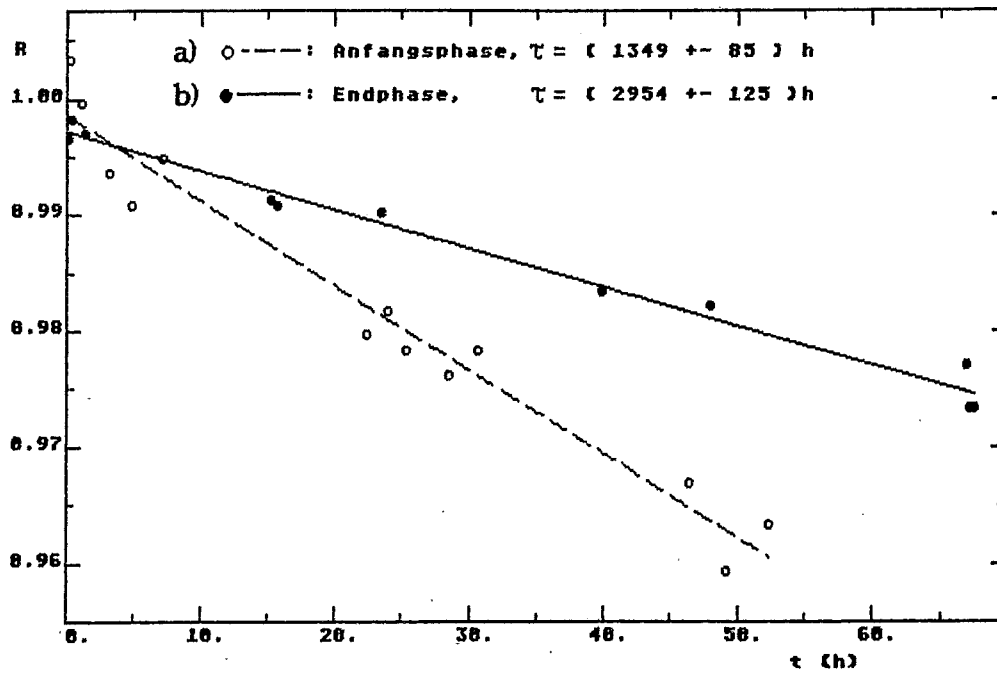


Abb.33: Zeitlicher Verlauf von R während einer Leermessung
 a) am Anfang der Entwicklung der Gasteststandes
 b) an ihrem Ende

Die Konzentrationen K_{O_2} und K_{H_2O} von Sauerstoff und Wasser nahmen auch während einer Leermessung mit der Zeit zu. Ihre Werte zu Beginn einer Messung hingen stark von der jeweils verwendeten Gasflasche ab:

$$0,3 \text{ ppm} \leq K_{O_2} (t=0) \leq 12 \text{ ppm}$$

$$1 \text{ ppm} \leq K_{H_2O} (t=0) \leq 40 \text{ ppm}$$

Verwendet wurde das von Fa. Messer-Griesheim, Düsseldorf für den Betrieb von Proportionalzählrohren vertriebene Fertiggemisch Ar/CH₄ (90/10) in 501-Flaschen mit einem Fülldruck von 200 bar.

Für die in Abb.33 dargestellten Messungen war

- a) $K_{O_2} (t=0) = 1,9 \text{ ppm}$, $K_{H_2O} (t=0) = 8 \text{ ppm}$,
- b) $K_{O_2} (t=0) = 3,1 \text{ ppm}$, $K_{H_2O} (t=0) = 2 \text{ ppm}$.

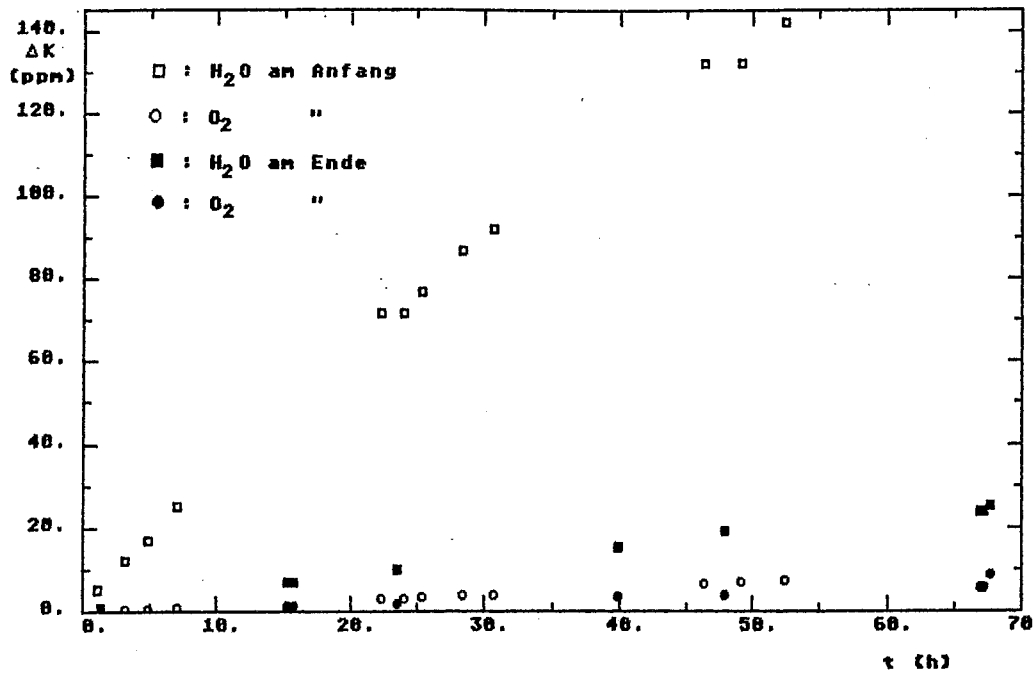


Abb.34: Zunahme ΔK der Konzentration von O_2 und H_2O im Kammergas während einer Leermessung am Anfang der Entwicklung des Gasteststandes und einer Leermessung an deren Ende

In Abb.34 ist $\Delta K(t) := K(t) - K(t=0)$ für O_2 und H_2O aufgetragen. Man erkennt, daß mit der Verlängerung von τ_L auch eine Verringerung der zeitlichen Zunahme von K_{O_2} und K_{H_2O} einherging. Dies führt zu der Vermutung, daß durch kleine Lecks eindringende O_2 - und H_2O -Moleküle die Verschlechterung des Pulshöhenverhältnisses während der Leermessungen verursachen könnten. Um dies zu verifizieren, wurden bereits als τ_L noch bei 1350 h lag, Messungen von R durchgeführt, bei denen Luft, Sauerstoff oder Wasser in verschiedenen Mengen dem sauberen Kammergas zugegeben wurden.

Die Zugabe der Gase erfolgte mit Hilfe des Vakuum-Eckventils mit 40 mm-Flanschen, das den Probenbehälter mit der Rootspumpe verbindet und hierbei als Schleuse diente. Bei geschlossenem Ventil wurde der Schlauch zur Rootspumpe abgenommen, das in Abb.35 gekennzeichnete nun zugängliche zylindrische Volumen von 54 cm^3 wurde mit dem jeweiligen Gas gefüllt und sofort danach mit einem Blindflansch abgeschlossen. Nach öffnen des Probenbehälters gelangte der Zusatz über den Probenbehälter in den Gaskreislauf. Durch Wiederholung dieses Vorganges konnte die Menge des Gaszusatzes erhöht werden.

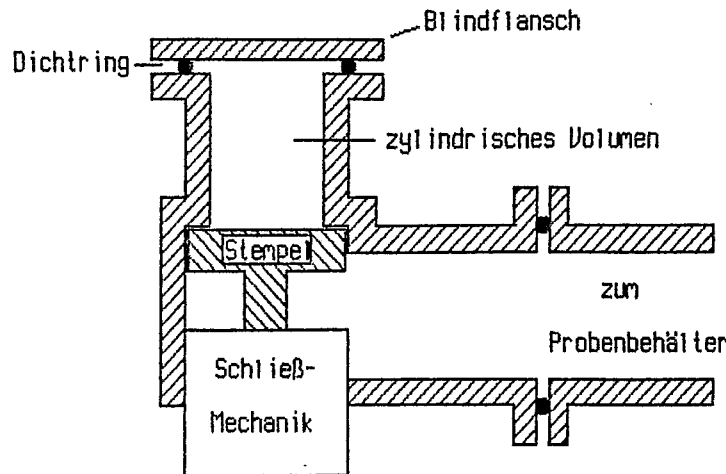


Abb.35: Skizze zur Nutzung eines Eckventils als Schleuse

Nach 45 min, also 10 min bevor die Umwälzpumpe das Gas im System einmal vollständig umgewälzt hatte, war der Zusatz im gesamten Gassystem gleichmäßig verteilt, was die dann konstante Anzeige des O_2 -Meßgerätes signalisierte.

Da eine Füllung des Zylindervolumens des Eckventils mit O_2 bereits für $K_{O_2} = 1000$ ppm ausreichte, wurde, um mit kleineren Konzentrationen messen zu können, der Probenbehälter vom Gesamtsystem abgetrennt, daß heißt, der Gaskreislauf erfolgte über die Bypass-Leitung des Probenbehälters. Nur für jeweils wenige Minuten wurde der Gasstrom durch den Probenbehälter geleitet, um die Konzentration des Gaszusatzes in der Testkammer in kleinen Stufen zu erhöhen.

Die Tests mit Gaszusätzen wurden jeweils in Zeiträumen $\Delta t < 10$ h unmittelbar nach der Reinigung des Kammergases durchgeführt. In den ersten 10 Stunden einer Leermessung fällt R nicht unter 0,99. Mit Gaszusatz gemessene Werte von $R < 0,99$ sind also auf die Wirkung des Zusatzes zurückzuführen.

Die Ergebnisse der Messungen mit Luft und Sauerstoff sind in Abb.36 dargestellt. Im Fall der Messungen mit Luft ist zu beachten, daß sich pro 1 ppm O_2 noch 4 ppm der übrigen Luftbestandteile im Gassystem befanden, die eventuell ebenfalls Elektronen anlagern. Dies macht sich auch im Ergebnis der Messungen bemerkbar:

$$O_2 : R(X \text{ ppm } O_2) = 1 - \frac{X}{7500}$$

$$\text{Luft} : R(X \text{ ppm } O_2) = 1 - \frac{X}{6500}$$

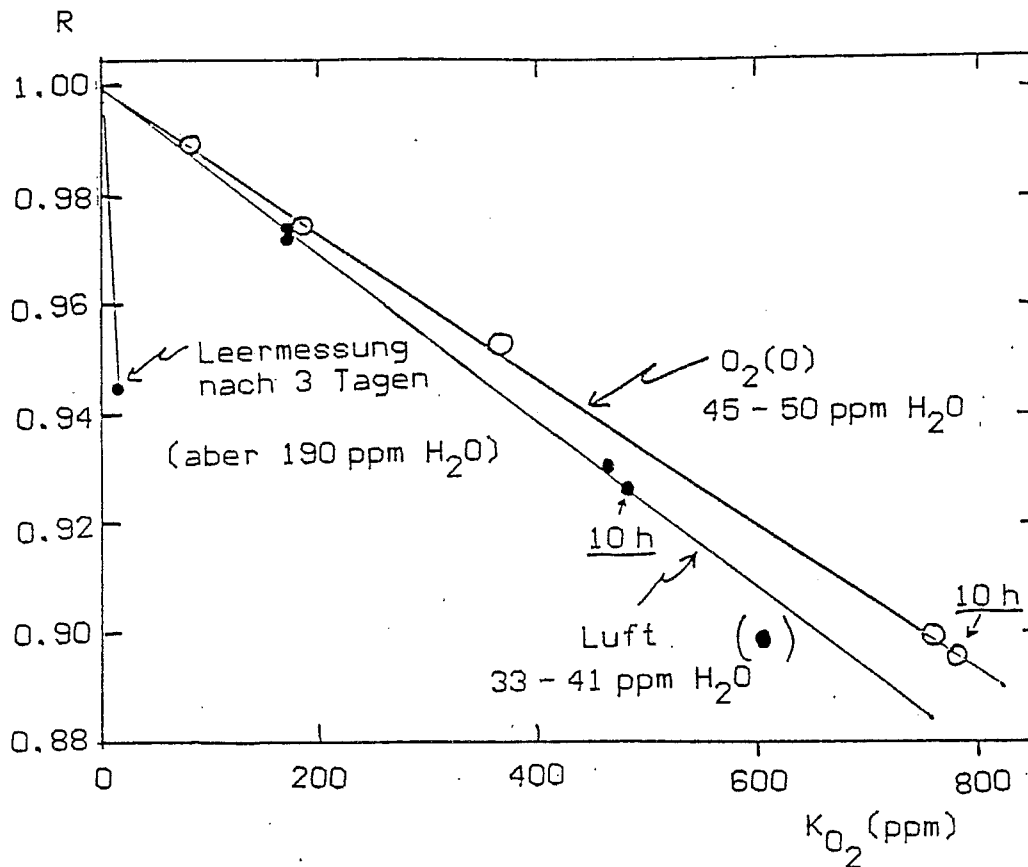


Abb.36: Pulshöhenverhältnis R in Abhängigkeit von der Sauerstoffkonzentration K_{O_2} bei Zugabe von Luft und reinem O_2 sowie während einer Leermessung

Zum Vergleich ist in Abb.36 auch R in Abhängigkeit von K_{O_2} während einer Leermessung eingetragen. R fällt hier viel schneller mit K_{O_2} ab, so daß eindringender Sauerstoff auch zusammen mit den übrigen Luftbestandteilen den endlichen Wert von τ_L nicht erklärt. Allerdings ist zu beachten, daß K_{H_2O} im Fall einer zur Zeit des Tests durchgeführten typischen Leermessung nach 3 Tagen 190 ppm erreichte. Während der Tests mit Luft und O_2 lag K_{H_2O} aber bei nur ca. 40 ppm. Dies bedeutet, daß eventuell der während der Leermessungen ansteigende Wassergehalt τ_L beeinflusst. Zudem zeigt sich, daß das Wasser nicht als Luftbestandteil von außen in die Apparatur eindringt, sondern von den Wänden abdampft, sonst müßte nämlich K_{O_2} wesentlich stärker ansteigen, da die Molekülradien von H_2O und O_2 mit 14 nm bzw. 15 nm etwa gleich sind und von daher beide Gase etwa gleich schnell in das Gassystem gelangen sollten.

Eine Messung von R mit gezielter Zugabe von Wasser sollte dessen Einfluß auf τ_L klären. Wasser wurde wie Luft und Sauerstoff durch das zur Schleuse umfunktionierte Eckventil in das Gassystem eingebracht. Bei geschlossenem Ventil wurden einige Tropfen Wasser in dessen zylindrisches Volumen gegeben und dieses dann mit einem Blindflansch abgeschlossen. Um zu vermeiden, daß auch Luft in das System gelangt, wurde der Gasdruck im System auf 1,2 bar erhöht und anschließend das Ventil solange, bis der Druck

wieder 1,1 bar betrug, geöffnet, während der Blindflansch leicht angehoben wurde, mit der Folge, daß das Kammergas die im Zylindervolumen befindliche Luft hinausdrückte.

Es wurden 3 Meßreihen durchgeführt, wobei die Verdrängung der Luft aus dem Ventil immer besser gelang. Abb.37 zeigt die in Abhängigkeit von K_{H_2O} gemessenen Werte von R. Die neben den Meßpunkten stehenden Zahlen bezeichnen jeweils K_{O_2} in ppm. Es sei erwähnt, daß die Sauerstoffkonzentration im Gas der verwendeten Flasche selbst bereits 11 ppm betrug.

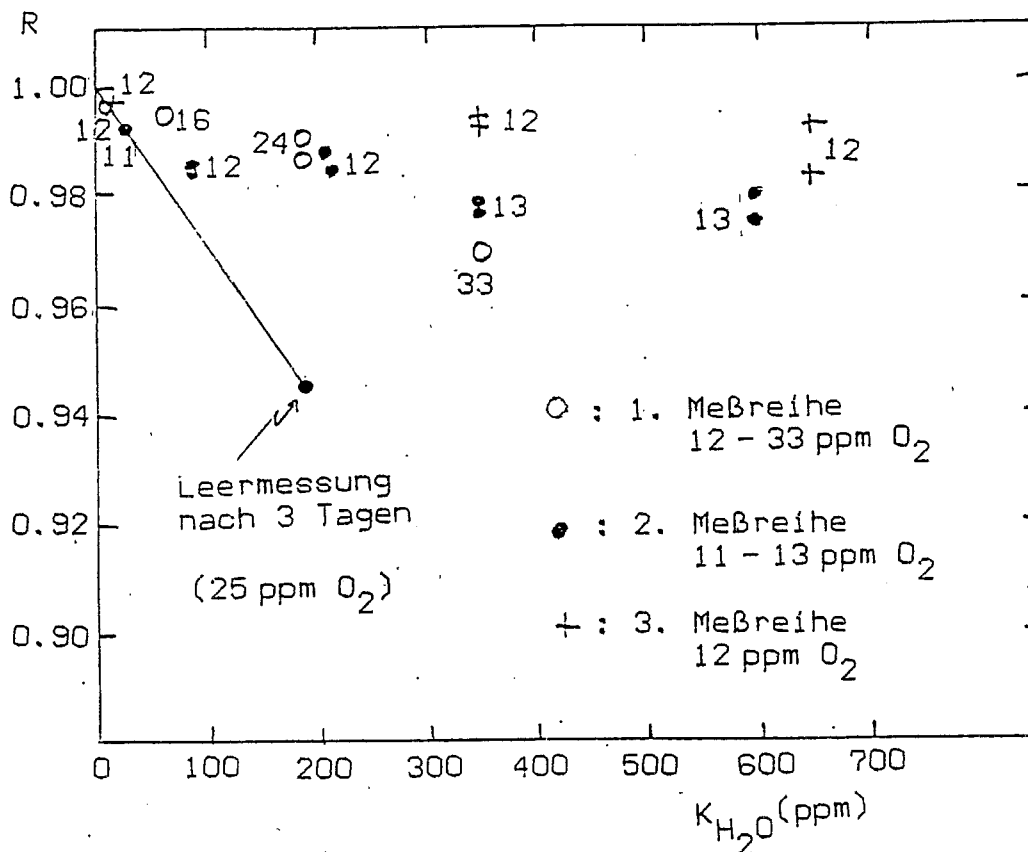


Abb.37: Pulshöhenverhältnis R in Abhängigkeit von der Wasserkonzentration K_{H_2O} bei gezielter Wassergabe sowie während einer Leermessung

Wieder lagen alle gemessenen Werte von R deutlich über dem zum Vergleich eingetragenen Verlauf von R während einer Leermessung. Wasser alleine bewirkt also nicht den Abfall von R während der Leermessungen und, wie die erste Meßreihe zeigt, bei der K_{O_2} auf 33 ppm anstieg, auch nicht zusammen mit Sauerstoff.

Daß Wasser für den Betrieb des Gasteststandes dennoch von Bedeutung ist, zeigt folgende Beobachtung. Mit einigen etwas feuchten Proben wurden, bevor sie durch intensives Evakuieren im Probenbehälter getrocknet wurden, starke Zunahmen von K_{H_2O} bis zu $\Delta K_{H_2O} = 400$ ppm pro Tag gemessen. Die entsprechenden Lebensdauern τ lagen mitunter bei nur wenigen 100 h. Nach der Trocknung war dann in einigen Fällen $\tau \approx \tau_L$. Mit anderen Proben stieg

K_{H_2O} wesentlich langsamer als bei den Leermessungen an, d.h. diese Proben nahmen das von den Gefäßwänden abdampfende Wasser auf, und die gemessene Lebensdauer war länger als ohne Probe. Beide Effekte deuten darauf hin, daß Wasser die Anlagerung von Elektronen an Verunreinigungen, die sich auf den Innenwänden befinden und im Laufe der Messung allmählich abdampfen, verstärkt.

7. Messung des Anlagerungskoeffizienten von Sauerstoff als Test der Apparatur

Der in Gleichung <3.2.-1> definierte Elektronenanlagerungskoeffizient C von Sauerstoff in Ar/CH₄ (90/10) wurde gemessen und das Ergebnis mit Messungen von M. Huk et al. [HU 87], [HU 88] verglichen.

Nach den Gleichungen <2.2.-4> und <3.2.-1> gilt

$$C = \frac{-\ln R \cdot v_D}{\Delta l \cdot P(\text{Ar/CH}_4) \cdot P(\text{O}_2)} = \frac{-\ln R \cdot v_D}{\Delta l \cdot p^2 \cdot K_{\text{O}_2}}, \quad \langle 7.-1 \rangle$$

mit $P(\text{Ar/CH}_4) \approx p = \text{Gesamtdruck}$,
 $\Delta l = \text{Driftweglänge} = 102 \text{ cm}$.

Bis auf die Driftgeschwindigkeit v_D konnten alle in Gleichung <7.-1> auftretenden Größen gemessen werden. Die von E/p abhängenden Beträge von v_D wurden den in [HU 88a] tabellierten Werten entnommen, wobei für Zwischenwerte linear interpoliert wurde.

In Abb.38 sind die bei $p=1,1 \text{ bar}$ und $E=284 \text{ V/cm}$ gemessenen Werte von C in Abhängigkeit von K_{O_2} aufgetragen. Die Zugabe von O₂ erfolgte wie in Abschnitt 6.4. beschrieben. Alle Meßwerte stimmen innerhalb der durch Kammerauflösung und Meßdauer gegebenen Fehlergrenzen mit dem Mittelwert von $(4,95 \pm 0,12) \mu\text{s}^{-1} \cdot \text{bar}^{-2}$ überein. Damit ist die vom BBH-Modell vorhergesagte Unabhängigkeit des Anlagerungskoeffizienten von K_{O_2} bestätigt.

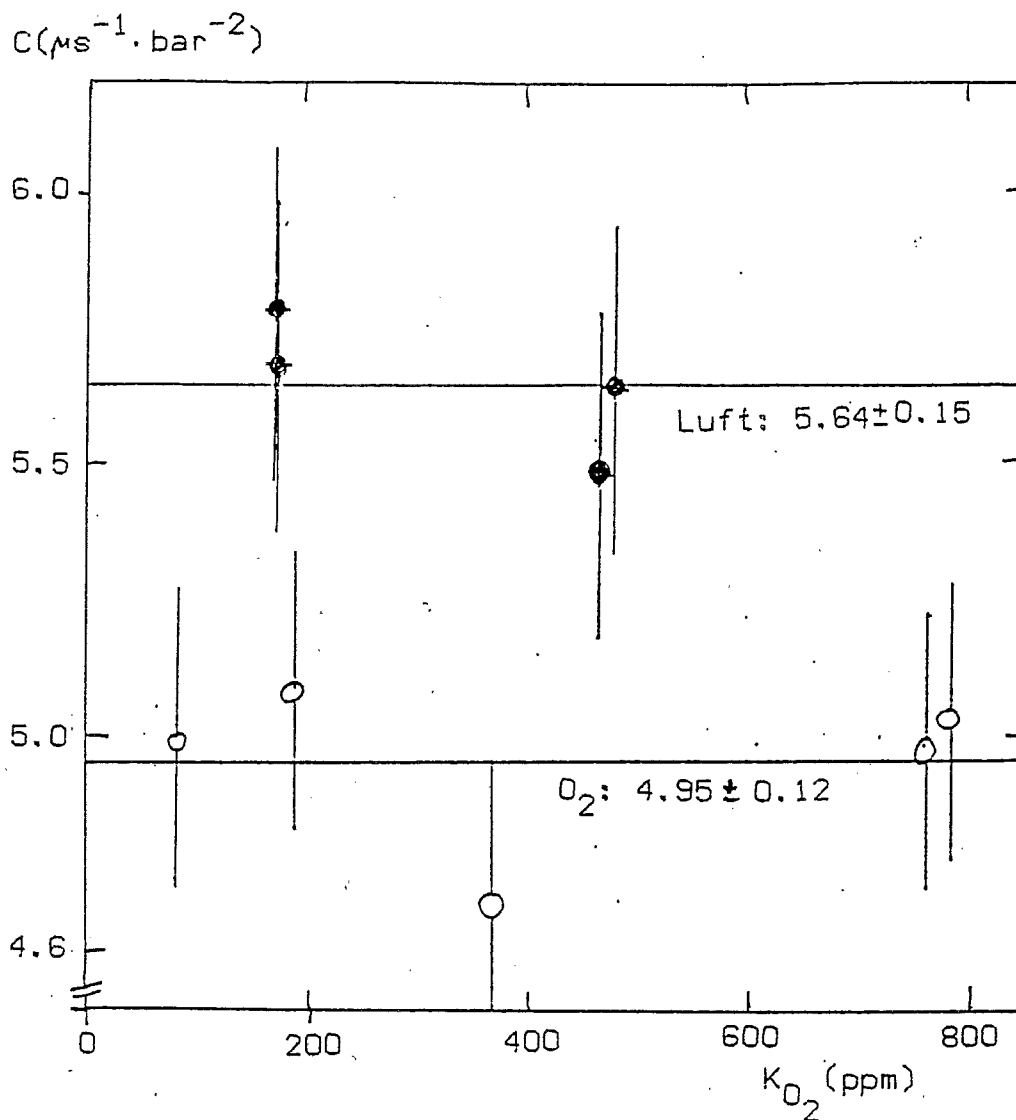


Abb.38: Gemessener Anlagerungskoeffizient C für O_2 in Ar/CH_4 (90/10) in Abhängigkeit von der O_2 -Konzentration K_{O_2} bei Zugabe von reinem Sauerstoff und von Luft.

Zusätzlich sind in Abb.38 Meßpunkte eingezeichnet, die bei Zugabe von Luft anstelle reinen Sauerstoffs aufgenommen wurden. Sie liegen geringfügig, aber signifikant über den mit reinem Sauerstoff ermittelten, was ebenfalls darauf hindeutet, daß außer O_2 noch andere Luftbestandteile Elektronen anlagern [Abschnitt 6.4.].

Die Ergebnisse der Messungen von C in Abhängigkeit von E/p sind im Vergleich mit Resultaten von M. Huk et al. in Tabelle 2 und Abb.39 dargestellt.

$\frac{E/p}{(V/cm)/bar}$	$\frac{E}{V/cm}$	$\frac{p}{bar}$	$\frac{v_D}{cm/\mu s}$	$\frac{K_{O_2}}{ppm}$	$\frac{C}{\mu s^{-1} \cdot bar^{-2}}$	Experiment
100	400	4	5.26	200	15.1 ± 1.5	[HU 87]
131	144	1.1	5.45	390	11.3 ± 0.5	dieses
138	552	4	5.45	200	10.5 ± 1.4	[HU 87]
200	800	4	5.07	200	7.4 ± 1.3	dieses
202	284	1.4	5.08	380	7.3 ± 0.5	dieses
250	1000	4	4.70	200	5.9 ± 1.1	[HU 87]
258	284	1.1	4.47	430	5.0 ± 1.2	dieses

Tabelle 2 : Gemessener Anlagerungskoeffizient C für O₂ in Ar/CH₄ (90/10) in Abhängigkeit von E/P im Vergleich mit Meßwerten von M.Huk et al. [HU 88]

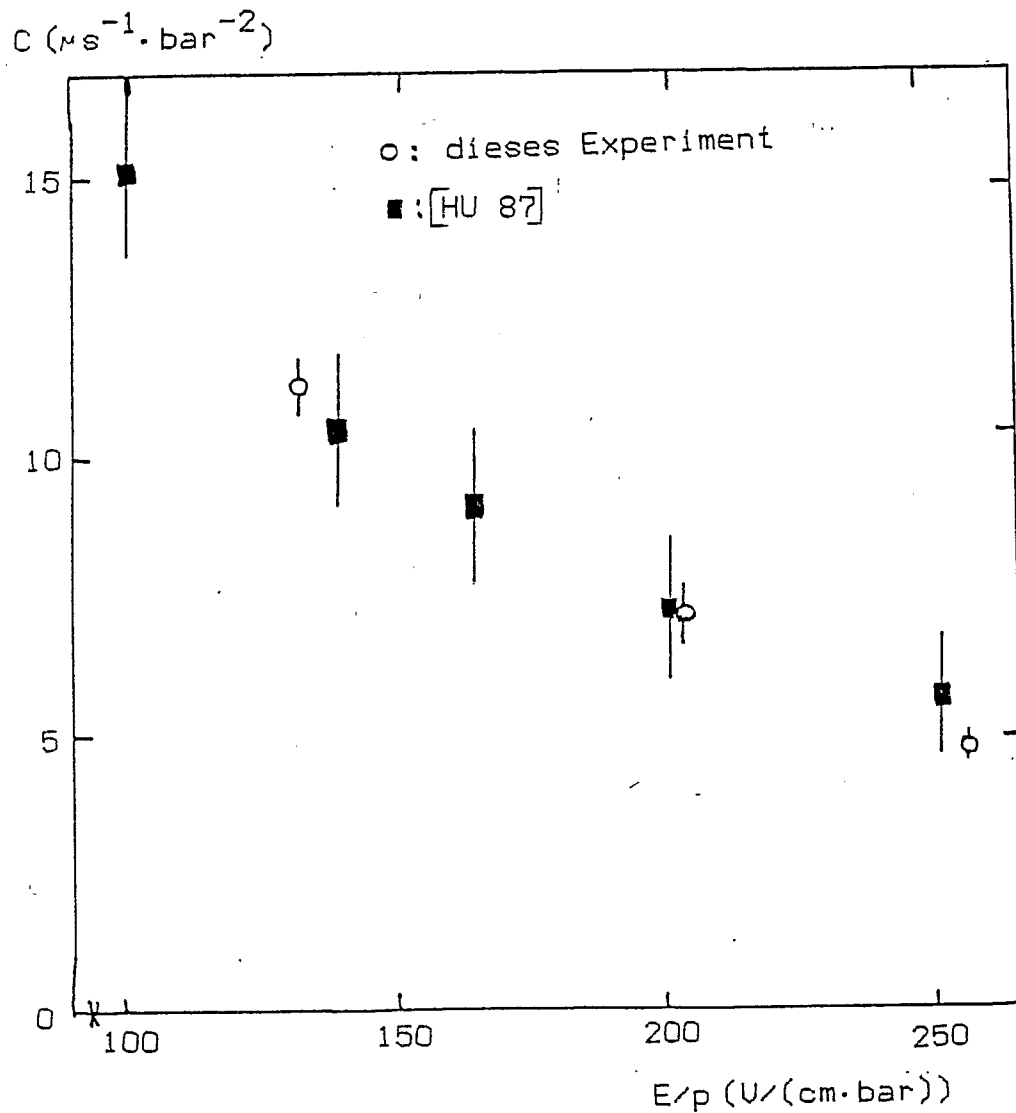


Abb.39: Gemessener Anlagerungskoeffizient C für O₂ in Ar/CH₄ (90/10) in Abhängigkeit von E/P im Vergleich mit Meßwerten von M.Huk et al. [HU 88]

In [HU 88] findet sich eine experimentell ermittelte Korrekturformel für C für den Fall, daß sich neben O₂ auch H₂O im Gas befindet. Diese Formel beschreibt die Erhöhung des Anlagerungskoeffizienten durch H₂O:

$$C(X \text{ ppm H}_2\text{O}) = C(0 \text{ ppm H}_2\text{O}) \cdot \left(1 + \frac{X}{1000}\right) \quad \langle 7.-1 \rangle$$

Der auf 0 ppm Wasser korrigierte Wert C_{KORR} des mit X ppm Wasser gemessenen Anlagerungskoeffizienten C ist also

$$C_{\text{KORR}} = C \cdot \left(1 + \frac{X}{1000}\right)^{-1}. \quad \langle 7.-2 \rangle$$

Zur Überprüfung der Gültigkeit von Gleichung <7.-2> wurde bei $K_{\text{O}_2} = 545 \text{ ppm C}$ unter Variation von $K_{\text{H}_2\text{O}}$ gemessen. Allerdings wurde nicht reines O₂ zugegeben, sondern Luft, was wegen der geringen Wirkung der zusätzlichen Luftbestandteile aber keinen wesentlichen Einfluß auf die Gültigkeit von Gleichung <7.-2> haben sollte.

Die Resultate sind in Abb.40 dargestellt. Auch die nach Gleichung <7.-2> bestimmten Werte von C_{KORR} sind dort eingetragen. Sie stimmen gut mit den bei niedrigen Werten von $K_{\text{H}_2\text{O}}$ bestimmten Anlagerungskoeffizienten von Luft überein.

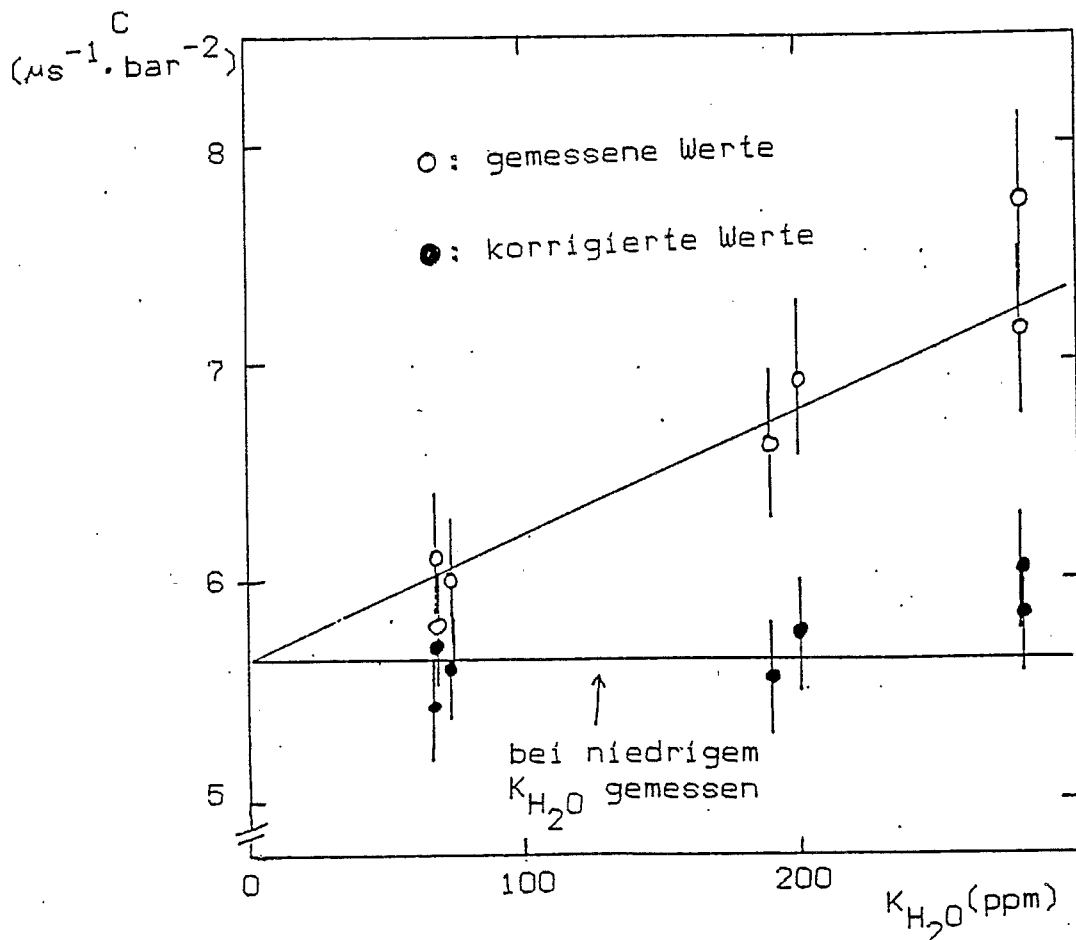


Abb.40: Korrektur des Anlagerungskoeffizienten auf Wasser

Die qualitativ und quantitativ gute Übereinstimmung des Verhaltens von $\text{CO}_2\text{-Ar/CH}_4$ (90/10) mit theoretischen Vorhersagen und einem unabhängigen Experiment zeigt, daß die entwickelte Apparatur zur Messung von Elektronenverlusten durch Anlagerung an Gasverunreinigungen tatsächlich geeignet ist.

8. Die Untersuchung der Proben

8.1. Die Reinigung der Apparatur

Da beim Einlegen der Proben Luft in den Probenbehälter gelangt und die Testkammer von der vorhergegangenen Messung verunreinigt ist, muß zunächst das gesamte Gassystem gereinigt werden.

Die Reinigungsprozedur besteht aus Evakuierung und Spülen mit sauberem Gas aus der Flasche. Sie wurde im Laufe der Entwicklung des Gasteststandes einige Male abgewandelt. Im folgenden sollen 2 wesentliche, über längere Zeiträume angewandte Verfahren erläutert werden.

1. Das gesamte Gassystem wird evakuiert, zuerst mit beiden Vakuumpumpen gemeinsam auf $p = 10^{-3}$ Torr, dann nur noch mit der Turbopumpe auf $5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Dieser Enddruck wird in der Regel in Abhängigkeit von der im Probenbehälter liegenden Probe nach 5 bis 20 h erreicht. Anschließend wird 4 bis 6 h lang mit sauberem Gas aus der Flasche gespült.

Die erreichte Lebensdauer τ_L der Leermessung verbesserte sich in den 4 Monaten, in denen dieses Verfahren angewandt wurde von 1200 h auf 1750 h. Der zeitliche Anstieg des Wassergehaltes K_{H_2O} des Kammergases sank in dieser Zeit von 40-50 ppm/Tag auf 15 ppm/Tag ab. Das Gassystem wurde also im Laufe der Zeit sauberer.

Mit manchen Proben konnte der Endvakuumdruck von $5 \cdot 10^{-5}$ Torr nach 20 h nicht erreicht werden. Wie sich während der dann folgenden Messung des zeitlichen Verhaltens des Pulshöhenverhältnisses R herausstellte, lag dies an dem hohen Wassergehalt dieser Proben. Durch Verlängerung der Evakuierdauer um weitere 2 bis 3 Tage konnten Enddruck und Wassergehalt weiter reduziert werden.

2. Auf das exzessive Evakuieren wird verzichtet. Mit der Roots-Pumpe wird das System in ca. 5 min auf lediglich 10^{-3} Torr evakuiert. Beim folgenden 2 stündigen Spülen mit sauberem Flaschengas wird zur Steigerung der Effektivität 3 mal zwischendurch der Gasdruck auf 1,6 bar erhöht und anschließend das Gas wieder auf 1,05 bar entspannt. In den 2 Stunden wird so das Gas im System 5 bis 10 mal ausgetauscht.

Mit dieser Reinigungsprozedur stieg τ_L innerhalb von 2 Wochen von 1750 h auf 3000 h an. Innerhalb von 2 Monaten sank die Zunahme von K_{H_2O} während der Leermessungen von 15 ppm/Tag auf 5 ppm/Tag ab.

Die rapide Verbesserung von τ_L durch den Übergang von Prozedur 1 zu Prozedur 2 deutet darauf hin, daß beim Betrieb der Turbopumpe von dieser ausgehende Verunreinigungen in das Gassystem gelangen, sich auf den Wänden absetzen und später, während des Meßbetriebs, allmählich in das Kammergas gelangen. Ein totaler Verzicht auf die Evakuierung erwies sich als langfristig

nicht ratsam, da, wie die Messungen des Pulshöhenverhältnisses R zeigten, die Apparatur nur durch Spülen nicht vollständig gereinigt werden kann. Nach einigen Probestests, vor denen nicht evakuiert wurde, lag $R(T=0)$ bei nur 0,985.

8.2. Der Meßvorgang

Die Messungen des Pulshöhenverhältnisses R erfolgten bei den Leermessungen sowie bei den Tests der Proben in unregelmäßigen Abständen über einen Zeitraum von meistens 3 Tagen. Zunächst wird 200 s lang ein Pulshöhenspektrum der ^{109}Cd -Quelle aufgenommen, während diese sich in der unteren Position, also direkt über der Vieldrahtproportionalkammer befindet. Sofort danach erfolgt die Aufnahme des Spektrums mit der Quelle in der oberen Position, also 104 cm über der Vieldrahtproportionalkammer, aufgenommen, was zum Ausgleich der niedrigeren Zählrate 400 s dauerte. Die Uhrzeiten t_1 und t_2 , zu denen die Aufnahmen der Spektren gestartet wurden, wurden festgehalten, zudem wurden K_{O_2} , $K_{\text{H}_2\text{O}}$, p und die Temperatur T nach der Aufnahme des ersten Spektrums registriert.

8.3. Die Auswertung

Für die Analyse der Pulshöhenspektren wurde ein Programm entwickelt, daß vom Spektrum einen exponentiell abfallenden Untergrund subtrahiert und an den Hauptpeak, d.h. den Full-Peak der $\text{Ar}_{K\alpha}$ -Strahlung bei 22,16 KeV eine Gaußverteilung anpaßt. Das Programm arbeitet einen speziell auf die Form der gemessenen Spektren abgestimmten Algorithmus ab. Die Eingabewerte sind ausschließlich die Einträge in den ADC-Kanälen. Startwerte sind nicht erforderlich.

Ein Spektrum [Abb.26c,d] hat 3 für die Analyse relevante Bereiche:

1. den Bereich des Hauptpeaks, in dem die Kanalinhalt größer als die Hälfte des maximalen Kanalinhalt sind. Hier ist die Abweichung des Spektrums von der Gaußförmigkeit aufgrund der Nebenpeaks vernachlässigbar,
2. den Bereich zwischen Cu- und Cd-Peak, in dem die Kanalinhalt wegen des Untergrundes [Abb.27a] als exponentiell mit der Kanalnummer abfallend angenommen werden,
3. den Bereich oberhalb des Cd-Peaks, in dem ebenfalls nur ein exponentiell abfallender Untergrund registriert wird.

Zur Bestimmung der Grenzen von Bereich 1 werden die Kanalinhalt über jeweils 5 Kanäle gemittelt. Auf der so erhaltenen Treppenfunktion wurden die beiden Stufen rechts und links des Maximums ermittelt, deren Höhe am nächsten am halben Wert des Maximums liegen. Der zum Anfang (Ende) der so ermittelten linken (rechten) Stufe gehörende Kanal wird als untere (obe-

(obere) Grenze von Bereich 1 angenommen.

Die Bestimmung der Grenzen von Bereich 2 und 3 erfolgt nach Mittelung der Kanalhalte über je 20 Kanäle. Vom Maximum der Treppenfunktion aus wird stufenweise so weit nach rechts (links) gegangen, bis die Differenz zwischen 2 aufeinanderfolgenden Stufen zwei mal hintereinander kleiner als $3 \cdot \sqrt{\text{Stufenhöhe}}$ war. Das Ende (Der Anfang) der dann aktuellen Stufe gibt die Kanalnummer des Anfangs (Endes) von Bereich 3 (2) an. Der Anfang von Bereich 2 wird durch das Ende der Stufe gebildet, nach der die Differenz zur nächsten Stufe beim Weitergehen nach links zum ersten mal wieder größer als $3 \cdot \sqrt{\text{Stufenhöhe}}$ ist. Das Ende von Bereich 3 ist dadurch festgelegt, daß er 50 Kanäle umfassen soll.

Die Kanalhalte in den Bereichen 2 und 3 werden zur Parametrisierung des Untergrundes in Form einer Exponentialfunktion herangezogen. Nach Subtraktion des parametrisierten Untergrundes von den Kanalhalten in Bereich 1 wird hier eine Gaußverteilung angepaßt:

$$G(K) = A \cdot e^{-\frac{(K-K_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}}$$

- mit K = Kanalnummer
 $A = G(K_0)$ = Maximalwert von $G(K)$
 K_0 = Erwartungswert
 σ = Standardabweichung

Die Anpassung erfolgt durch Logarithmierung der Kanalhalte und anschließende quadratische Regression. Zur Abschätzung des Fehlers σ_{K_0} von K_0 wird die Summe N der Kanalhalte in Bereich 1 abzüglich des Untergrundes gebildet. Damit ergibt sich $\sigma_{K_0} \approx \sigma / \sqrt{N}$. Der relativ niedrige Untergrund läßt diese einfache Abschätzung zu.

Abb.41 zeigt die Spektren aus Abb.26c,d mit zugehöriger Untergrund- und Gauß-Anpassung. Die Grenzen der 3 Bereiche und die durch Mittelung über je 20 Kanäle entstandene Treppenfunktion zur Bestimmung der Grenzen von Bereich 2 und 3 sind ebenfalls eingetragen. Abb.42 zeigt einen Ausschnitt dieser Spektren mit der angepaßten Gaußkurve, den Grenzen von Bereich 1 und der Mittelung über 5 Kanäle.

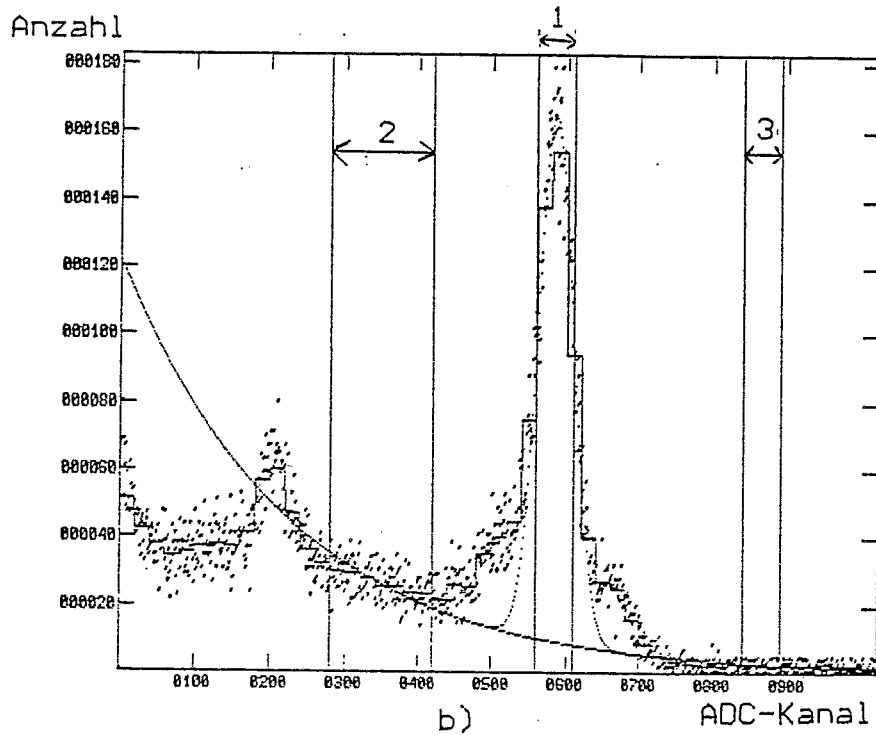
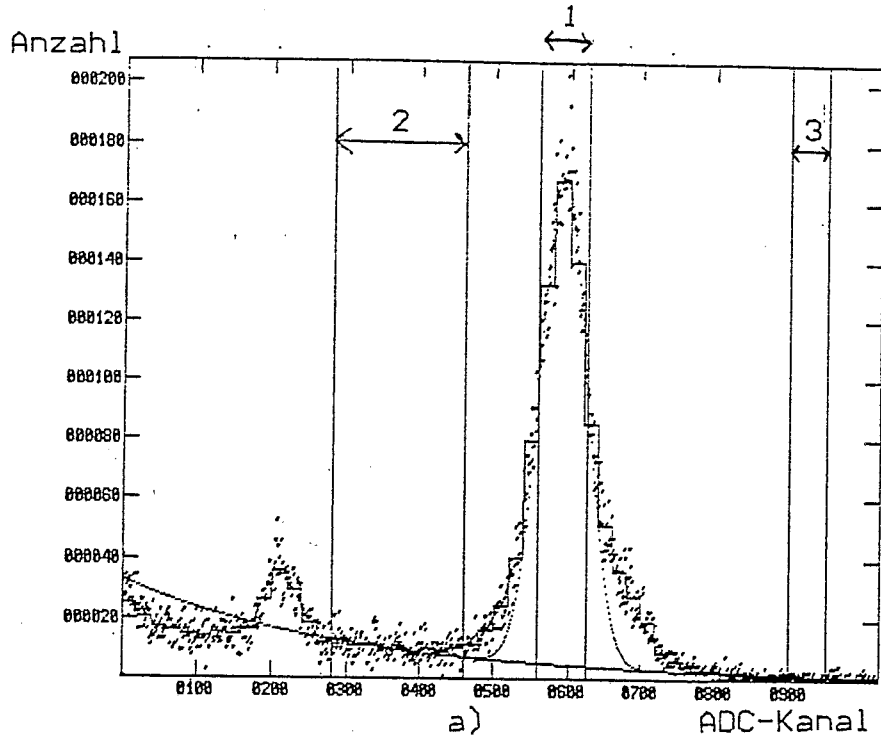


Abb.41: Spektren von ^{109}Cd mit parametrisiertem Untergrund und angepaßter Gaußkurve. Die Grenzen der relevanten Bereiche sind markiert (siehe Text). Eine durch Mittelung über 20 Kanäle entstandene Treppenfunktion ist eingezeichnet.

- a) Quelle in unterer Position
- b) Quelle in oberer Position

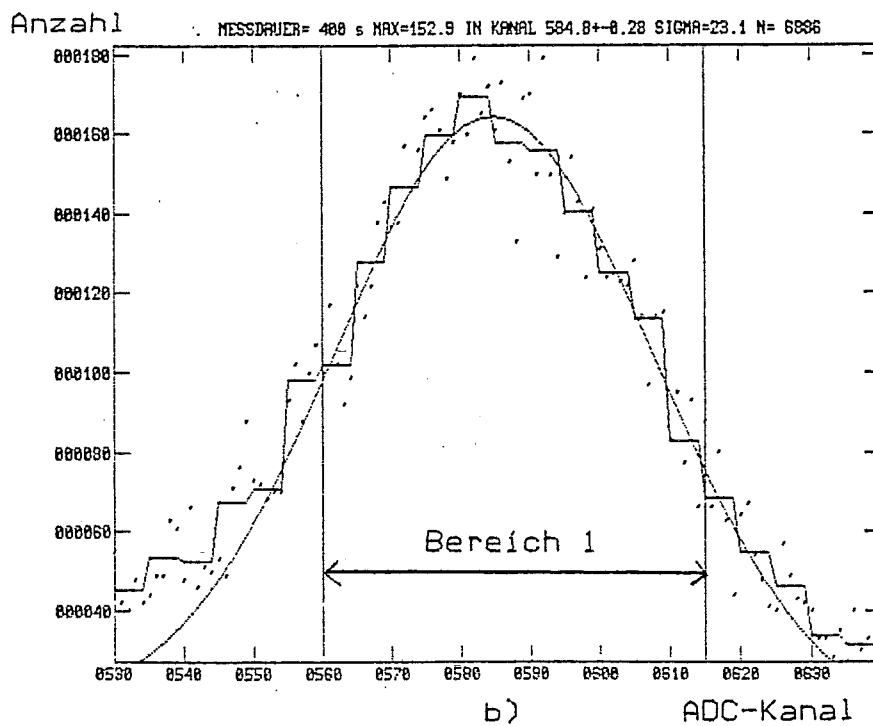
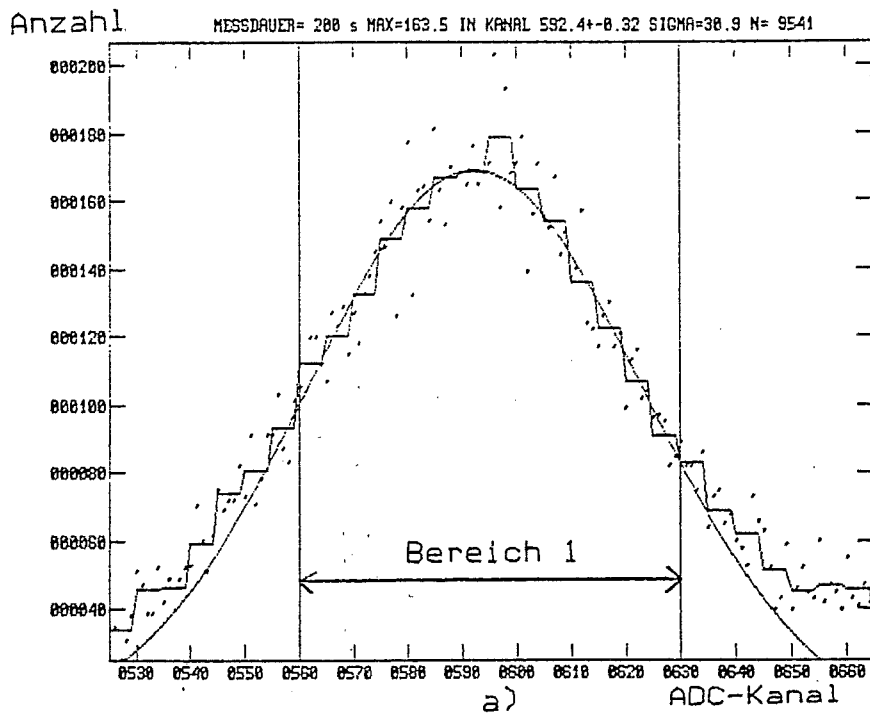


Abb.42: Ausschnitte der Spektren von Abb.41. Die Mittelung über 5 Kanäle, die Grenzen von Bereich 1 und die angepaßte Gaußkurve sind eingezeichnet.

- a) Quelle in unterer Position
- b) Quelle in oberer Position

Die zur Berechnung des Pulshöhenverhältnisses R gemäß Gleichung <2.1.-2> benötigte relative Pulshöhe PH ergibt sich zu

$$PH = K_0 - P, \quad P = \text{Pedestal des ADC}$$

Der Zeitpunkt t einer Messung von R wird nach

$$t = \frac{\left(t_2 + \frac{\Delta t_2}{2}\right) - \left(t_1 + \frac{\Delta t_1}{2}\right)}{2} - t_0,$$

mit t_0 = Zeitnullpunkt = Zeitpunkt, zu dem das Spülen beendet und der geschlossene Gaskreislauf eingestellt wurde

$t_{1/2}$ = Zeitpunkt, zu dem die Aufnahme des Pulshöhenspektrums mit der Quelle in der unteren/oberen Position begonnen wurde

$\Delta t_{1/2}$ = Dauer der Aufnahme des Pulshöhenspektrums mit der Quelle in der unteren/oberen Position,

übliche Werte: $\Delta t_1 = 200$ s, $\Delta t_2 = 400$ s

bestimmt.

An die Werte $R(t)$ wird eine Exponentialfunktion angepaßt:

$$R(t) = R(t=0) \cdot e^{-t/\tau}.$$

Die Lebensdauer τ wird schließlich zur Beurteilung der Probe mit der Lebensdauer τ_L der Leermessung verglichen.

8.4. Die Resultate

Eine Übersicht über die Resultate der Tests verschiedener Proben auf Gasverunreinigung gibt Tabelle 3. Manche Proben wurden mehrmals getestet. Die Numerierung gibt die Chronologie des jeweils ersten Tests der Proben wieder. Bei Mehrfachmessungen sind die einzelnen Resultate ebenfalls in chronologischer Folge aufgeführt.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Messungen während der Entwicklung der Apparatur durchgeführt wurden. In dieser Zeit verlängerte sich τ_L und die zeitliche Zunahme $\Delta K_{H_2O}/\Delta t$ der Wasserkonzentration ging, auch ohne daß sich eine Probe im Probenbehälter befand, zurück [Abschnitt 6.4.].

Ifd. Nr.	Probe	$\frac{O}{m^2}$	$\frac{\tau}{h}$	$\frac{\tau_L}{h}$	$\frac{\Delta K_{H_2O}}{\Delta t}$		$\frac{(1/\tau - 1/\tau_L) / A}{1/(h \cdot m^2)}$
					mit	ohne	
					Probe		
1	Kapton-Folie	4.68±0.02	4000±200	1200±100	-	-	$-(1.25 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$
		"	2460±150	1350±80	8	75	$-(7.14 \pm 1.01) \cdot 10^{-5}$
2	FR4 + ein- seitig Cu	2.50±0.02	710±80	1200±100	-	-	$(2.30 \pm 0.69) \cdot 10^{-4}$
3	Kapton-Folie + einseitig HRC (Eurepox)	4.68±0.02	1460±80	1200±100	-	-	$-(3.17 \pm 1.69) \cdot 10^{-5}$
4	Kapton-Folie + einseitig HRC (Ein- komponen- tenharz)	0.20±0.01	935±80	1200±100	100	130	$(1.18 \pm 0.58) \cdot 10^{-3}$
		"	1834±108	1700±50	16	13	$-(2.15 \pm 1.83) \cdot 10^{-4}$
5	Nomex Ara- midpapier Du Pont Typ 410	0.64±0.01	1240±80	1220±80	600	100	$-(0.21 \pm 1.17) \cdot 10^{-4}$
6	FR4 mit Prepreg verklebt	0.34±0.01	1419±69	1300±80	200	50	$-(1.90 \pm 1.72) \cdot 10^{-4}$
7	G10	0.512±0.01	1175±58	1300±80	170	50	$(1.60 \pm 1.24) \cdot 10^{-4}$
8	Cu-Platine + beidseitig Photolack	0.8±0.005	1128±51	1280±80	50	50	$(1.32 \pm 0.63) \cdot 10^{-4}$
9	Edelstahl + einseitig Leitlack Doduco Au- romal 37M auf Kapton	0.124±0.002	1153±40	1333±33	80	50	$(9.44 \pm 2.86) \cdot 10^{-4}$
		"	1541±66	1725±80	80	50	$(5.58 \pm 3.12) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3: Resultate der Probestests, Fortsetzung →

Ifd. Nr.	Probe	$\frac{O}{m^2}$	$\frac{\tau}{h}$	$\frac{\tau_L}{h}$	$\frac{\Delta K_{H_2O}}{\Delta t}$		$\frac{(1/\tau - 1/\tau_L) / A}{1/(h \cdot m^2)}$
					mit	ohne	
					Probe		
10	G10 + Cu	1.52±0.01	434±18	1700±50	530	40	$(1.13 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
	+ einseitig	"	846±61	"	160	40	$(3.14 \pm 0.57) \cdot 10^{-4}$
	Kapton	"	1305±118	"	95	40	$(1.17 \pm 0.47) \cdot 10^{-4}$
11	G10 + Cu beidseitig	1.50±0.01	1341±36	1700±50	80	40	$(1.05 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
12	Stecker für	0.11±0.01	707±31	1700±50	110	20	$(7.51 \pm 0.90) \cdot 10^{-3}$
	Flachband-	"	1905±249	"	60	20	$-(5.75 \pm 6.45) \cdot 10^{-4}$
	kabel, 60 Stück	"	1544±76	"	50	20	$(5.40 \pm 3.33) \cdot 10^{-4}$
13	Kabel- markierer aus Papler	$4 \times (21,5 \cdot 10) \text{ cm}^2$ $\pm (4 \cdot 0,2 \cdot 21,5) \text{ cm}^2$	1777±105	1700±50	10	12	
			3073±315	2954±125	9	9	
14	Hart-PVC	0.665±0.005	1010±30	1700±50	200	12	$(6.04 \pm 0.51) \cdot 10^{-4}$
		"	1081±79	"	110	12	$(5.07 \pm 1.05) \cdot 10^{-4}$
		0.333±0.002	1885±171	2180±250	80	13	$(2.16 \pm 2.14) \cdot 10^{-4}$
15	Merging- Board		1926±80	2400±200	24	12	
			2126±123	"	20	12	
16	Edelstahl 1.4301, phosphatiert (Oberdorfer Chemie)	1.329±0.007	3054±181	3000±300	10	12	$-(0.44 \pm 2.90) \cdot 10^{-5}$
17	Schmiermit- tel 'Neolube' Huron Industries Michigan, USA	0.023±0.001	2321±111	2938±121	8	8	$(3.93 \pm 1.09) \cdot 10^{-3}$
18	G10 EP74 Italien	1.888±0.008	1271±189	3430±200	350	8	$(2.67 \pm 0.63) \cdot 10^{-4}$
		"	2026±171	"	300	8	$(1.11 \pm 0.24) \cdot 10^{-4}$
		"	2861±690	"	160	8	$(3.51 \pm 4.55) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3, Fortsetzung

Um die Materialien miteinander auf der Basis eines vom jeweiligen Wert von τ_L und von der Oberfläche der Proben unabhängigen Größe vergleichen zu können, wurde der Wert der Größe

$$\lambda := (1/\tau - 1/\tau_L) / O,$$

O = Gesamtoberfläche der Probe

berechnet. Für Proben, die das Gas nicht mit elektronegativen Substanzen verunreinigen, sollte $\lambda = 0$ sein. Für die übrigen erwartet man $\lambda > 0$.

Im Fall der Proben Nr. 4, 5, 6, 13, und 16 liegt τ so nahe bei τ_L , daß λ innerhalb der Meßfehlergrenzen mit null verträglich ist. Für die Proben Nr. 7 und 8 gilt dies innerhalb von 1.3 bzw. 2 Standardabweichungen. Wegen ihrer Wasseraufnahme während der Messungen bewirkten die Proben Nr. 1 und 3 sogar längere Lebensdauern als bei den Leermessungen. Diese 9 Proben sind bezüglich der Gasverunreinigung als unkritisch einzustufen.

Bei den Proben Nr. 10, 12, 14, 15 und 18 zeigt sich deutlich, daß durch Trocknung, d.h. durch mehrstündiges Evakuieren des Probenbehälters mit eingelegerter Probe, der Wert von λ gegen 0 geht. Gegen die Verwendung dieser Materialien im Flüssig-Argon-Kalorimeter ist daher auch nichts einzuwenden, da hier das Wasser ausfriert.

Über null liegt λ für die Proben 2, 9, 11, und 17. Die Proben 9 und 11 zeigten einen hohen Wassergehalt, auf den eventuell die Verkürzung der gemessenen Lebensdauer gegenüber den Leermessungen zurückzuführen ist. Eine sichere Aussage über Verunreinigungen durch diese Materialien ist allerdings nicht möglich. Als Probe 2 getestet wurde, war das Wassermessgerät noch nicht installiert, so daß auch hierüber keine Aussage möglich ist.

Probe Nr.17 bewirkte als einzige definitiv eine Verunreinigung des Gases. Sie war absolut trocken und λ erreichte mit $(3.93 \pm 1.09) (\text{h}\cdot\text{m}^2)^{-1}$ den zweithöchsten aller auch mit feuchten Proben gemessenen Werte. Zur Demonstration der Stärke dieses Effektes ist in Abb.43 R(t) beim Test von Probe 17 und während der unmittelbar zuvor und danach durchgeführten Leermessungen aufgetragen. Man beachte die starke Spreizung der Ordinate, die nötig ist, um den Effekt sichtbar zu machen.

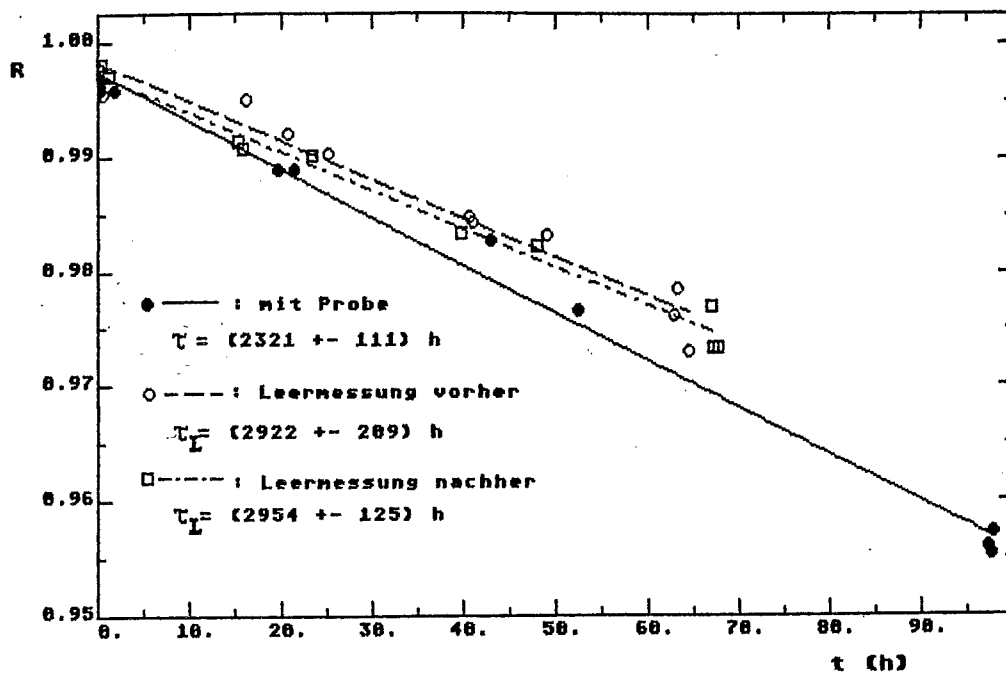


Abb.43: Gemessene Zeitabhängigkeit des Pulshöhenverhältnisses R beim Test von Probe Nr.17 und während der unmittelbar zuvor und danach durchgeführten Leermessungen.

Zusammenfassung

Es wurde eine Apparatur entwickelt, mit der sich testen läßt, ob und in welchem Maße von der Oberfläche eines Materials elektronegative Substanzen abdampfen, die in Ar/CH_4 (90/10) Elektronen anlagern. Hauptbestandteil der Apparatur ist eine ca. 1 m lange Driftstrecke. Das Gas wird mit einer γ -Quelle ionisiert. Der relative Elektronenverlust auf dem 1 m langen Driftweg kann mit einer Vieldrahtproportionalkammer auf 0,2 % genau bestimmt werden. Einmal gereinigt bleibt die Apparatur ohne Probe mit einer Lebensdauer von 3000 h stabil. Der zur Überprüfung der Sensitivität der Apparatur gemessene Anlagerungskoeffizient von O_2 in Ar/CH_4 (90/10) stimmt mit Werten eines unabhängigen Experimentes und Vorhersagen des Bloch-Bradbury-Herzenberg-Modells überein. 18 Proben von Materialien, die im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors am HERA-Speicherring (DESY, Hamburg) Einsatz finden sollen, wurden in der Apparatur untersucht. In einem Fall konnte Gasverunreinigung durch die Probe festgestellt werden.

Anhang

A. Numerische Rechnungen zum Potentialverlauf

Die Berechnung erfolgte durch numerische Lösung der Laplace-Gleichung in Zylinderkoordinaten mittels Gitterrelaxation mit festen Randbedingungen IPU 651. Zur Vereinfachung wurde die weitgehende Zylindersymmetrie der Anordnung der Elektroden der Testkammer ausgenutzt.

Die Laplace-Gleichung lautet in Zylinderkoordinaten (r, φ, z) :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0, \quad \langle A.-1 \rangle$$

wobei $U = U(r, \varphi, z)$ das gesuchte elektrische Potential ist. Bei Zylindersymmetrie verschwinden alle partiellen Ableitungen von U nach φ . Damit ergibt sich aus $\langle A.-1 \rangle$:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0, \quad U = U(r, z). \quad \langle A.-2 \rangle$$

Zur weiteren numerischen Behandlung des Problems muß die partielle Differentialgleichung $\langle A.-2 \rangle$ diskretisiert werden. Hierzu wird zu auf einem Gitter liegenden diskreten Koordinaten übergegangen, und die Differentialquotienten werden durch die zugehörigen Differenzenquotienten ersetzt. Abb.44 zeigt einen Ausschnitt des Gitters. Die Numerierung der Gitterpunkte mit den Indizes i und j ist dargestellt. Die Gitterweiten betragen Δr und Δz und sind über das ganze Gitter konstant.

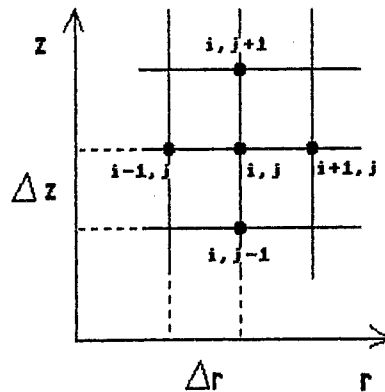


Abb.44: Das der Diskretisierung von $\langle A.-2 \rangle$ zugrundeliegende Gitter

Es ergibt sich:

$$\frac{U_{i+1,j} - 2U_{i,j} + U_{i-1,j}}{\Delta r^2} + \frac{1}{i \cdot \Delta r} \cdot \frac{U_{i+1,j} - U_{i-1,j}}{2 \cdot \Delta r} + \frac{U_{i,j+1} - 2U_{i,j} + U_{i,j-1}}{\Delta z^2} = 0. \quad \langle A.-3 \rangle$$

Mit gleichen Gitterweiten $\Delta r = \Delta z$ folgt schließlich für $i \neq 0$

$$U_{i,j} = \frac{1}{4} \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{2i}\right) \cdot U_{i+1,j} + \left(1 - \frac{1}{2i}\right) \cdot U_{i-1,j} + U_{i,j+1} + U_{i,j-1} \right]. \quad \langle A.-4 \rangle$$

Gleichung $\langle A.-4 \rangle$ gilt unabhängig von der gewählten Gitterweite.

Für $r=0$, also auf z -Achse ist $\langle A.-2 \rangle$ wegen

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right) \Big|_{r=0} = \frac{1}{0} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} \Big|_{r=0}$$

nicht gültig. Unter Ausnutzung, daß

$$\frac{\partial U}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad \text{bei Zylindersymmetrie,}$$

folgt nach de l'Hospital

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right) = \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_{r=0} \neq 0.$$

Das Analogon zu $\langle A.-2 \rangle$ für $r=0$ lautet also

$$2 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad \langle A.-5 \rangle$$

Nach Diskretisierung von $\langle A.-5 \rangle$ wie oben folgt

$$U_{0,j} = \frac{1}{6} \cdot (4 \cdot U_{1,j} + U_{0,j+1} + U_{0,j-1}). \quad \langle A.-6 \rangle$$

Die Gleichungen $\langle A.-4 \rangle$ und $\langle A.-6 \rangle$ bilden die Grundlage des angewandten Relaxationsverfahrens. Nach der Festlegung der Randbedingungen und der Wahl geeignet erscheinender Startwerte werden die Werte U des Potentials auf allen Punkten des Gitters der Reihe nach durch die nach $\langle A.-4 \rangle$ bzw. $\langle A.-6 \rangle$ angegebenen Werte ersetzt. Dieser Vorgang wird oft wiederholt. Nach einer gewissen Anzahl von Durchläufen unterschreiten die Änderungen der Potentialwerte auf den Gitterpunkten einen vorgegebenen Wert und das Verfahren wird abgebrochen.

B. Der Betrieb der Testkammer mit Propan

Um die Alterung von Driftkammern zu hemmen, wird dem Kammergas oft wasser zugesetzt. Um zu prüfen, ob ein Wasserzusatz in eine mit Propan betriebene Driftkammer zu Elektronenverlusten durch Anlagerung führt, wurde das Gassystem des Teststandes kurzzeitig mit Propan (C_3H_8) gefüllt.

Wie man aus Abb.15 abschätzen kann, beträgt die mittlere freie Weglänge λ_{abs} für die 22 KeV-Photonen der ^{109}Cd -Quelle in Propan einige 10 m, während sie im Fall der 6-KeV-Photonen der ^{55}Fe -Quelle bei einem für die Ausmaße des Gasteststandes wesentlich günstigeren Wert von einigen 10 cm liegt. Die deutlich bessere Eignung der Eisen-Quelle schlägt sich auch in den mit beiden Quellen jeweils in der unteren Position, also direkt oberhalb der Vieldrahtproportionalkammer, aufgenommenen Pulshöhenspektren wieder. Wie Abb.46 zeigt ist die Zählrate mit der Eisen-Quelle erheblich höher.

Bei einem Gasdruck von 1030 mbar war der Fe-Peak bei einer Hochspannung $U_x > 2,7$ KV zu sehen. Die Spektren in Abb.46 wurden bei $U_x = 3,15$ KV aufgenommen. Die Gasverstärkung beträgt etwa 10^3 .

Bemerkenswert ist, daß nach 104-cm Drift in Propan, wenn überhaupt, dann nur sehr wenige Elektronen von der Vieldrahtproportionalkammer registriert wurden. Abb.47 zeigt zwei mit der ^{55}Fe -Quelle aufgenommene Spektren, a) mit der Quelle in der unteren Position und b) in der oberen. Der Peak in den Kanälen um 40 änderte seine Intensität mit der Zeit und trat auch bei Messungen ohne Quelle auf. Da nicht auszuschließen ist, daß die Schulter im Untergrund in den niedrigen Kanälen des Spektrums in Abb.47b durch die Fe-Quelle verursacht wurde, kann als untere Grenze für den Elektronenverlust in Propan über 1 m Drift bei $E = 284$ V/cm und $p = 1030$ mbar 75 % angegeben werden.

Messungen in Argon/Propan (80/20) [LE 82] ergaben schon eine starke Elektronenabsorption von 5% bei einem Gasdruck $p = 1$ bar und 25% bei $p = 4.5$ bar auf einem Driftweg von jeweils 41 cm Länge. Daher ist die starke Absorption in reinem Propan nicht sehr überraschend.

Verluste durch Diffusion sind vernachlässigbar. Mit einer Verbreiterung der Elektronenverteilung auf einem cm Drift von $\sigma_{1cm} = 110\mu m$ [JE 79] ergibt sich $\sigma_{1m} = 1,1$ mm. Damit ist die Diffusion mit 180 durch die Konstruktion der Driftstrecke berücksichtigt.

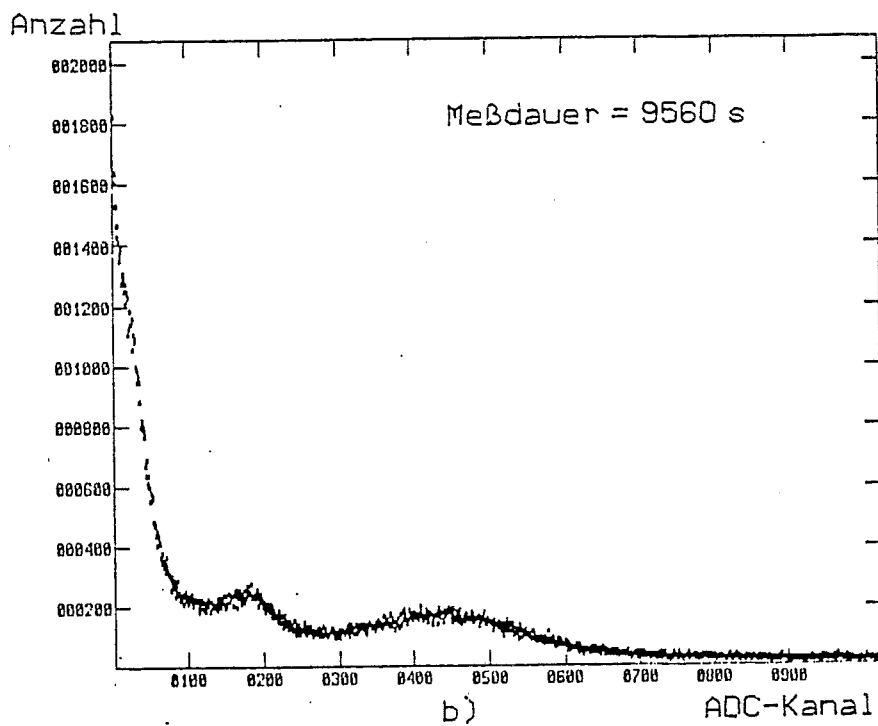
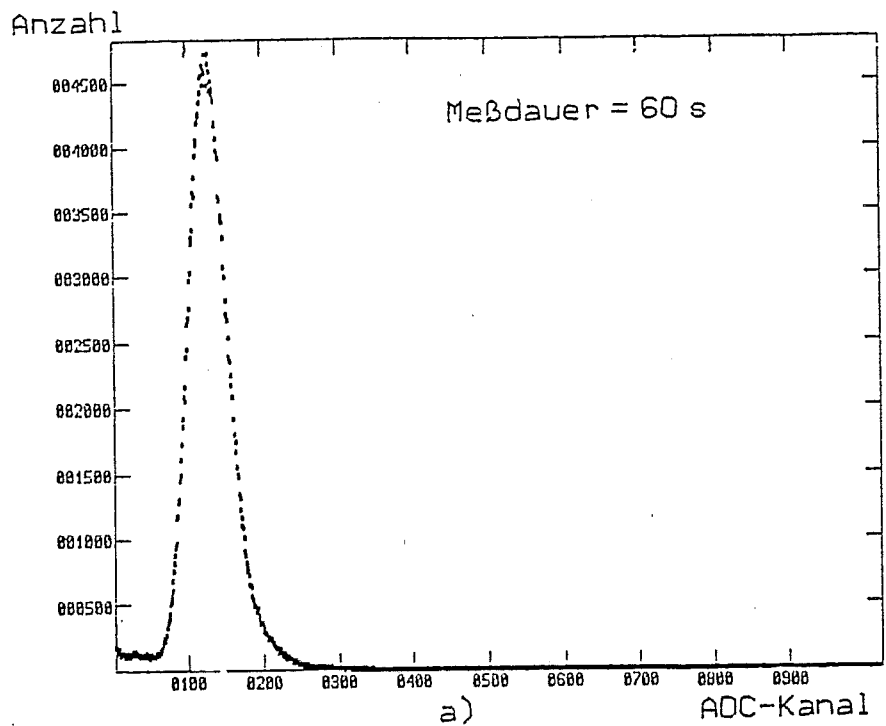


Abb.46: Pulshöhenspektren von ^{55}Fe (a) und ^{109}Cd (b) während des Betriebs des Gasteststandes mit Propan. In beiden Fällen befinden sich die Quellen 2 cm über der Vieldrahtproportionalkammer.

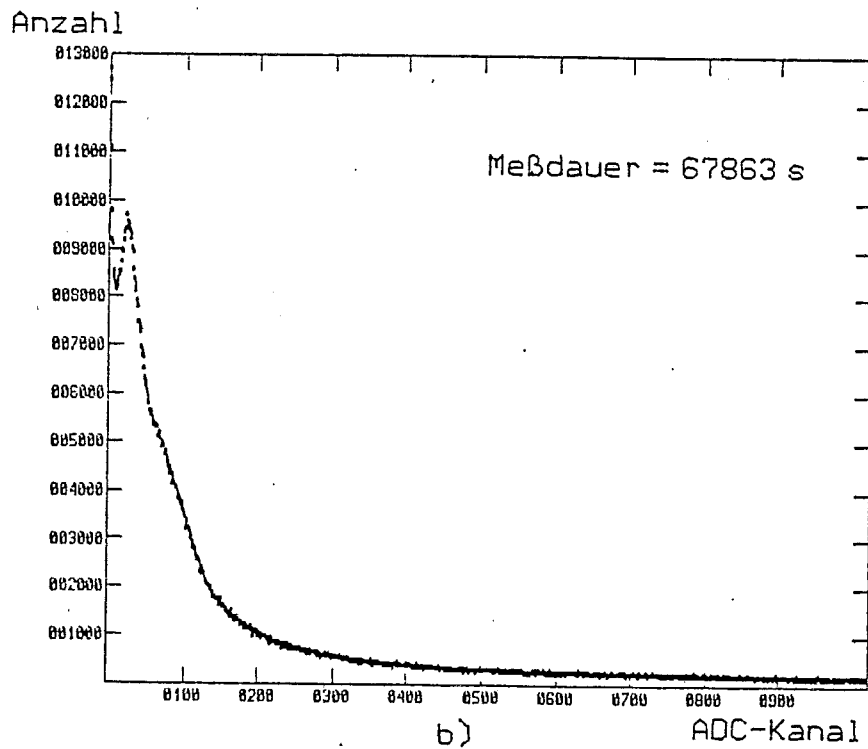
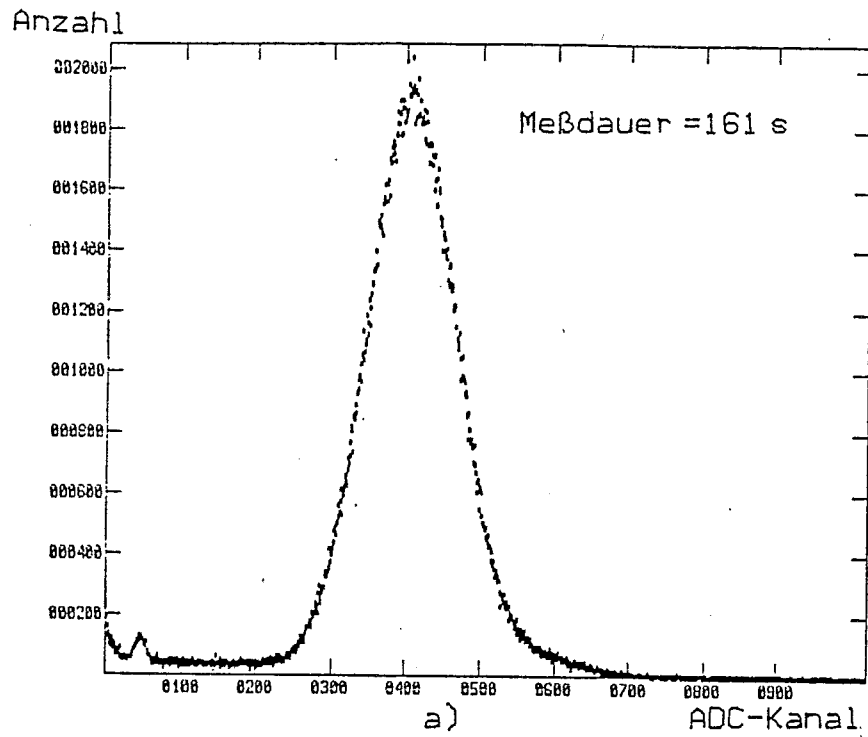


Abb.47: Beim Betrieb mit Propan gemessene Pulshöhenspektren der ^{55}Fe -Quelle.

a) Quelle in unterer Position, Driftweg = 2 cm

b) Quelle in oberer Position, Driftweg = 104 cm

C. Die verwendeten Geräte

-Elektronik:

- Hochspannungsgeräte: Vieldrahtproportionalkammer; Fluke 408B
Driftstrecke: Firma Heinzinger
- Hochspannungsverteiler: Oltronix MK IV
- Digitalvoltmeter zur Kontrolle der Hochspannung für die
Vieldrahtproportionalkammer: Schiumberger 7075
- Ladungsempfindlicher Vorverstärker: Ortec 109 PC
- Hauptverstärker: Ortec 472
- Analog-Digital-Wandler: Canberra 8070
- Vielkanalanalysator: Canberra 8100
- Testpulsgenerator: Canberra 1407
- Sauerstoffkonzentrationsmeßgerät: Fa. Bedfont technical Instruments Ltd.:
BT 2000 Trace Oxygen Analyser
- Wasserkonzentrationsmeßgerät: Fa. Shaw Moisture Meters: Modell SHA
- Umwälzpumpe: Fa. Metal Bellows Corporation: Modell 21E
- Vakuumpumpen:
 - Turbopumpe: Fa. Pfeiffer
 - Rootspumpe: Fa. Leybold-Heraeus

Literaturverzeichnis

- [BA 82] A.S. Barabash et al.: Sov. Phys. Tech. Phys. 27 (1982) 1261
- [BE 81] S.Behrends, A.C. Melissino: NIM 188 (1981) 297
- [BL 35] F. Bloch, N.E. Bradbury: Phys. Rev. 48 (1935) 689
- [BR 59] S.C. Brown: Basic data of plasma physics, MIT press, Cambridge, Mass. 1959
- [CH 68] G. Charpak et al.: NIM 62 (1968) 235
- [DE 78] H. Degitz: Diplomarbeit, Karlsruhe 1978
- [H1 87] H1-Kollaboration: Technical Progress Report, Oktober 1987
- [HA 74] K. Hauffe, S.R. Morrison: Adsorption, Berlin, New York 1974
- [HE 69] A.Herzenberg: J. Chem. Phys. 51 (1969) 4942
- [HE 88] HERA-Bulletin Nr. 13 1988
- [HO 76] W. Hofmann et al.: NIM 135 (1976) 151
- [HU 87] M.Huk: Diplomarbeit, Heidelberg 1987
- [HU 88] M. Huk et al.: NIM A 267 (1988) 107
- [HU 88a] G. Hubricht: private Mitteilung von Ergebnissen einer Diplomarbeit an der Universität Mainz aus 1986, 1988
- [JE 79] B.Jean-Marie et al.: NIM 159 (1979) 213
- [KO 46] S.A. Korff: Electrons and nuclear counters New York 1946
- [LE 82] I. Lehraus et. al.: NIM 196 (1982) 361
- [PA 80] R. Partridge et al.: Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 712
- [PE 76] PEP Exp. No. 4, SLAC Pub-5012 (1976)
- [PR 58] W. Price: Nuclear radiation detection, New York 1958
- [PU 65] M.Purcell: Electricity and Magnetism, Berkeley Physics Course -Volume 2, 1965
- [RO 72] R.G. Robson: Austr. J. Phys. 25 (1972) 625
- [RO 83] K.-H. Rohe: Elektronik für Physiker, Stuttgart 1983
- [SA 77] F. Sauli: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09, Genf 1977
- [SC 80] B. Schmidt: Diplomarbeit, Heidelberg 1980
- [YU 61] L.C.L. Yuan, C.-S. Wu; Methods of Experimental Physics Volume 5, Nuclear Physics, New York, London 1961

Abbildungsverzeichnis

Abb.1:	Der H1 -Detektor im Längs- und Querschnitt	2
Abb.2:	Das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1 -Detektors	3
Abb.3:	Elektronendriftgeschwindigkeit in Argon und in Methan in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke	12
Abb.4:	Elektronendriftgeschwindigkeit in Argon mit Methanzusätzen in verschiedenen Anteilen in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke	13
Abb.5:	Driftgeschw. in Ar/CH ₄ in Abhängigkeit von E/P und der H ₂ O-Konzentration	14
	Feldstärke für Elektronen in Ar/CH ₄ (90/10)	15
Abb.6:	D _L /D in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke für Elektronen in Ar/CH ₄ (90/10)	15
Abb.7:	Gasverstärkung einer Drahtkammer in Abhängigkeit von der Hochspannung	17
Abb.8:	Reduzierter erster Townsendkoeffizient als Funktion der reduzierten elektrischen Feldstärke für verschiedene Edelgase	18
Abb.9:	Photo der Apparatur	20
Abb.10:	Das Gassystem	22
Abb.11:	Skizze zur Funktion des Sauerstoffmeßgerätes	25
Abb.12:	Die Testkammer	27
Abb.13:	Der Aufbau des Kollimators	29
Abb.14:	Photographie der Anordnung zur Ionisation des Gases zwischen den beiden obersten Platten der Driftstrecke	30
Abb.15:	Mittlere freie Weglänge für Absorbtion von Photonen in Argon und anderen Gasen unter Normalbedingungen als Funktion der Photonenenergie	31
Abb.16:	Querschnitt der Vieldrahtproportionalkammer, schematisch	33

Abb.17:	Skizze zur mechanischen Konstruktion der Vieldrahtproportionalkammer	34
Abb.18:	Berechnete Äquipotentiallinien in der Nähe des Randes eines Plattenloches	35
Abb.19:	Berechnete Äquipotentiallinien in mittlerer Höhe der Driftstrecke für verschiedene Randbedingungen	36
Abb.20:	Berechnete Äquipotentiallinien am unteren Abschluß der Driftstrecke durch die Vieldrahtproportionalkammer	38
Abb.21:	Blockschaltbild der Elektronik für Betrieb und Auslese der Vieldrahtproportionalkammer	39
Abb.22:	Leicht vereinfachtes Schaltbild des Vorverstärkers	39
Abb.23:	Ausgangsspannung des Integrators und Ausgangsspannung eines einfachen differenzierenden RC-Gliedes, schematisch	40
Abb.24:	Vom Oszilloskop abphotographierte Pulse am Ausgang des Vorverstärkers und am Ausgang des Hauptverstärkers	41
Abb.25:	Linearität der Elektronik und Pedestal des ADC	43
Abb.26:	Pulshöhenspektren von ^{56}Fe und ^{109}Cd	45-46
Abb.27:	Der gemessene Untergrund	48
Abb.28:	Abhängigkeit der gemessenen Zählrate von der an Signaldrähten der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung	50
Abb.29:	Abhängigkeit der relativen Auflösung von der an den Signaldrähten der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung	51
Abb.30:	Die Gasverstärkung bei Ionisation des Gases am unteren Ende der Driftstrecke in Abhängigkeit von der an der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung	52
Abb.31:	Das Pulshöhenverhältnis R in Abhängigkeit von der an der Vieldrahtproportionalkammer anliegenden Hochspannung	53
Abb.32:	Die gemessene Pulshöhe in Abhängigkeit von der γ -Energie	54

Abb.33:	Zeitlicher Verlauf von R während einer Leermessung	55
Abb.34:	Zunahme der Konzentration von O ₂ und H ₂ O im Kammergas	56
Abb.35:	Skizze zur Nutzung eines Eckventils als Schleuse	57
Abb.36:	Pulshöhenverhältnis R in Abhängigkeit von der Sauerstoffkonzentration bei Zugabe von Luft und reinem O ₂	58
Abb.37:	Pulshöhenverhältnis R in Abhängigkeit von der Wasserkonzentration bei gezielter Wasserzugabe	59
Abb.38:	Gemessener Anlagerungskoeffizient C für O ₂ in Ar/CH ₄ (90/10) in Abhängigkeit von der O ₂ -Konzentration K _{O₂} bei Zugabe von reinem Sauerstoff und von Luft	62
Abb.39:	Gemessener Anlagerungskoeffizient C für O ₂ in Ar/CH ₄ (90/10) in Abhängigkeit von E/P im Vergleich mit Meßwerten von M.Huk et al.	63
Abb.40:	Korrektur des Anlagerungskoeffizienten auf Wasser	64
Abb.41:	Spektren von ¹⁰⁹ Cd mit parametrisiertem Untergrund und angepaßter Gaußkurve	69
Abb.42:	Ausschnitte der Spektren von Abb.41	70
Abb.43:	Gemessene Zeitabhängigkeit des Pulshöhenverhältnisses R beim Test von Probe Nr. 17 und während der unmittelbar zuvor und danach durchgeführten Leermessungen	75
Abb.44:	Das der Diskretisierung von <A.-2> zugrundeliegende Gitter	77
Abb.46:	Pulshöhenspektren von ⁵⁵ Fe und ¹⁰⁹ Cd während des Betriebs des Gasteststandes mit Propan	80
Abb.47:	Beim Betrieb mit Propan gemessene Pulshöhenspektren der ⁵⁵ Fe-Quelle	81

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Nutzbarer Intensitätsverlust der γ -Strahlung von ^{55}Fe und ^{109}Cd	32
Tabelle 2: Gemessener Anlagerungskoeffizient von Sauerstoff in Argon/Methan (90/10)	63
Tabelle 3: Die Resultate der Probestests	72

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Überlassung des Themas dieser Diplomarbeit und die Betreuung während ihrer Entstehung.

Herrn Dr. D. Pollmann danke ich für sein für meine Fragen stets offenes Ohr und seine aktive Unterstützung. Ohne seine Initiative und die von ihm geleiteten Vorbereitungen zum Aufbau der Apparatur hätte diese Diplomarbeit nicht entstehen können.

Herrn Dr. G. Hubricht schulde ich Dank für seine engagierte Zusammenarbeit in der Anfangsphase. Viele seiner Ideen flossen direkt in die Arbeit ein.

Bei Herrn Dr. K. Rauschnabel möchte ich mich besonders für die Hinweise zur effizienten Programmierung bedanken, die die Potentialrechnungen erst ermöglichten.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Herren Kolander, Metze, Stratmann und Villet, von deren Wissen und Fähigkeiten auf den Gebieten der Technik ich so manches Mal profitierte.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls EV sei für die Schaffung einer angenehmen Arbeitsatmosphäre gedankt.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministers für Forschung und Technologie unter der Kontraktnummer 054DO571 unterstützt.