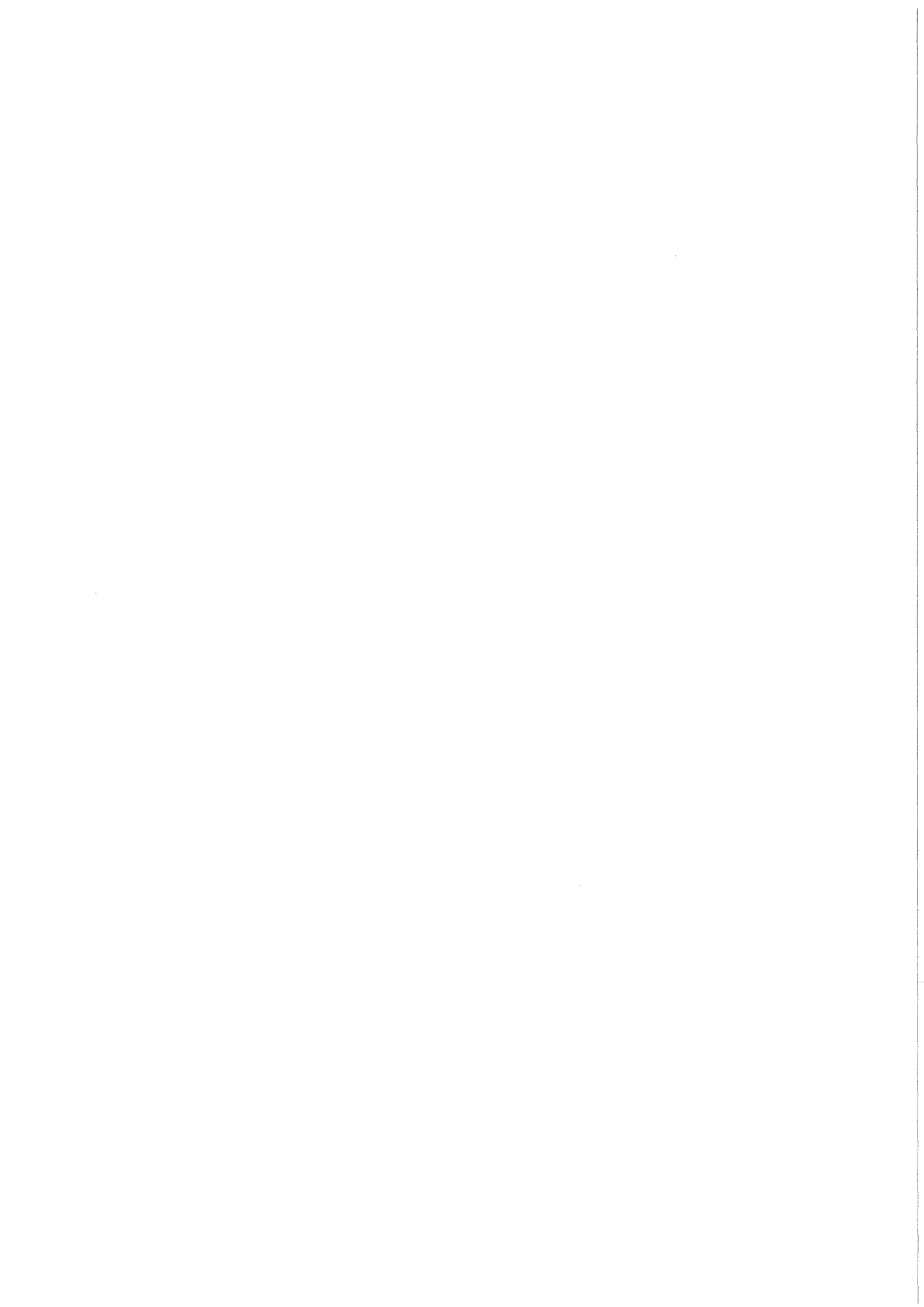


KfK 3774 B
September 1984

Messungen zum Szintillationslicht aus Flüssigargon

B. Forstbauer
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3774 B

MESSUNGEN ZUM SZINTILLATIONS LICHT AUS FLÜSSIGARGON

Bernd Forstbauer

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

MEASUREMENTS ON SCINTILLATION LIGHT FROM LIQUID ARGON

ABSTRACT:

It is shown that an argon calorimeter can operate as a scintillation detector, provided that xenon is added. With the addition of 170 ppm xenon a light yield of 70% has been obtained. In addition the light yield is determined

- under influence of an electric field
- from differently ionising particles
- by the use of aluminium mirrors acting as light guides.

Finally first measurements with a photomultiplier working at liquid argon temperatures are reported.

MESSUNGEN ZUM SZINTILLATIONS LICHT AUS FLÜSSIGARGON

ZUSAMMENFASSUNG:

Es wird gezeigt, daß ein Argonkalorimeter bei Zufügen von Xenon als Szintillationsdetektor betrieben werden kann. Mit einer Beimengung von 170 ppm wurden 70% der maximal möglichen Lichtausbeute erreicht. Zusätzlich wurde die Lichtausbeute unter folgenden Bedingungen bestimmt:

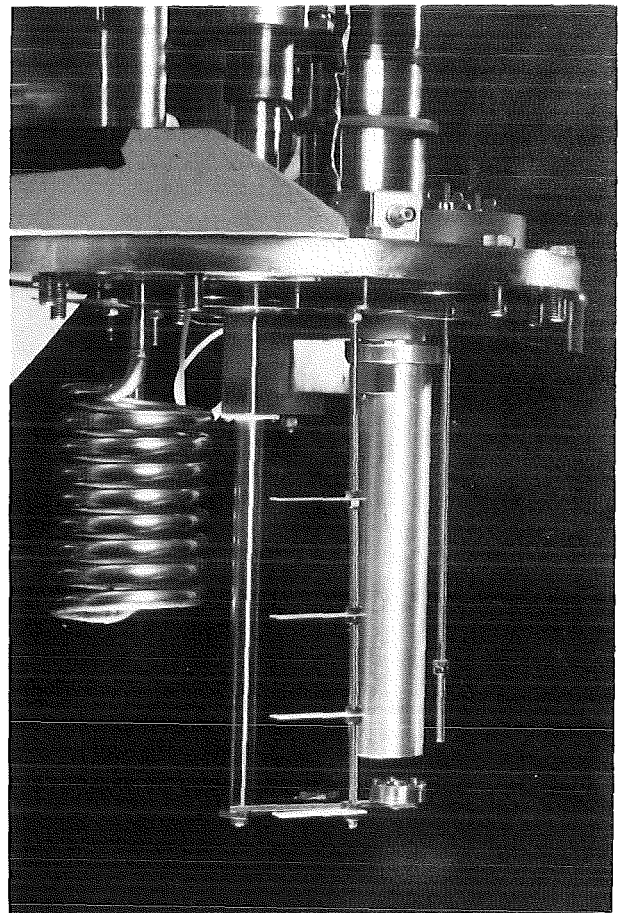
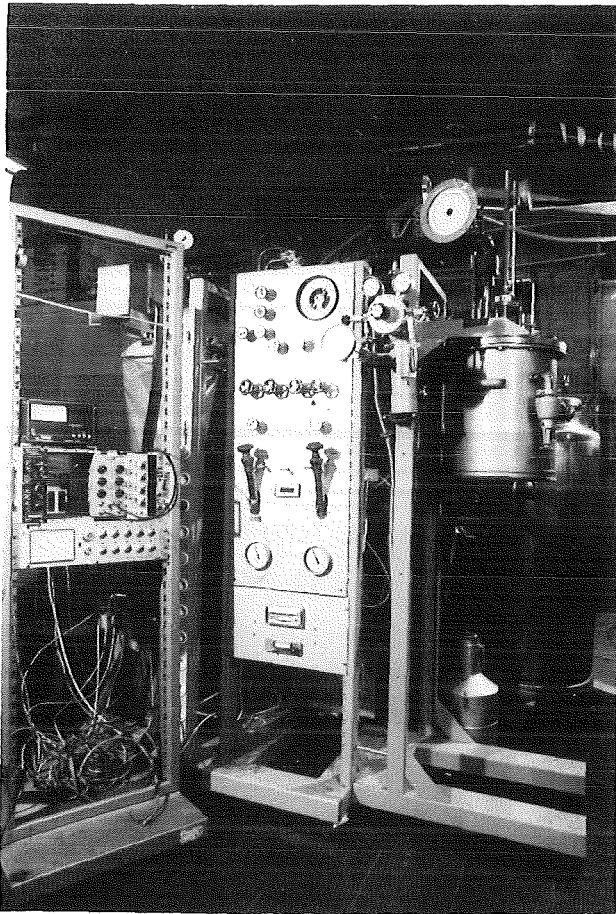
- unter Einfluß eines elektrischen Feldes,
- mit unterschiedlich stark ionisierenden Teilchen
- bei Verwendung von Aluminiumspiegeln als Lichtleiter.

Außerdem wurden erste Messungen mit einem bei Flüssigargontemperaturen betriebenen Photomultiplier durchgeführt.

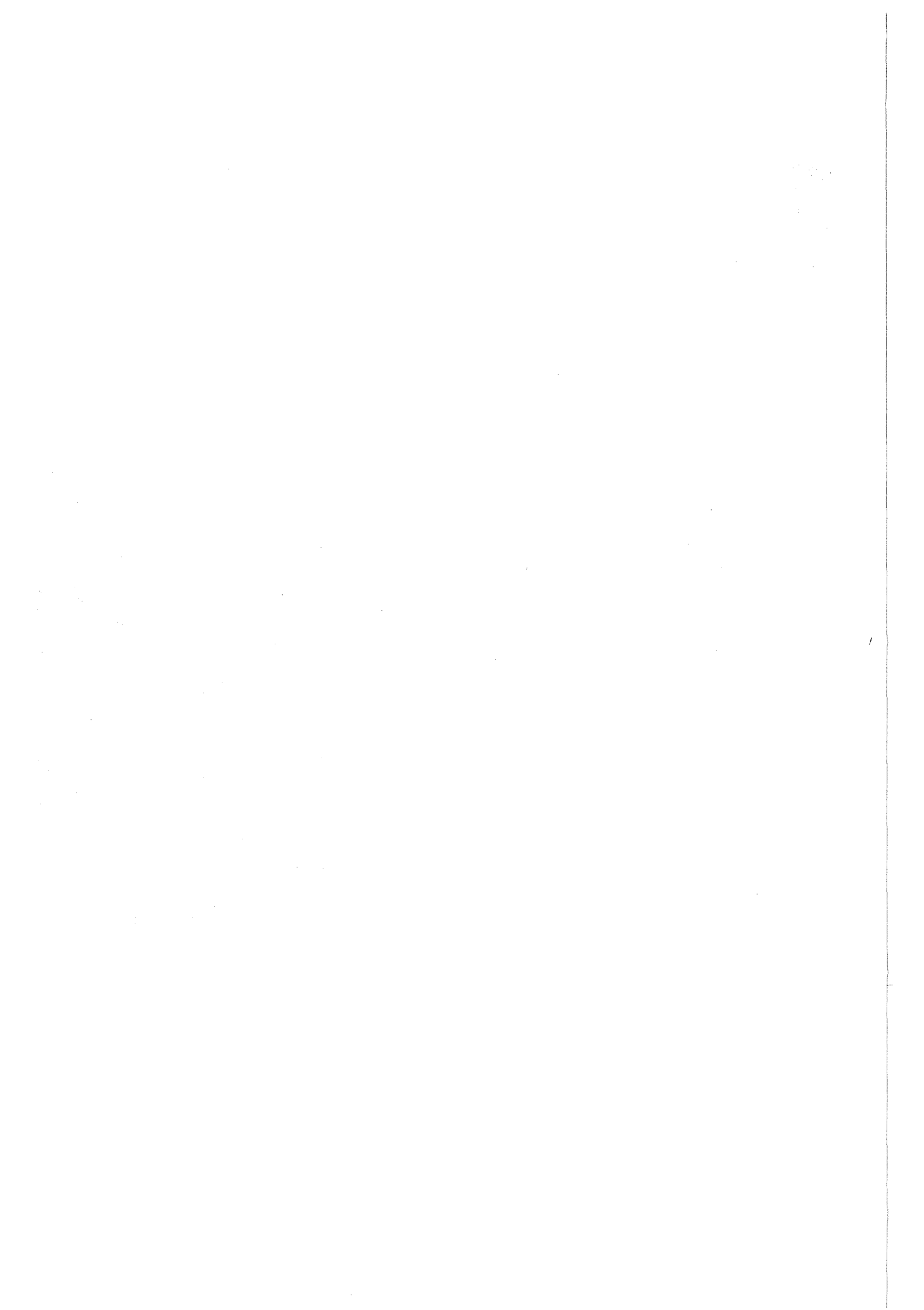
I N H A L T S V E R Z E I C H N I S :

	Seite
1. EINLEITUNG	
1.1 Flüssigionsisationsdetektoren	3
1.2 Flüssigargon-detektoren als Szintillationsdetektoren	4
1.3 Xenon als Frequenzwandler	5
2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN	
2.1 Experimentelle Befunde zu Spektren der Edelgase	7
2.2 Ursprung des Szintillationslichts	9
2.3 Theorie der Molekülspektren	11
2.4 Bildung der Edelgasdimere	
2.4.1 Energieverlust der ionisierenden Strahlung	17
2.4.2 Formierung der Dimere	
2.5 Energieübertragung an Xenon	23
3. AUFBAU DES EXPERIMENTS	
3.1 Ein- und Aufbauten des Dewars	27
3.2 Kryogenik	34
3.3 Elektronik	36
4. MESSUNGEN	
4.1 Gasargonmessungen	
4.1.1. Messen der Lichtausbeute in einer Argon-Xenon Mischung	40
4.1.2. Ortsabhängigkeit des Szintillationslichts	42
4.1.3. Messung mit Photomultipliern verschiedener spektraler Empfindlichkeit	44
4.1.4. Quantenausbeute in Abhängigkeit der Xenonkonzentration	45
4.2 Messungen in Flüssigargon	
4.2.1. Nachweis des Szintillationslichts	47

4.2.2. Quantenausbeute in Abhängigkeit der Xenonkonzentration	48
4.2.3. Ortsabhängigkeit des Szintillationslichts	49
4.2.4. Messungen zur absoluten Lichtausbeute	52
4.2.5. Reflexionsmessungen	53
4.2.6. Messung mit verschiedenen radioaktiven Präparaten	56
4.2.7. Konstanz der Lichtausbeute	59
4.2.8. Einfluss eines elektrischen Feldes	59
4.2.9. Messung mit einem kalten Photomultiplier	63
5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE UND AUSBLICK	65
6. ANHANG	
6.1 Rechnungen zur Lichtausbeute	67
6.2 Rechnungen zum Reflexionskoeffizienten	70
7. LITERATUR	74



Ansicht der Meßapparatur: Links oben Kryosteuerung und Elektronik, rechts unten Innenaufbau des Dewars mit Stickstoffwendel, Lichtleiter und Präparat.



1. EINLEITUNG

Aufgabe dieser Arbeit war es, das Szintillationsverhalten eines Detektors mit Flüssigargon als Medium zu untersuchen.

1.1 Flüssig-Ionisationsdetektoren

Flüssig-Ionisationsdetektoren (oder Liquid-Ionisationsdetektoren, LID's) und unter diesen vor allem Detektoren mit Argon oder Xenon als Medium existieren seit den siebziger Jahren. Sie wurden im wesentlichen als Kalorimeter in der Hochenergiephysik zur Messung der totalen kinetischen Energie eines wechselwirkenden Teilchens oder als Photondetektoren in der UV-Spektroskopie betrieben.

Charakteristische Eigenschaften der LID's sind unter anderem:

- eine hohe Ionisationsdichte, was zu einer guten Energie- und einer hohen räumlichen Auflösung führt;
- eine gute Linearität und Stabilität der Ladungsmessung;
- im Fall des Argons die Möglichkeit, große Volumen mit relativ geringen Kosten aufzubauen.

Die Untersuchung von flüssigen Edelgasen im Hinblick auf ihre Eignung als Medium in einer Ionisationskammer begann 1948, als Gerritsen¹ Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit in Flüssigstickstoff, -wasserstoff, -helium und -argon machte. Ebenfalls 1948 maßen Hutchinson² und Davidson³ gepulste Ströme in einer mit Flüssigargon gefüllten Kammer. Die von ihnen gefundene kurze Driftzeit der Ladungen wies auf Elektronen als Ladungsträger hin.

Marshall⁴ baute dann 1953 als erster einen Flüssig-Ionisationsdetektor von einigen Kubikzentimetern Größe. Man versprach sich von den LID's vor allem, keine Schwierigkeiten mehr mit der Ladungssammlung wegen unbeweglicher positiver Ladungen zu haben. Dies war ein Problem bei den früheren - aus festem Material bestehenden - Detektoren. Als dann Halbleiterdetektoren verfügbar wurden, die diese Schwierigkeit ebenfalls nicht kannten, wurde die weitere Entwicklung der LID's vernachlässigt.

Erst 1969 wurden die Forschungen mit Untersuchungen von Derenzo et al⁵

wieder vorangetrieben. Ziel war es, große Detektorvolumen und eine hohe Zahl von Auslesekanälen unter vertretbaren Kosten zu erreichen, was mit Halbleiterdetektoren nicht möglich war.

Ab 1974 wurden dann Flüssigargondetektoren in größeren Experimenten eingesetzt. In diesem Zusammenhang zu erwähnen sind die Detektoren von Willis und Radeka⁶, von Engler et al⁷ und von Knies und Neuffer⁸. Mit dem erfolgreichem Betrieb dieser Detektoren entwickelten sich Argonkalorimeter zu Standarddetektoren in der Hochenergiephysik und es ergibt sich heute die Frage nach zusätzlichen Anwendungsmöglichkeiten für diese häufig benutzten Kammern.

1.2 Flüssigargondetektoren als Szintillationsdetektoren

Da man seit circa 50 Jahren weiß, daß die Edelgase sowohl in gasförmigem wie auch im flüssigen und festen Zustand in nennenswertem Maße Szintillationslicht aussenden, wird heute vereinzelt versucht⁹, dies als Zusatzinformation zur Ladungssammlung auszunutzen.

Dies ist auch Ziel der vorliegenden Arbeit: Das Licht soll als Trigger oder für eine Zeitmessung, und, wenn möglich auch zur Messung der kinetischen Energie eines Teilchens verwendet werden.

Die Vorteile der gleichzeitigen Nutzung eines LID's als Kalorimeter und als Szintillationsdetektor sind :

- Man braucht wenig zusätzlichen Platz.
- Die Antwortzeit ist schnell (wenige ns; d.h. vergleichbar mit einem Plastikszintillator).
- Die Lichtausbeute ist groß und vergleichbar mit der von NaJ-Kristallen.
- Selbst bei einer räumlichen Trennung zwischen Kalorimeter und Szintillationsdetektor kann man denselben Kühl- und Reinigungskreislauf verwenden.

Schwierigkeiten ergeben sich allerdings dadurch, daß die Hauptemission des Argons im fernen Ultravioletten (UV) stattfindet. Für diesen Bereich gibt es heute kein Nachweisgerät mit genügend großer

empfindlicher Fläche. Die Transmissionsfähigkeit von Photomultiplierfenstern ist für diese Frequenzen praktisch Null und Halbleiterdetektoren verbieten sich aufgrund ihrer zu kleinen empfindlichen Fläche. So ist es nötig, die Frequenz des Lichtes zu verringern, um es nachweisen zu können.

Die üblichen Methoden hierfür sind Frequenzwandler (engl. Wavelengthshifter), Stoffe, die Quanten höherer Energie aufnehmen und solche geringerer Energie abgeben. Die meisten dieser Materialien sind organische Verbindungen wie beispielsweise polyzyklische Kohlenwasserstoffe, bei denen π -Elektronen ihres Rings angeregt und über verschiedene Zwischenzustände wieder abgeregt werden.

Probleme, die mit dieser Art von Wavelengthshiftern auftreten können, sind unter anderem:

- Alterserscheinungen bzw. keine Konstanz der Lichtausbeute;
- Löslichkeit in Argon, was bei elektronegativen Stoffen eine "Vergiftung" des Argons für die Ladungssammlung bedeutet, da die freien Elektronen als negative Ionen verloren gehen;
- Schwierigkeiten mit der Lichtsammlung und -leitung, da es im UV keine gut reflektierenden Materialien gibt und besondere Vorkehrungen getroffen werden müssen, um eine minimale Reflektivität zu erhalten. Beispielsweise dürfen die Oberflächen des reflektierenden Materials nicht oxydieren! .

Diese Probleme kann man teilweise dadurch lösen, daß man als Wavelengthshifter Xenon wählt.

1.3 Xenon als Frequenzwandler

Das Verwenden von Xenon als Wavelengthshifter hat mehrere Vorteile:

- Als Edelgas ist es unpolar und lagert keine freien Elektronen an.
- Man kann es Argon direkt zusetzen. Damit wird eine Verspiegelung der Innenwände des Kalorimeters und der Elektroden als Lichtleiter möglich. Dagegen würde ein Bedampfen der Elektroden

mit einem organischen Wavelengthshifter der Ladungssammlung schaden.

- Die Wahrscheinlichkeit der Selbstabsorption des Lichts im Argon wird dadurch vermindert, daß das Licht in unmittelbarer Umgebung seines Entstehungsorts geshiftet wird.

Leider gibt es auch Nachteile. Xenon kommt nicht sehr häufig in der Natur vor. Möchte man Argon nur auf 200 ppm Xenon anreichern, können sich die Kosten dafür je nach den Reinheitsanforderungen an die Gase verdoppeln. Dies würde sich bei Kalorimetern mit Massen in der Größenordnung von Tonnen schmerzlich bemerkbar machen.

Ein zweiter - physikalischer - Nachteil ist, daß das Emissionsmaximum des Argons durch diesen Zusatz von Xenon nicht bis ins Sichtbare verschoben wird, sondern sich ihm nur annähert, wobei das Maximum dann bei etwa 180 nm liegt. Dort ist die Reflexionsfähigkeit von Spiegeln immer noch problematisch. Außerdem müssen UV-empfindliche Nachweisgeräte verwendet werden, was beispielsweise durch Transmissionsverluste an Fenstern einen geringeren Wirkungsgrad bedingt, so daß es nötig ist, die Lichtführung im Detektor optimal zu gestalten.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Experimentelle Befunde zu den Spektren der Edelgase

Seit 1930 war bekannt¹⁰, daß Helium über einen breiten Bereich Licht im ultravioletten Teil des Spektrums emittiert. Nach 1954 fand man diese Kontinua auch für die anderen Edelgase.

Beispiele hierfür sind in Bild 1 zu sehen

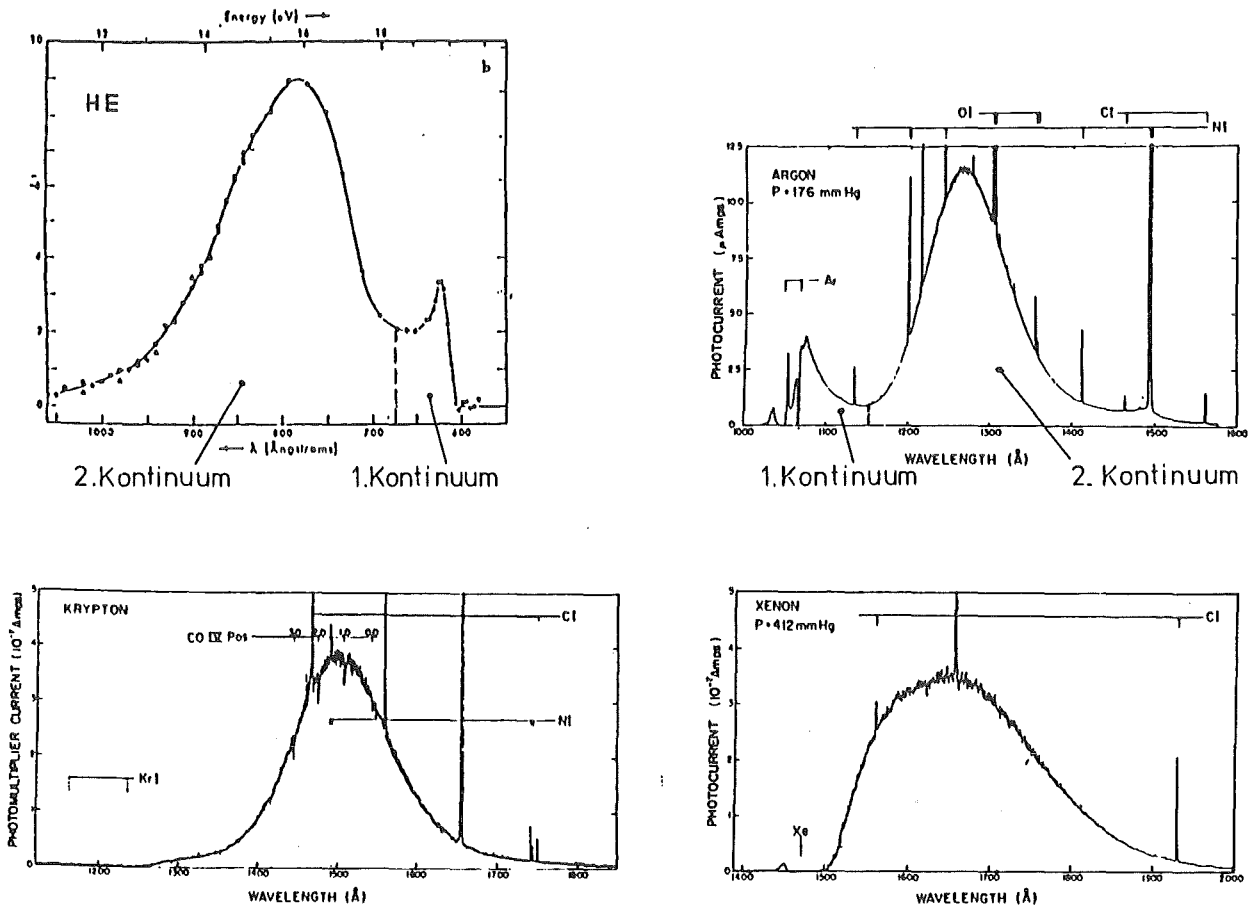


BILD 1: Emissionsspektren von He, Ar, Kr und Xe Gas angeregt durch elektrische Entladungen ; Auflösung 0.5Å.
Die teilweise sichtbaren Linien über dem Kontinuum rühren von Verunreinigungen her. Aus Ref.11.

Das Auftreten eines zusätzlichen Kontinuums bei kürzeren Wellenlängen wurde zum ersten Mal von Tanaka¹² gefunden. Auf ihn geht die

Unterteilung in 1. und 2. Kontinuum zurück.

Die selben Kontinua sieht man auch im flüssigen Aggregatzustand mit einem Maximum beim 2. Kontinuum, wobei sich deren Frequenz- und Intensitätsverteilung kaum ändert, wie Bild 2 zu entnehmen ist:

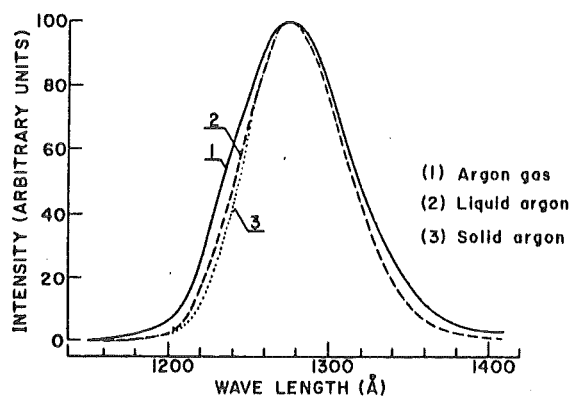


Bild 2: Emissionsspektrum von reinem Argongas (bei 200° Kelvin), von Flüssigargon (bei 87° Kelvin) und festem Argon (80° Kelvin). Auflösung 25 \AA . Aus Ref.13.

Zum Verständnis dieser Spektren war es aufschlußreich, daß man für die Edelgase zusätzlich zu ihren atomaren Rydbergserien und dem Emissionskontinuum Bandenspektren nachweisen konnte, wie sie auch Moleküle besitzen. Diese Banden liegen im wesentlichen im Sichtbaren und Infraroten (IR). Detailliert wurden sie zum ersten Mal von Tanaka¹⁴ und Mulliken¹⁵ untersucht, wobei die Autoren sie speziellen, gebundenen Molekülzuständen zuweisen konnten. Ein Beispiel solcher Bandenspektren zeigt Bild 3 :

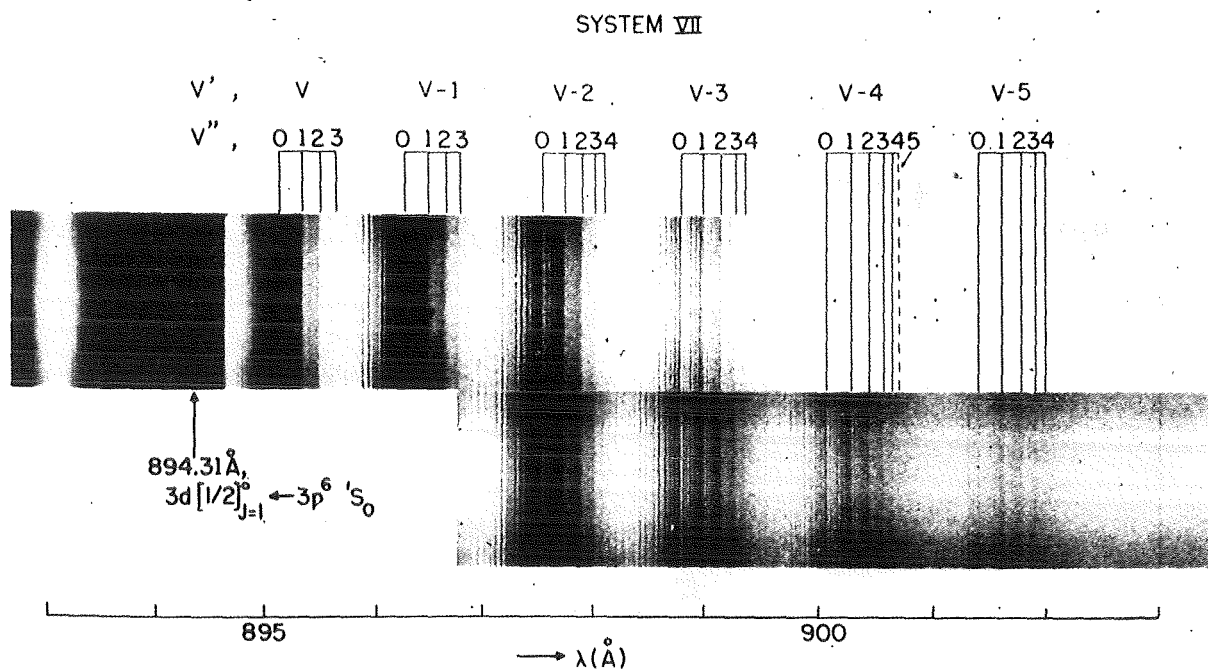


BILD 3: Bandenspektren von Argongas in Absorption mit hoher Auflösung. Aus Ref.¹⁶

2.2 Ursprung des Szintillationslichts

Die Edelgase liegen im gasförmigen wie auch im flüssigen Zustand atomar vor, da ihre Potentialfunktion nur ein schwaches Van der Waals - Minimum hat. Befindet sich allerdings eines der Atome in einem energetisch höheren Niveau, so ist dessen äußere Schale nicht abgeschlossen und es besteht die Möglichkeit, daß zusammen mit einem anderen Atom im Grundzustand ein Molekül gebildet wird, ein sogenanntes Dimer. Die Potentialfunktion kann dann ein ausgeprägtes Minimum besitzen. Bild 4 zeigt dazu die ersten Energieniveaus in Abhängigkeit der Kernabstände.

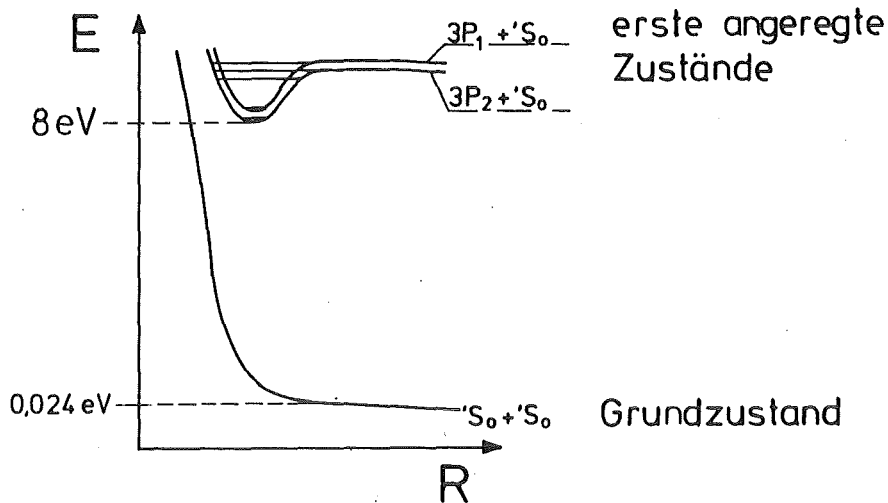


Bild 4: Energieniveaus eines quasistabilen zweiatomigen Moleküls (Xe_2) im Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand (dem Dimer). Der Grundzustand hat ein Van der Waals - Minimum von 0.024 eV . Aus Ref. 15.

Wird also ein Teil der Atome eines Edelgases - beispielweise durch ionisierende Teilchen - angeregt, führt dies zur Bildung von Dimeren. Übergänge innerhalb der Dimerzustände führen zu Bandenspektren im IR, der Zerfall der Dimere bewirkt ein Emissionskontinuum im UV. Zu diesem Molekülanteil tritt dann noch der "normale" Anteil aus angeregten Atomzuständen der Edelgase.

Im folgenden möchte ich den Beitrag der Dimere zum Spektrum, der auch dem hauptsächlichsten Anteil des Szintillationslichts aus meinem Flüssigargondetektor entspricht, genauer erläutern.

2.3 Theorie der Molekülspektren :

Moleküle haben außer Übergängen zwischen Elektronenniveaus die Möglichkeit, Rotationen und Vibrationen auszuführen. Die Moleküllwellenfunktionen lassen sich in voneinander unabhängige Teile aufspalten

$$(2,1) \quad \Psi_{\text{Mol.}} = \Psi_{\text{El.}} * \Psi_{\text{Vibration}} * \Psi_{\text{Rotation}}$$

Dieser Ansatz setzt voraus, daß die "Bewegung" der Elektronen sehr viel schneller vonstatten geht als eine Periode der Vibration der Atomkerne relativ zueinander und diese wiederum schneller ist als eine Rotation der Atomkerne um den Mittelpunkt ihrer Verbindungsachse. So kann man für die jeweils schnellere, entkoppelte Wellenfunktion Konstanten ansetzen wie beispielsweise einen mittleren Abstand der Kerne für Ψ_{El} (Born-Oppenheimer Näherung).

Dieses Aufspalten führt zu getrennten Lösungen für:

- a) Rotation
- b) Vibration
- c) elektronische Zustände

a) Rotation

Hierfür setzt man genähert einen starren Rotator an, was auf folgende Energieeigenwerte E führt:

$$(2,2) \quad E = \frac{h^2 * J*(J+1)}{8\pi^2 * I} ,$$

wobei I Trägheitsmoment und J Drehimpulsquantenzahl bedeutet.

Für erlaubte Übergänge zwischen den einzelnen Niveaus mit einer Änderung des Gesamtdrehimpulses von $J' = J \pm 1$ (in Einheiten von $h/2\pi$) folgt eine Frequenz des freiwerdenden Quants von

$$(2,3) \quad f = \frac{h * (J+1)}{4\pi^2 * I}$$

Dies führt für unterschiedliche Drehimpulse zu äquidistanten Linien. Solche Linien beobachtet man im fernen Infrarot von Molekülspektren, wenngleich sie dort nicht völlig äquidistant sind, sondern ihre Abstände für größeres J größer werden. Das lässt sich durch die Erweiterung des Modells auf einen schwingenden Rotator berücksichtigen.

b) Vibration

Hierfür setzt man als Potential einen harmonischen Oszillator an. Die daraus folgenden Wellenfunktionen haben die Energieeigenwerte

$$(2,4) \quad E = hf_{\text{osc.}} * (n + 1/2), \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots$$

Dies sind äquidistante Abstände der Energieeigenwerte und für erlaubte Übergänge mit $\Delta n = 1$ folgen Emissionen mit $f_{\text{osc.}}$, also mit der Frequenz des vibrierenden Moleküls. Dies führt auf eine intensive Linie im nahen Infrarot. Bei genauerer Betrachtung muß das Potential anharmonisch angesetzt werden und man erhält dann auch tatsächlich sichtbare, schwächere Linien mit $\Delta n > 1$.

Als typisches Beispiel sind in Tabelle 1 berechnete und gemessene Emissionslinien von Chlorwasserstoff aufgeführt.

Tabelle 1: Rotations- und Emissionslinien von HCl (Aus Ref. 17).

Rotationen		Vibrationen	
gemessen	berechnet	gemessen	berechnet
96.06 μm	96.38 μm	3.4651 μm	3.4653 μm
80.45 μm	80.39 μm	1.7643 μm	1.7642 μm
68.95 μm	68.97 μm	1.1980 μm	1.1979 μm

Man sieht, daß die Vibrationsfrequenz nahezu hundertmal größer als die Rotationsfrequenz ist. Somit ist die Voraussetzung für eine unabhängige Betrachtung von Vibration und Rotation gegeben.

c) Elektronische Zustände

Unabhängig von Rotations- und Vibrationsniveaus führt die Bewegung der Elektronen im Potential der Kerne zu verschiedenen Elektronenzuständen. Im Vergleich zu Atomen wird bei Molekülen die Symmetrie des Feldes, in dem sich die Elektronen bewegen, reduziert, es existiert nur noch Axialsymmetrie.

Dies führt zu einer Präzession des resultierenden Drehimpulsvektors L der Elektronen um die Kern-Kern-Achse, so daß man nun die Elektronenzustände mit der Projektion des Drehimpulsvektors $|M_L|$ auf

die Achse des Moleküls beschreibt. Für einen Drehimpuls führt das zu verschiedenen Elektronenzuständen Λ

$$\Lambda = 0, 1, 2, \dots, L$$

Analog zu den Atomzuständen s, p, d, f.. beschreibt man jetzt die Molekülzustände mit $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi$, wobei diese aber $|M_L|$ bedeuten und nicht mehr L selbst.

Der Spinbeitrag der einzelnen Elektronen führt wie bei Atomen zu einer Multipllettstruktur, die für $\Lambda \neq 0$ - also einem inneren Magnetfeld - zu einem Aufspalten in unterschiedliche Energieniveaus führt. Die Multiplizität wird mit einem Index links oben bezeichnet

$${}^1\Sigma, {}^3\Pi \text{ usw.}$$

Einen weiteren Unterschied bewirken die Symmetrieeigenschaften der Elektroneneigenfunktionen. Sie behalten (+) oder wechseln (-) ihr Vorzeichen bei Reflexion an einer Ebene durch die Molekülachse, was zu einem weiteren Aufspalten im inneren Feld des Moleküls führt.

Wird das Molekül außerdem durch 2 Atome derselben Ladung gebildet, so besitzt es ein zusätzliches Symmetriezentrum, nämlich den Mittelpunkt der Verbindungsgerade der Kerne, und die Eigenfunktionen werden auch durch ihre Parität bezüglich dieses Symmetriepunkts unterschieden. Dieses Verhalten führt wieder zu einem kleinen Energieunterschied. Die Bezeichnungen hierfür sind gerade (g) oder ungerade (u).

Betrachten wir die Energieniveaus von Rotation, Vibration und elektronischen Zuständen jetzt miteinander gekoppelt, erhalten wir ein Aussehen ähnlich dem in Bild 5 gezeigten.

Zwischen ihnen dürfen elektronische Übergänge nach bestimmten Auswahlregeln stattfinden, nämlich:

- a) $\Delta J = 0, \pm 1$, wobei für $J=0$ $\Delta J \neq 0$ sein muß;
- b) positive Funktionen kombinieren nur mit negativen und umgekehrt;
- c) gerade Funktionen kombinieren nur mit ungeraden und umgekehrt.

Prinzipiell kann jedes Vibrationsniveau eines elektronischen Zustands mit jedem Vibrationsniveau eines andern koppeln. Tatsächlich gehorchen

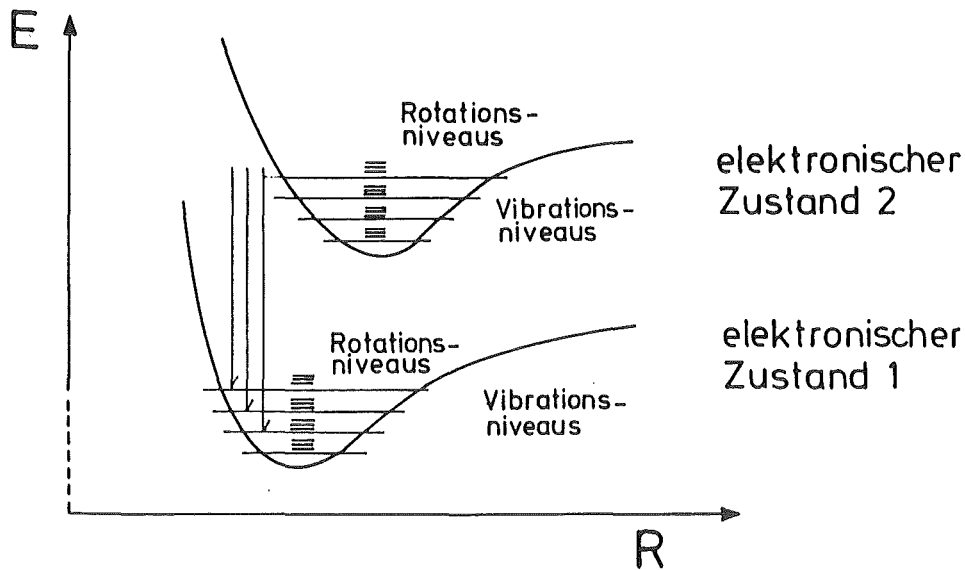


Bild 5: Beispiel von Übergängen zwischen zwei Elektronenniveaus

die Übergänge aber dem Franck - Condon Prinzip, das heißt, es finden vorwiegend Übergänge zwischen Zuständen gleicher Orts- und Impulswahrscheinlichkeiten statt.

Dies führt unter Berücksichtigung der zusätzlichen Übergangsmöglichkeiten zwischen Rotationsniveaus zu einer Serie von Bandenspektren für Übergänge zwischen zwei gebundenen Elektronenzuständen.

Das für uns wichtige Emissionsmaximum der Edelgase im UV, das circa 90% der Intensität des Szintillationslichts beinhaltet, rührt aus den Übergängen der ersten gebundenen Elektronenzustände (${}^1\Sigma_u^+$, ${}^3\Sigma_u^+$) in den nicht gebundenen Grundzustand (${}^1\Sigma_g^+$) her, was einem Übergang ins Kontinuum entspricht und somit ein Emissionskontinuum zur Folge hat. Der Rest der Bindungsenergie (0.5 - 1 eV) geht als kinetische Energie der auseinandertreibenden Atome verloren.

In Bild 6 werden die Übergänge von den ersten angeregten Zuständen der Dimere in den Grundzustand gezeigt.

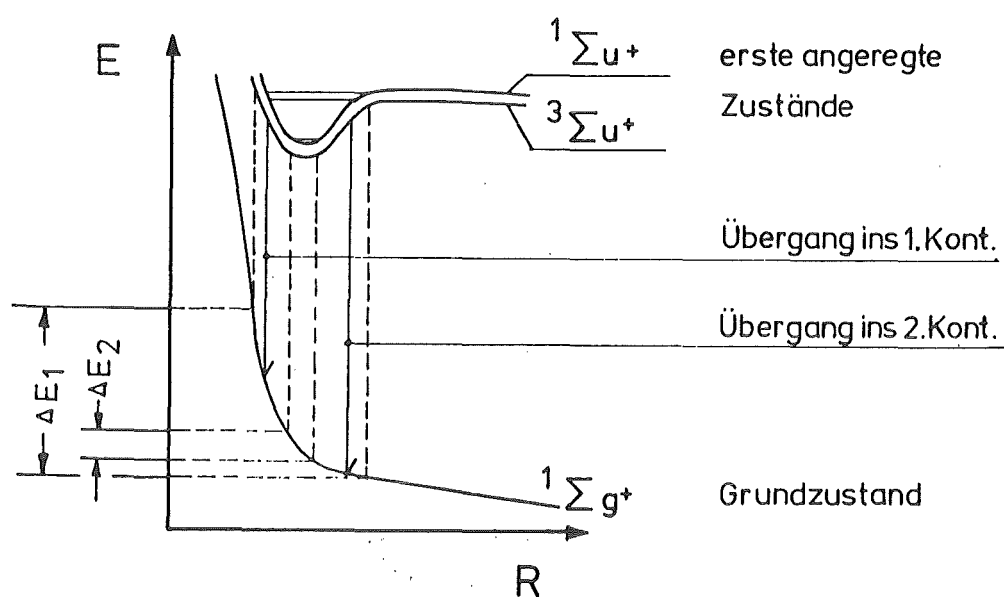


Bild 6: Schematische Darstellung des 1. und 2. Emissionskontinuums der Edelgasdimere. Das 2. Kontinuum überlappt mit dem ersten, besitzt aber ein Maximum bei hohen Energien.

Die Erklärung für das teilweise Auftreten eines zusätzlichen, zuerst von Tanaka beobachteten Kontinuums, das noch tiefer im UV liegt, ist darin zu sehen, daß ein Teil der hoch angeregten Vibrationszustände des $^1\Sigma$ - und $^3\Sigma$ -Niveaus zerfällt, bevor sie durch Stöße in nicht vibrierende Zustände abgeregt werden. Wie aus Bild 6 zu ersehen ist, treten dann zusätzlich gehäuft Quanten mit höherer Energie auf. *

* Eine grundlegende Darstellung der Theorie der Molekülspektren findet sich beispielsweise in Ref.17

2.4 Bildung der Edelgasdimere

Wie werden nun diese Molekülzustände bei Edelgasen - und speziell - durch ionisierende Strahlung erzeugt ?

- In einem 1. Prozess ionisiert das primär einfallende Teilchen die umgebende Materie und regt höhere Zustände darin an.
- In einem 2. Prozess bilden die entstandenen Ionen wie auch die angeregten Zustände zusammen mit einem Atom im Grundzustand ein quasistabiles Molekül, das Dimer.

2.4.1 Energieverlust der ionisierenden Strahlung

Bei der Diskussion des Energieverlustes ionisierender Strahlung möchte ich mich auf folgende Beispiele beschränken :

- a) ein schweres Teilchen, - ein α -Teilchen - ,
- b) ein leichtes Teilchen, - ein Elektron - ,
- c) ein masseloses Teilchen, - ein Photon - .

a) Der Energieverlust eines schweren Teilchens in Materie wird mit der Bethe-Bloch Formel beschrieben:

$$(2,5) \quad -dE/dx = \frac{4\pi N Z^2 e^4}{\text{mev}^2} * \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \beta^2 \right] ,$$

wobei N Zahl der Elektronen pro cm^3 , $\beta = v/c$,
 Z die Ladung des ionisierenden Teilchens
 und $\langle I \rangle$ das mittlere Ionisierungspotential bedeutet.

Rechnungen ergeben für das mittlere Ionisierungspotential der Elektronen in Argongas $\langle I \rangle = 210 \text{ eV}$. In der flüssigen Phase wird dieser Wert durch den Einfluss der benachbarten Atome etwas kleiner.

Die Reichweite dieser Teilchen läßt sich durch numerische Integration von Gleichung (2,5) ermitteln. Beispielsweise erhält man für

α -Teilchen von 5.5 MeV eine Reichweite von ca 47 μ m in flüssigem Argon und ca 3.6cm in gasförmigen Argon.

b) Elektronen

Für Elektronen ist die Bethe-Bloch Formel aus zweierlei Gründen nur modifiziert benutzbar:

1. wurde bei ihrer Herleitung kein Impulsübertrag berücksichtigt ;
2. ändert sich bei identischen Teilchen der Stoßwirkungsquerschnitt.

Mit einer quantenmechanischen Beschreibung erhält man hier:

$$(2,6) \quad -dE/dx = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2} * N \left[\ln \left(\frac{m_e v^2 * T}{2 \langle I \rangle * (1-\beta^2)} \right) - \ln(2(2\sqrt{(1-\beta^2)}-1+\beta^2) + 1-\beta^2) \right]$$

Dabei bedeutet T die relative kinetische Energie der einfallenden Elektronen (aus Ref.18).

Der Energieverlust, wie er durch diese Formel beschrieben wird, ist allerdings nur solange von Bedeutung, wie die Energie des primären Elektrons unter einer Schwelle von ca 600 MeV/Z bleibt, der Energieverlust also durch Stöße (oder virtuelle Quanten) stattfindet. Bei höheren Energien überwiegt der Energieverlust durch Bremsstrahlung und nachfolgende Paarproduktion.

Elektronen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV besitzen eine Reichweite von $3.36 * 10^2$ cm in gasförmigem Argon und $4.3 * 10^{-1}$ cm in flüssigem Argon.

c) Photonen

Photonen verlieren ihre Energie durch Photoeffekt, Comptoneffekt und Erzeugung von Elektron-Positron Paaren, wobei im ersten und dritten Fall die Energie vollständig abgegeben wird und sie selbst vernichtet werden. Die Größe der einzelnen Effekte ändert sich mit der Photonenenergie und dem Material des Absorbers, wie es in Bild 7 dargestellt ist.

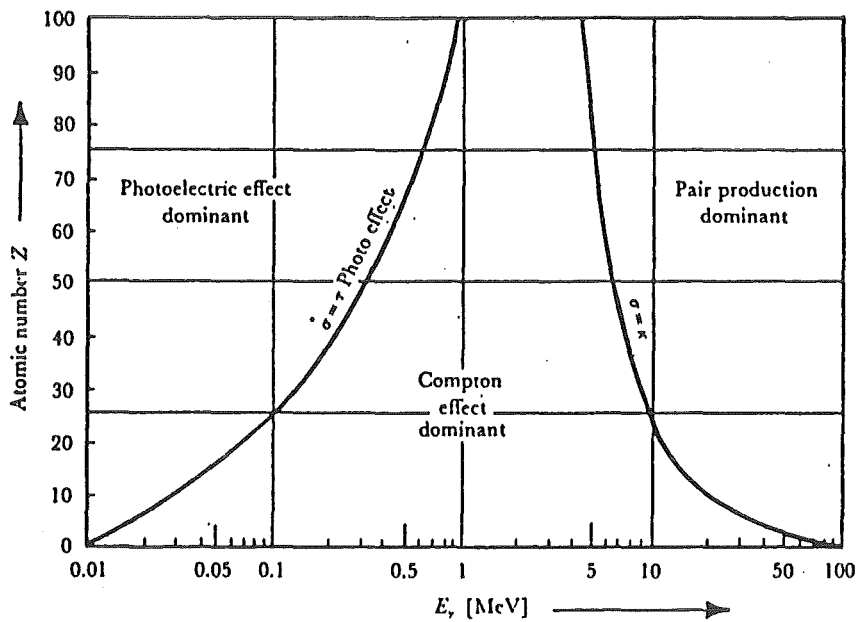


BILD 7: Dominanz des Energieverlustes durch Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung in Abhängigkeit von der primären Energie des Photons und vom absorbierenden Medium.

Dies bedeutet eine Abhängigkeit der primären Teilchenzahldichte N_0 von dem in Materie zurückgelegten Weg d :

$$(2,7) \quad N = N_0 \cdot e^{-\mu d}$$

Für ein 1 MeV Photon und Argon als Absorber gilt $\mu = 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{g}$. Für eine Dichte von $1,4 \text{ g/cm}^3$, die der von flüssigem Argon entspricht, folgt daraus ein Abfall der Teilchendichte auf $1/e$ des Anfangswerts nach einem in Argon zurückgelegten Weg d von 8 cm.

Für die gesamte ionisierende Strahlung gilt:

Relativistische Teilchen benötigen in Argon etwa 26 eV, um Atome zu ionisieren. Um ein Elektron der äußeren Schale zu entfernen, werden aber nur ca. 9.7 eV benötigt. Das heißt: Nur etwa ein Drittel der Energie des einfallenden Teilchens wird zur Ionisierung benutzt.

2.4.2. Formierung der Dimere

Die Ionisationsprodukte und die höheren Anregungen der Atome führen auf unterschiedliche Weise zur Bildung der Dimere:

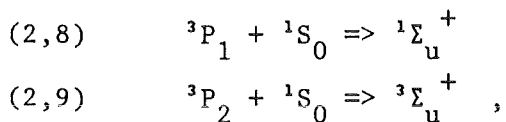
über

- a) Anregung
- b) Ionisation
- c) Exzitonenbildung

a) Anregung

Die erzeugten höheren Zustände eines Atoms zerfallen in Kaskaden auf wenig angeregte Zustände ($n ({}^1P_1, {}^3P_1, {}^3P_0, {}^3P_2)$), was zu einigen Linien im Sichtbaren führt. Der Übergang dieser Niveaus in den Grundzustand ist nun entweder dipolverboten (${}^3P_2, {}^3P_0$) und der angeregte Zustand lebt somit länger oder die Strahlung (von 1P_1 in den Grundzustand) wird stark reabsorbiert (englisch: imprisoned). Diese niederen Zustände können auch durch Stöße der Atome untereinander oder direkte Stöße mit den primären Teilchen bevölkert werden.

Stöße solcher angeregter Atome mit Atomen im Grundzustand können dann zur Formierung der Molekülzustände führen:



wohingegen der 1P_1 - und der 3P_0 -Zustand nicht zu stabilen Molekülen führen. Diese Art der Dimerenbildung trifft vor allem für die Gasphase zu.

b) Ionisation

In der flüssigen Phase bilden die positiven Atomrümpfe nach der Ionisierung innerhalb von Picosekunden (Ref.19) zusammen mit neutralen Atomen ein positives Argonmolekül Ar^{2+} und rekombinieren dann mit thermalisierten Elektronen zu einem angeregten Ar-Molekül im Zustand ${}^3\Sigma_u^+$, ${}^1\Sigma_u^+$. Der zugehörige Wirkungsquerschnitt beträgt $7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$; die für die Formierung benötigte Zeit ist kleiner als eine nsec.

c) Exzitonen

Im Gegensatz zur Gasphase ist es sowohl im festen wie auch im flüssigen Aggregatzustand der Edelgase möglich, Exzitonen, also Elektron-Loch-Kopplungen anzuregen. Dies wurde seit Mitte der sechziger Jahre vermutet, als Beaglehole²⁰ große Ähnlichkeiten zwischen Reflexionsspektren von festem und flüssigem Xenon fand (siehe dazu Bild 8). Er konnte Exzitonlinien bei 8.4, 9.5 und 10.3 eV in der flüssigen Phase nachweisen.

Rice und Jortner²¹ gaben 1966 einen Mechanismus an, nach dem auch in Flüssigkeiten Exzitonen auftreten können. Er beruht vor allem darauf, daß makroskopisch auch in ungeordneten Systemen Translationsinvarianz herrscht. Wenn die mittlere freie Weglänge eines zu einem Exziton gehörenden Elektrons größer ist als das Orbital eines äquivalenten Elektrons im gebundenen Zustand, hat das Exziton eine endliche Lebensdauer. Dies trifft für Ne, Ar, Kr und Xe zu. Abhängig von der Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen mit umgebenden Atomen erfolgt eine Verbreiterung der Exzitonenzustände.

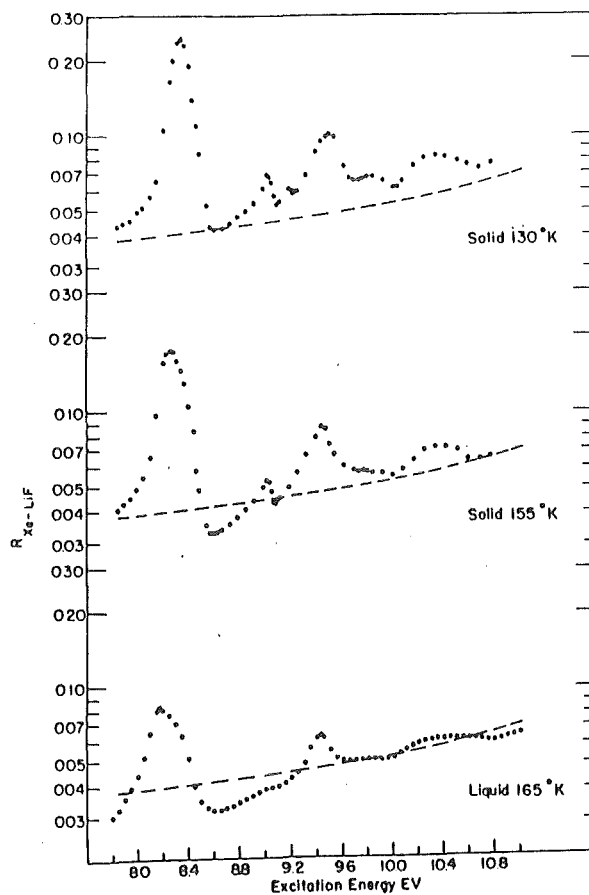


Bild 8: Reflexionsspektrum für festes und flüssiges Xenon mit sichtbaren Exzitonlinien bei unterschiedlichen Temperaturen. Aus Ref.20.

Diese Zustände der Exzitonen sind Wannierzustände, das heißt

1. Es existiert nur eine schwache Wechselwirkung zwischen "Loch" und Elektron, da die Kernladung gut abgeschirmt ist.
2. Die Wellenlänge des angeregten Teilchens ist groß gegenüber den Gitterabständen, so daß Gittervariationen ausgemittelt werden.

Die Energieniveaus können wasserstoffartig beschrieben werden:

$$(2,10) \quad E_n = E_g - G/n^2$$

wobei $G = 13.6 \cdot m'/k^2$ entspricht;

m' ist die effektive Masse des Elektrons,

k die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit.

Für Argon hat E_g einen Wert von 10.58 eV in der flüssigen und 10.68 eV in der gasförmigen Phase. G ergibt sich zu 3.28 eV.

Solche Exzitonenzustände bilden beim Zusammenbruch (selftrapping) zusammen mit einem anderen Atom der Umgebung innerhalb einer Picosekunde²² wieder Molekülzustände $^1\Sigma_u^+$, $^3\Sigma_u^+$.

2.5 Energieübertragung an Xenon

Die bisher betrachteten Molekülzustände haben unterschiedliche Lebensdauern τ

Für $^1\Sigma$ Zustände in Flüssigargon sind das $\tau \approx 5\text{ns}$,

für $^3\Sigma$ Zustände in Flüssigargon sind das $\tau \approx 1\mu\text{s}$.

Wird Xenon beigefügt, agiert es als wirkungsvoller Akzeptor für die freiwerdenden Quanten. Der Mechanismus hierfür wird als langreichweitige Dipol-Kopplung beschrieben. Voraussetzung ist ein möglichst gutes Überlappen der Akzeptorniveaus von Xenon mit den Donatorzuständen von Argon.

Die ersten angeregten Zustände von Argon und Xenon sind in Bild 9 dargestellt.

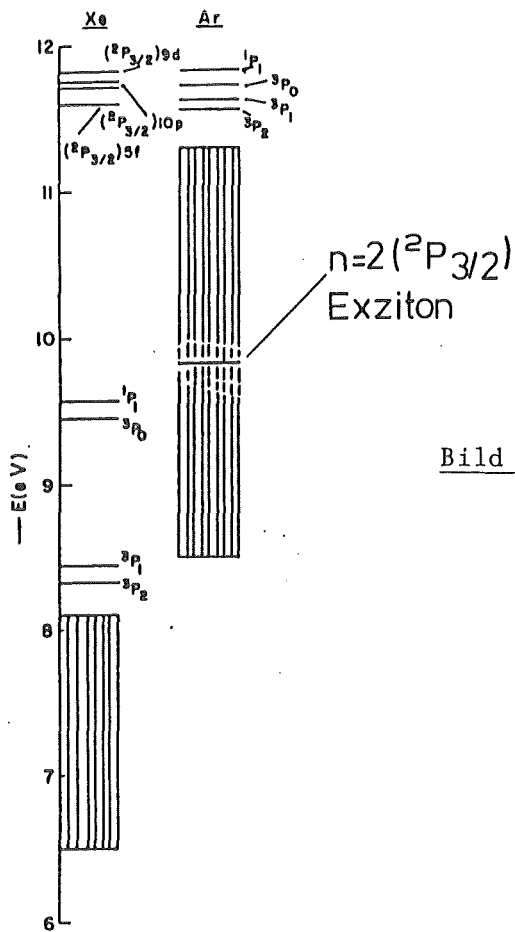
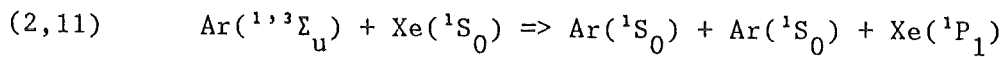


Bild 9: Niedere Energieniveaus von Argon und Xenon. Waagrechte Linien entsprechen Atomzuständen, senkrechte Linien entsprechen dem 2.Kontinuum (Spektren aus Ref. 23).

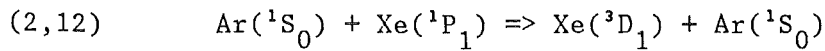
Eine gute Übereinstimmung mit den angeregten Argonmolekülzuständen gibt es für den 1P_1 Zustand von Xenon (der Übergang von 1S_0 nach 3P_0 ist dipolverboten), so daß folgender Übergang stattfinden kann:



mit einer Wellenlänge des durch den Zerfall des angeregten Xe-Atoms freiwerdenden Quants von 1296\AA .

Für höhere Xe-Konzentrationen ab etwa 10ppm ändert sich das Bild folgendermaßen:

- Die Lebensdauer des 1P_1 Zustands von Xenon nimmt zu. *
- Bei einer Wechselwirkung mit einem Argon-Atom kann ein etwas höherer Xenon-Zustand angeregt werden :



Dieser zerfällt dann auf $\text{Xe}(^3P_1)$ und von da aus unter Emission eines Quants von 1497\AA in den Grundzustand.

Eine weitere Erhöhung der Xenonkonzentration führt zu einem Emissionskontinuum des Akzeptors:

Der durch Imprisonment länger lebende 3P_1 Zustand des Xenon-Atoms oder der durch Stöße aus diesem entstandene, dipolverbotene 3P_2 -Zustand bildet durch Kollision mit einem Xenonatom im Grundzustand ein $^1\Sigma$ - oder $^3\Sigma$ -Xenonmolekül, bei dessen Zerfall ein Quant von 1780\AA entsteht.

Diese Mechanismen sind beispielsweise nachzulesen in Ref. 23.

Für ein Argon-Xenon Gasgemisch erhalten wir also, abhängig vom Partialdruck der Gase die in Bild 10 gezeigten Emissionsspektren:

* Durch Imprisonment. Beispiel: Für ein Argon-Xenon Gasgemisch mit einem Argonpartialdruck von konstant 400 Torr und einem Xenonpartialdruck, der zwischen 10^{-4} und 10^{-1} Torr variiert wird, ändert sich die Lebensdauer des Xenon 1P_1 -Zustands von 10^{-9} sec auf 10^{-5} sec.

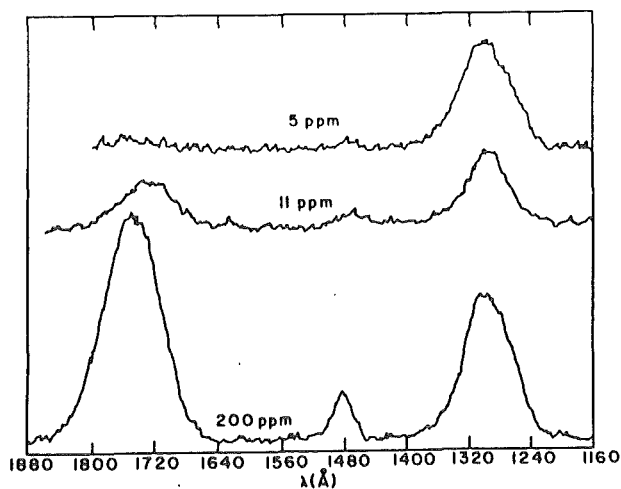


Bild 10: Emissionsspektren von Argon im UV mit unterschiedlich hohen Xenonbeimengungen. Aus Ref. 24

- Die Emission bei 1280 \AA entspricht dem Argon-Kontinuum bzw dem Zerfall von Xe 1P_1 .
- Die Emission bei 1490 \AA entsteht beim Zerfall von Xe 3P_1 .
- Die Emission bei 1780 \AA gehört zum Zerfall des Xe-Moleküls.

Für weiter erhöhte Xenonkonzentration wird der Anteil bei 1780 \AA immer größer, so daß sich die Frequenz der Quanten in Richtung auf das Sichtbare verschiebt.*

Diese Mechanismen der Photonübertragung wollen wir ausnutzen, um das im Argon entstehende Licht zu größeren Wellenlängen zu verschieben.

* Dies gilt sowohl für Gas- als auch für Flüssig-Argon, trifft allerdings nicht mehr für festes Argon zu, da eine Formierung der Xenonmoleküle Diffusion von Xenonatomen erfordert.

3. AUFBAU DES EXPERIMENTS

Innerhalb eines Dewars, der mit Flüssigargon gefüllt wird, befindet sich ein radioaktives Präparat (Am^{241} als α -Quelle von 5.5 MeV oder Bi^{207} als Elektronenquelle für Konversionselektronen von 1.07 MeV). Das Präparat dient als Ionisationsquelle zur Erzeugung von freien Ladungen und - auf eine im vorigen Paragraphen beschriebene Weise - zur Erzeugung von Szintillationslicht .

Die Frequenz dieses Lichts wird durch Zufügen von circa 200 ppm Xenon erniedrigt und das Licht dann selbst durch einen innen verspiegelten Aluminiumzylinder auf einen Photomultiplier geführt. Dessen Signale werden mit einer angeschlossenen Elektronik ausgewertet.

3.1 Ein- und Aufbauten des Dewars

Der typische Innenaufbau ist in Bild 11 skizziert.

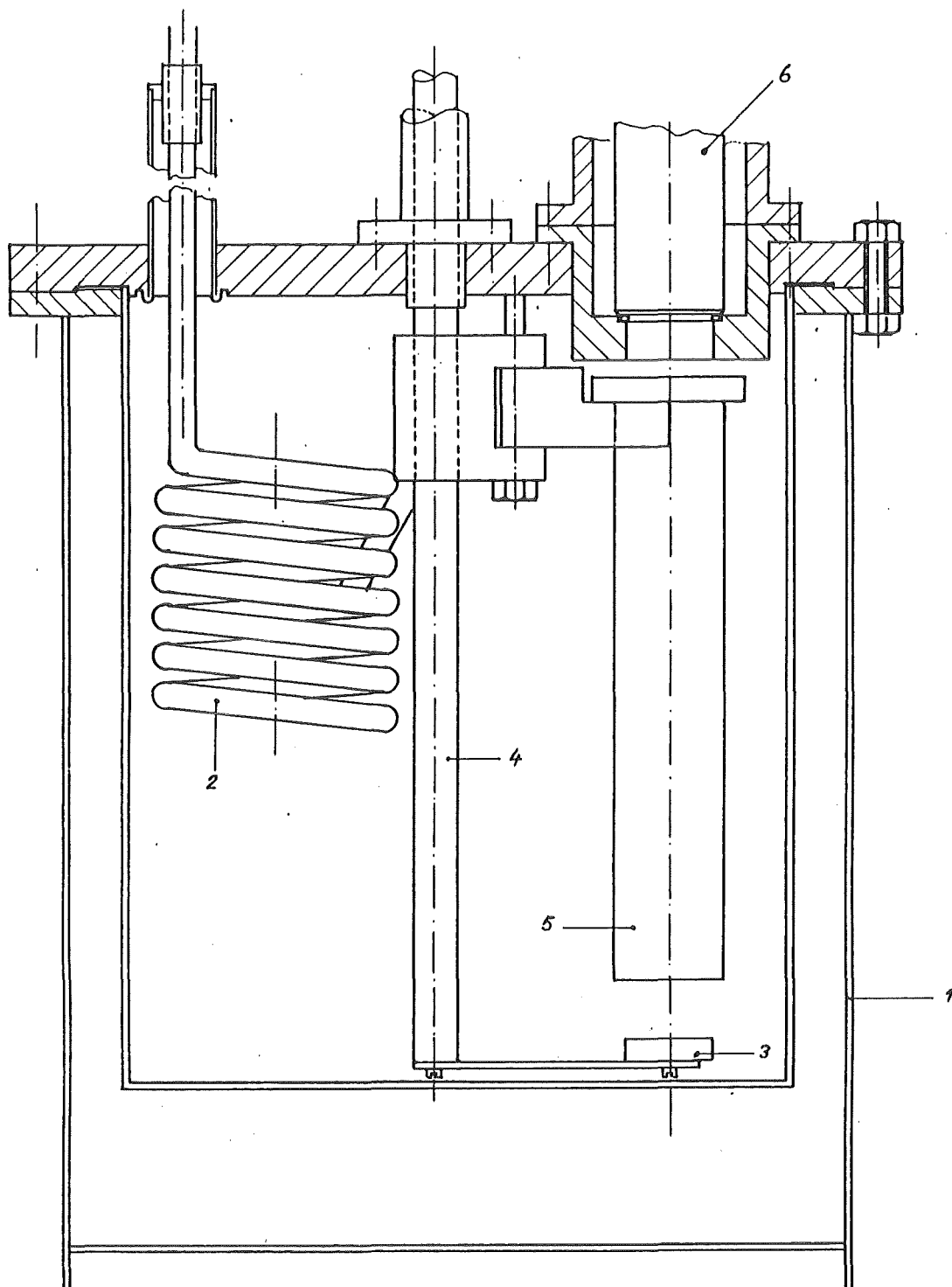


Bild 11: Meßaufbau innerhalb des Dewars

- | | |
|------------------------|--------------------|
| 1 Dewar | 2 Stickstoffwendel |
| 3 Präparat | 4 Präparathalter |
| 5 Aluminiumlichtleiter | 6 Photomultiplier |

Der Dewar besteht aus doppelwandigem V2A-Stahl mit 1.5 mm Dicke und einer Vakuumisolierung. Innenmaße sind 30 cm Durchmesser und 35 cm Tiefe. Die vorgesehene Füllmenge beträgt 66% des Volumens. Eine Stickstoffwendel dient dem Einkondensieren und Kühlen des Flüssigargons.

Das α - bzw β - Präparat wird von einem in der Vertikalen um ca. 30 - 40 cm verschiebbaren Träger gehalten. Die einstellbaren Entfernungsdifferenzen zwischen Photomultiplierkathode und Präparat hängen vom zum Teil unterschiedlichen Innenaufbau und vom tatsächlichen Füllstand des Argons ab.

Zusätzlich ist es möglich, den Träger in der Horizontalen um 2π zu drehen.

Für die Messungen mit Lichtleiter kann das Präparat innerhalb eines polierten Aluminiumzylinders (Durchmesser 45 mm) in der Höhe verschoben werden. Dazu ist der Zylinder seitlich geschlitzt. Außerdem ist der Lichtleiter drehbar gelagert, so daß er mit Hilfe des Präparateträgers zur Seite geschwenkt werden kann.

Der Photomultiplier blickt durch eine 40 mm - Öffnung direkt auf das Präparat.

Die Aufbauten des Deckelflansches werden im folgenden Bild 12 gezeigt:

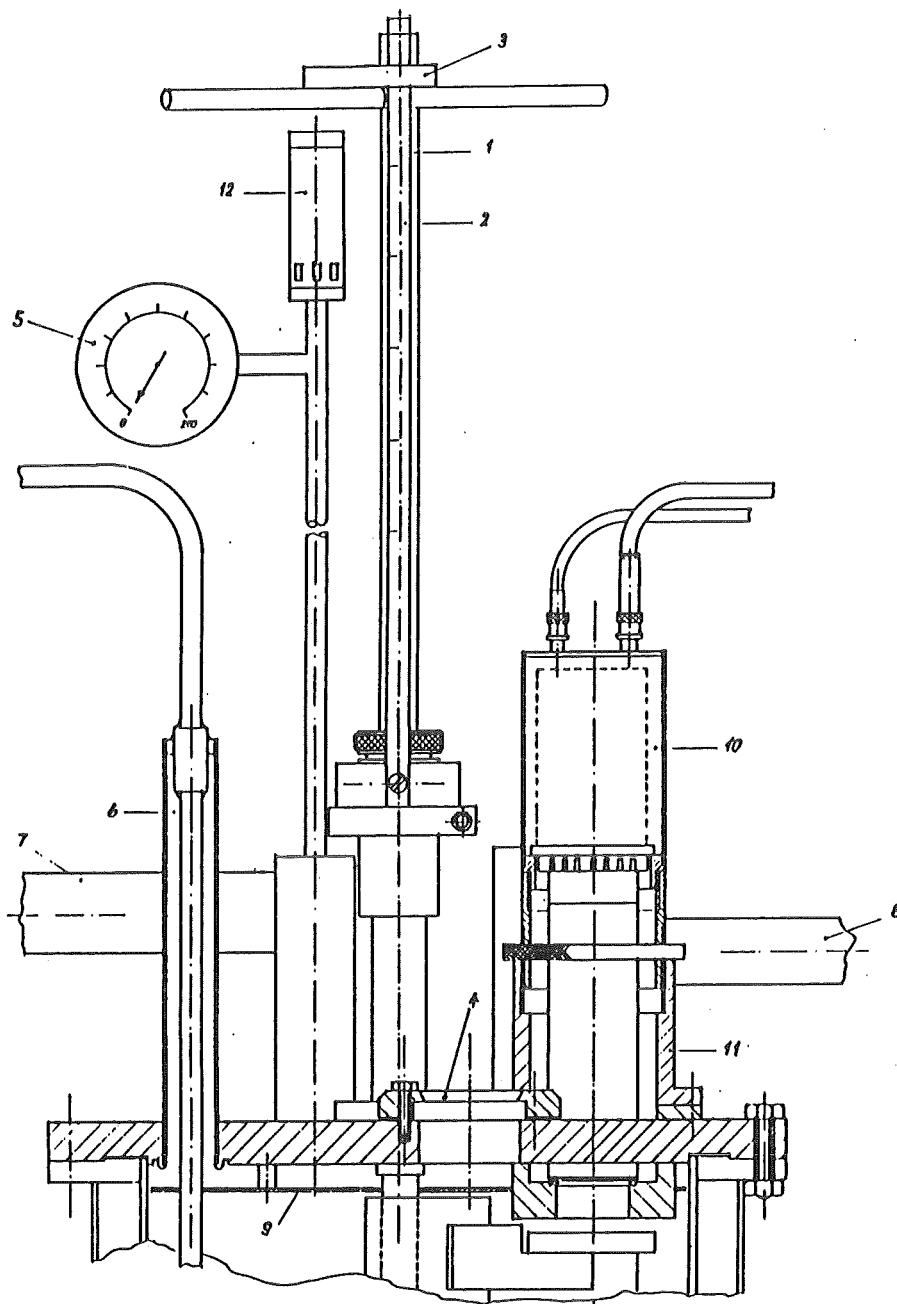


Bild 12: Meßaufbau oberhalb des Dewars

- | | | |
|--------------------|--------------------------------|----------------------|
| 1 Präparathalter | 2 Meßplatte | 3 Meßzeiger |
| 4 Glasfenster | 5 Manometer | 6 Stickstoffleitung |
| 7 Gasleitung | 8 Pumpstutzen | 9 Strahlungsschild |
| 10 Spannungsteiler | 11 Photomultiplier-
fassung | 12 Sicherheitsventil |

Der Präparathalter besteht aus einem Träger und einem 60 cm langen V2A-Stab, der die Verschiebung und Drehung des Präparats im Dewar ermöglicht, und der - um den Wärmeeinfall zu vermindern - im unteren Drittel hohl ist. Gegenüber Atmosphäre wird dieser Stab durch gepreßte Vitonringe gedichtet.

Die Meßplatte ermöglicht sowohl eine Abstandsmessung zwischen Präparat und Photomultiplier als auch eine Bestimmung der Füllstandshöhe des Argons. Die Füllstandshöhe kann aus der Stellung des Präparats errechnet werden, bei der gerade die Oberfläche des Argonspiegels berührt wird. Dies ist beobachtbar durch ein in den Deckel eingebautes Glasfenster.

Das direkt am Dewar angebrachte Manometer dient der Bestimmung des Xenonpartialdrucks bei den Gasmessungen. Dazu wird immer zuerst Xenon in das Dewar eingeleitet, dessen Druck gemessen und dann mit Argon bis zu einem gewünschten Druck (über ein bar) aufgefüllt.

Die Fassung des Photomultipliers ist zur besseren Ansicht in Bild 13 vergrößert dargestellt.

Sie besteht aus mehreren Teilen:

- der Spannungsteilerbase, die in den darunter liegenden Teil eingeschraubt wird
- einer Teleskopfassung, die die Röhre fixiert und die mit Hilfe ihrer Gewinde die Tiefe der Fassung bestimmt.

In die Fassung können folglich verschieden lange Photomultiplier eingepasst werden. Ihr unterer Teil wird zusammen mit dem Mittelteil am Deckelflansch verschraubt und mit Indium gedichtet. Der Photomultiplier wird direkt an seinem Fenster mit einem 1.5mm Vitonring gedichtet. Beim Verwenden dieser Fassung wurde der Photomultiplier stets auf Raumtemperatur gehalten.

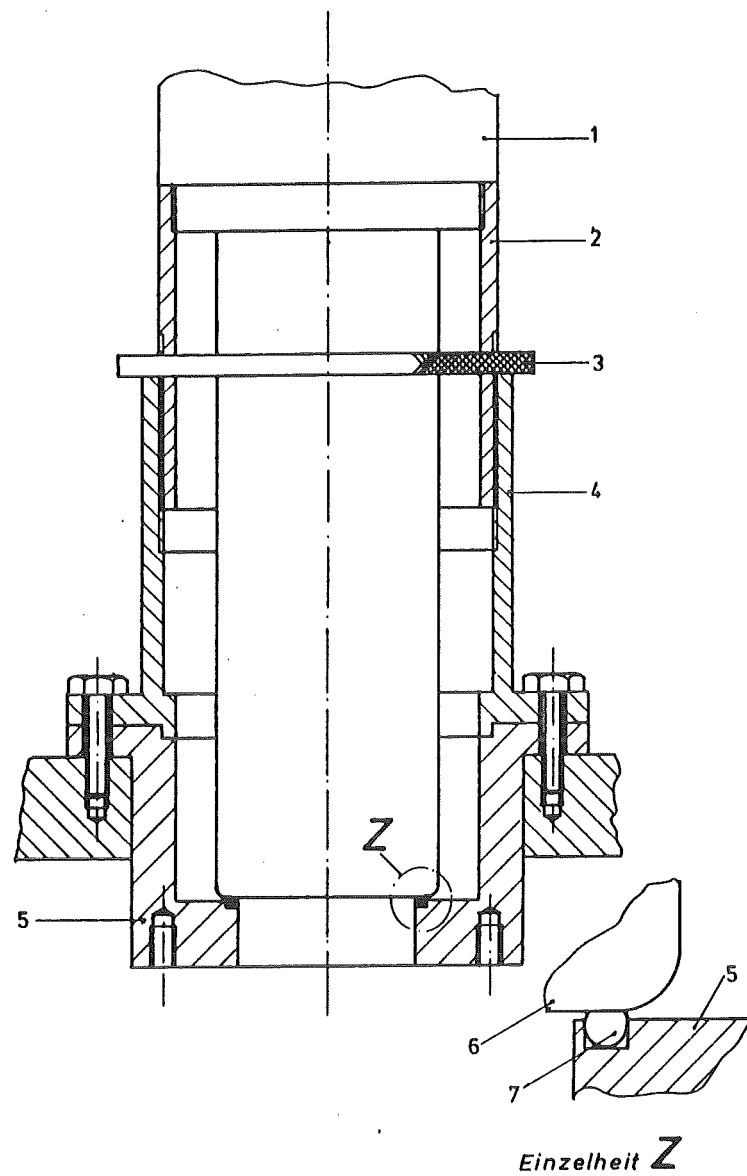


Bild 13: Halterung und Dichtung des Photomultipliers

- | | |
|--|---|
| 1 Spannungsteilerbase | 2 Basenhalterung |
| 3 Spannring | |
| 4 Mittelteil der Photo-
multiplierfassung | 5 unterer Teil der Fassung
mit Fenster |
| 6 Fenster des Photo-
multipliers | 7 O-Ring |

Alternativ dazu wurde die Fassung in Bild 14 verwendet, mit der der Photomultiplier kalt, d.h. bei Flüssigargontemperaturen betrieben wurde. Der Spannungsteiler befindet sich dabei außerhalb des Dewars. Somit müssen nur Spannungszuführungen und Meßleitungen gedichtet werden.

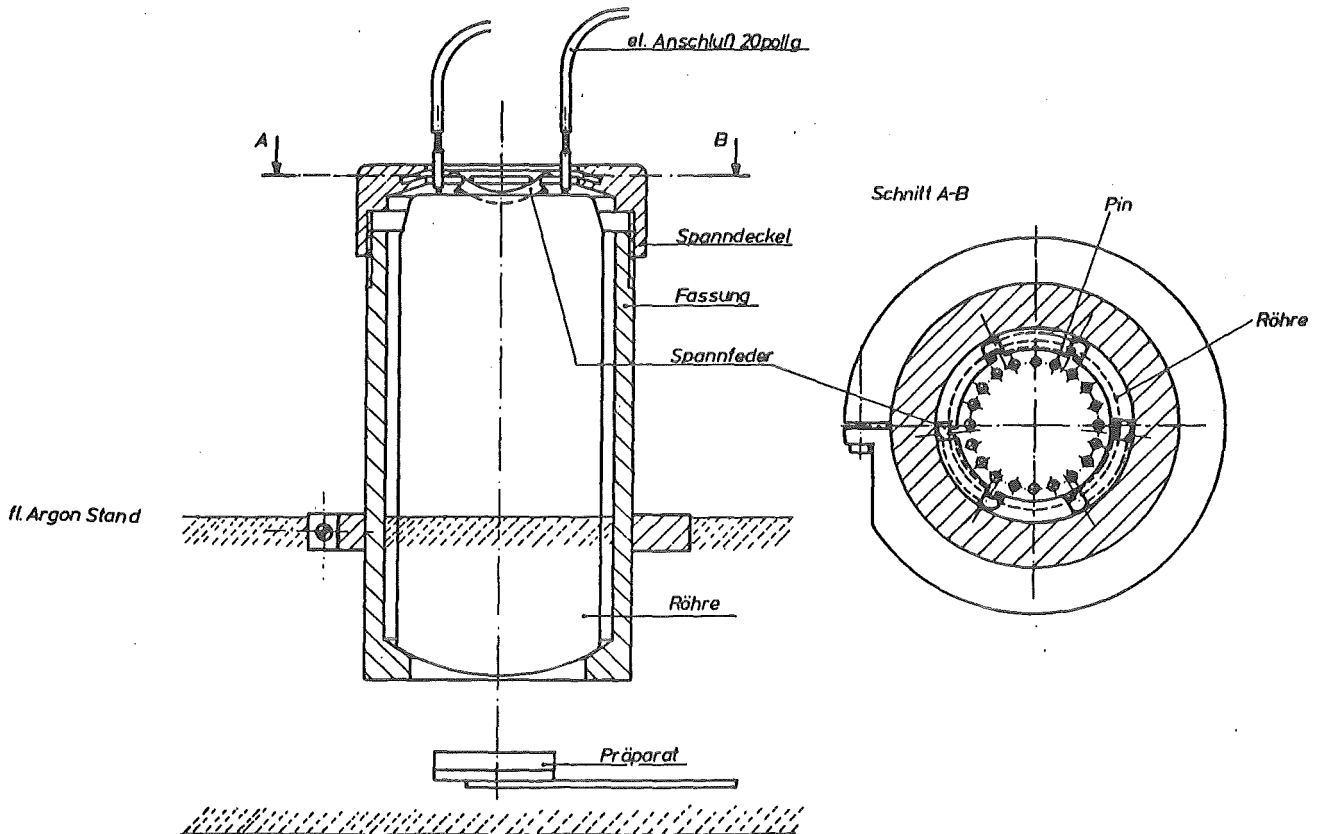


Bild 14: Fassung für einen kalten Photomultiplier

Die Röhre wird innerhalb der Fassung durch Federn gehalten, die an einem Deckel mit Gewinde befestigt sind. Diese sollen die verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten vom Glas des Photomultipliers und des GFK-Materials der Fassung ausgleichen. Die Fassung ist seitlich geschlitzt, um den Kontakt des flüssigen Argons mit der Röhre auch von der Seite her zu ermöglichen.

3.2 Kryogenik

Um die Messungen definiert durchführen zu können, waren nur sehr geringe Verunreinigungen erlaubt. Nötig ist eine Reinheit von besser als 10^{-6} Molanteilen gegenüber Fremdanteilen wie O_2 oder Fluorkohlenwasserstoffen. Dem sollte ein Kühl- und Reinigungskreislauf entsprechen, wie er in Bild 15 dargestellt ist.

Blockdiagramm Kryosystem

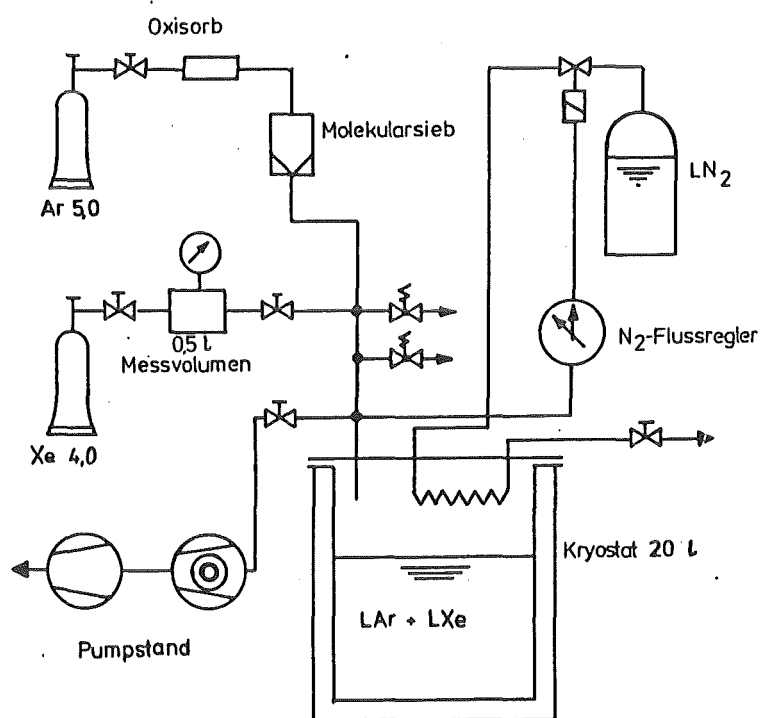


Bild 15: Reinigungs-, Füll- und Kühlkreislauf

Der Kryostat, in dem die Messungen stattfinden, muß hochvakuumdicht sein. Erreicht wurden nach mehreren Stunden Pumpzeit mit einer Turbopumpe ein Vacuum von etwa $3 - 4 * 10^{-5}$ mbar. Die Restleckrate wurde zu ca $1 * 10^{-5}$ mbar*s bestimmt.

Da es nicht möglich ist, den Kryostaten auszuheizen, muß er mehrmals mit Gas gespült und wieder ausgepumpt werden, um die Desorption von Fremdgasen wie Sauerstoff, Stickstoff oder Feuchte zu vermindern.

Als Spülgas wird Argon derselben Güte benutzt, wie es später auch in den Kryostaten einkondensiert wird. Im Normalfall besteht eine Füllung des Kryostaten aus ca. 10 Liter kondensiertem Argon. Verwendet wird Argon der Güte 5.0 mit einer definierten Gesamtverunreinigung von nicht mehr als 10 ppm Fremdstoffen. Das Gas wird beim Einleiten in das Dewar zusätzlich mit Hilfe von Oxisorbpatronen und einem Molekularsieb (Füllung 13X) gereinigt.

Das Abkühlen und Einkondensieren übernimmt ein abhängig vom Druck im Dewar geregelter Kühlkreislauf mit Flüssigstickstoff als Medium.

Nach einem mehrstündigen Füllen des Kryostaten wird Xenon der Güte 4.0, also mit einer garantierten Reinheit von 100 ppm Fremdstoffen mit Überdruck in den Kryostaten gefüllt. (Diese Reinheit genügt unter diesen Umständen, da Xenon in Flüssigargon nur mit einem Maximalanteil von 500 ppm beigesetzt wurde. Außerdem steigt der Preis des Xenons mit der Reinheit stark an).

Die Menge des einzuleitenden Xenons wird in einem definierten Meßvolumen mit zusätzlicher Druckanzeige bestimmt. Die Größe des Meßvolumens beträgt einen halben Liter und die Zuleitungen sind bis etwa 2 bar dicht, so daß jedesmal bis zu ein Liter Gas oder - bezogen auf den Anteil im Argon - bis zu 100 ppm eingebracht werden können.

Nach dem Einleiten in das Dewar wird Xenon zusammen mit dem Argongas in der oberen Hälfte des Dewars in der folgenden Kühlperiode in das flüssige Argon einkondensiert.

Tatsächlich kann hier eine Schwierigkeit auftreten:

Ist der Wärmeeinfall in das Dewar gering und die Argonoberfläche sehr ruhig, so ist es möglich, daß das eingeleitete Xenon an der Oberfläche des Argons sublimiert, also Kristalle bildet, so daß die Durchmischung

mit dem Argon verhindert wird. Man muß also entweder für entsprechende Wärmezufuhr sorgen oder aber das Xenon schon zu Beginn mit dem Argon gemeinsam einkondensieren.

3.3 Elektronik

a) Elektronik zur Datenauswertung

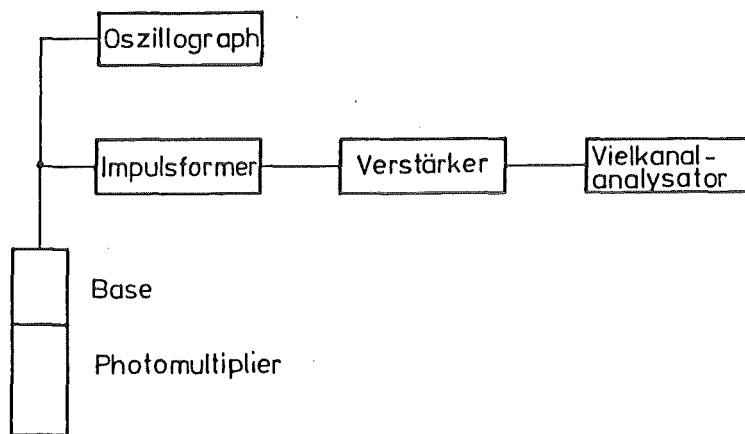
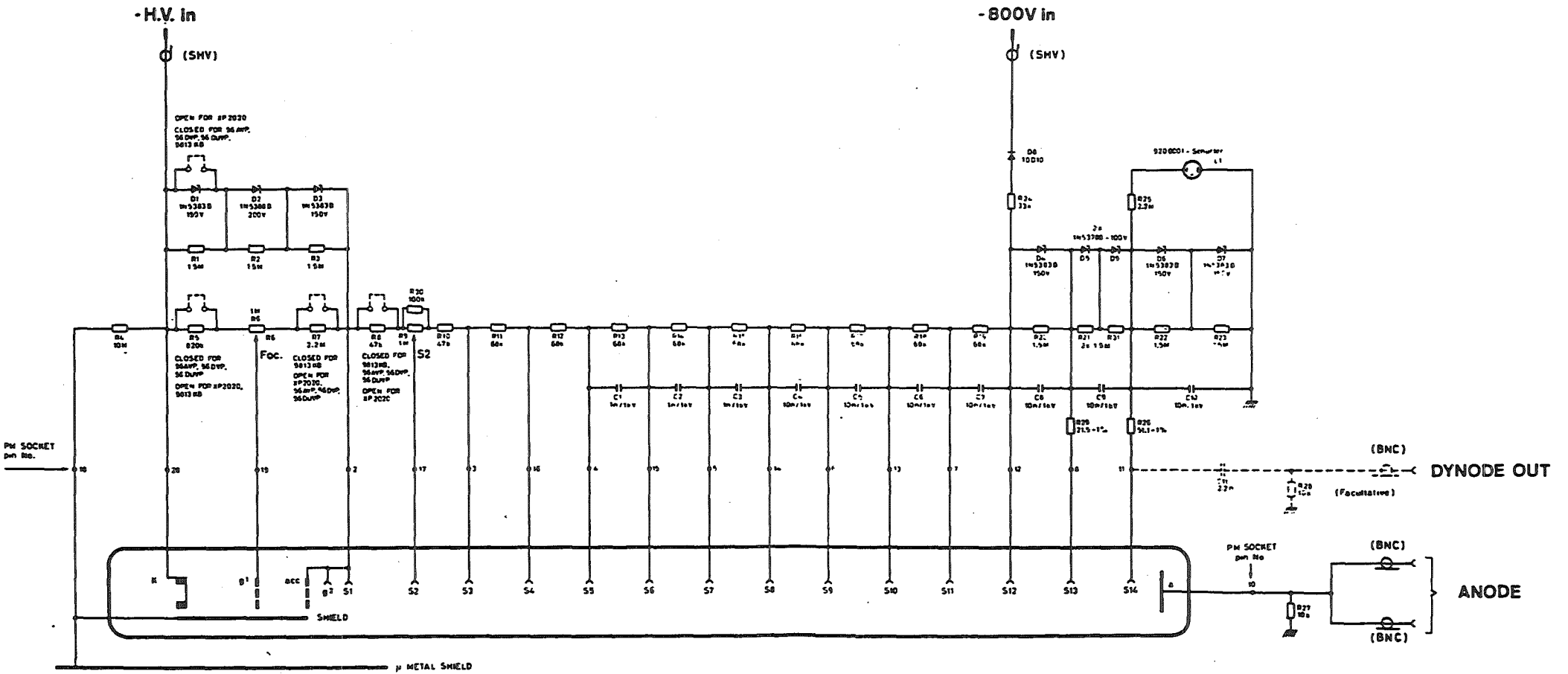


Bild 16: Blockschaltbild für das Verarbeiten der Signale aus dem Flüssigargonkryostaten

Die Anodensignale des Photomultipliers werden mit einem Pulsformer auf 1µs verlängert und nach dieser Formung über den Verstärker einem ladungsempfindlichen Vielkanal zugeführt (siehe dazu Bild 16).

Bild 17 beschreibt den Spannungsteiler des Photomultipliers:

Bild 17: Spannungsteiler für Photomultiplier



36a

PHILIPS: 56AVP, 56DVP, 56DUVP, XP2020

EMI : 9813 KB

Imp'd No 4) Details
 197708.27
 Model No 2) 0 - 200V 100V max 100V
 197701.00
 Add'd 030, 031, 032
 Imp'd No 3) Earthen Conn. LEAD
 197606.00
 Imp'd No 1) 0.25 max 10 V max 511 V
 197612.01
 C11 = 2p = 2.2p
 C12 = 2p
 C13 = 2.2p
 197606.00
 197606.00

THIS DRAWING MAY NOT BE USED FOR
 COMMERCIAL PURPOSES WITHOUT
 WRITTEN AUTHORIZATION
 NO DESIGN OR PART TYPE VALUE
 A GDS FROM COMMERCIAL SOURCE
 AUTHORIZED BY EMI

Designer: P. Dole
CIRCUIT DIAGRAM
 PM MOUNTING - TYPE 4230
 4230-1A1
 1975 11 IC 000004

Über den Spannungsteiler wird die Kathode auf ca. 2.2 kV und die Anode, an der auch die Signale für den Oszillographen über einen 50 Ohm Widerstand abgegriffen werden, auf Masse gelegt. Um auch bei großen Pulshöhen eine gute Linearität des Ausgangssignals zu erhalten, wäre alternativ dazu auch ein Abgriff an der letzten Dynode möglich, was wir aber nicht auszunutzen brauchten.

Die Widerstandsnetzketten teilen den mittleren Dynoden eine konstante Spannungsdifferenz zu (R11-R19 pro Dynode ca. 70V). Zwischen Kathode und der ersten Dynode der Röhre finden sich zwei Gitter, deren Spannung über einen kleinen Bereich variiert werden kann und die einer sauberen Fokussierung auf die erste Dynode und einer schnellen Beschleunigung der primär ausgelösten Elektronen dienen. Insgesamt fallen zwischen Kathode und erster Dynode 450V ab. Diese Spannung ist durch die Zenerdioden stabilisiert, so daß bei einer Veränderung der von außen angelegten Hochspannung die Fokussierung nicht mehr nachgeregelt werden muß. Die Kette der Kapazitäten für die hinteren Dynoden dient als schneller Stromlieferant für hohe Pulse.

Die Dioden für die letzten Dynoden und das mögliche Anlegen von weiteren 800V können für eine zusätzliche Stromlieferung bei hohen Pulsraten genutzt werden. Weiterhin besteht die Möglichkeit, die Röhrenwandung auf Spannung zu legen, um einer möglichen Aufladung dieser Wand und der dadurch zu erwartenden Verformung des Feldes zwischen Kathode und 1. Dynode zu begegnen.

b) Meßaufbau mit Elektroden

Für eine in Kapitel 4 beschriebene Messung wird ein elektrisches Feld im flüssigen Argon aufgebaut. Die zugehörige Messapparatur zeigt Bild 18:

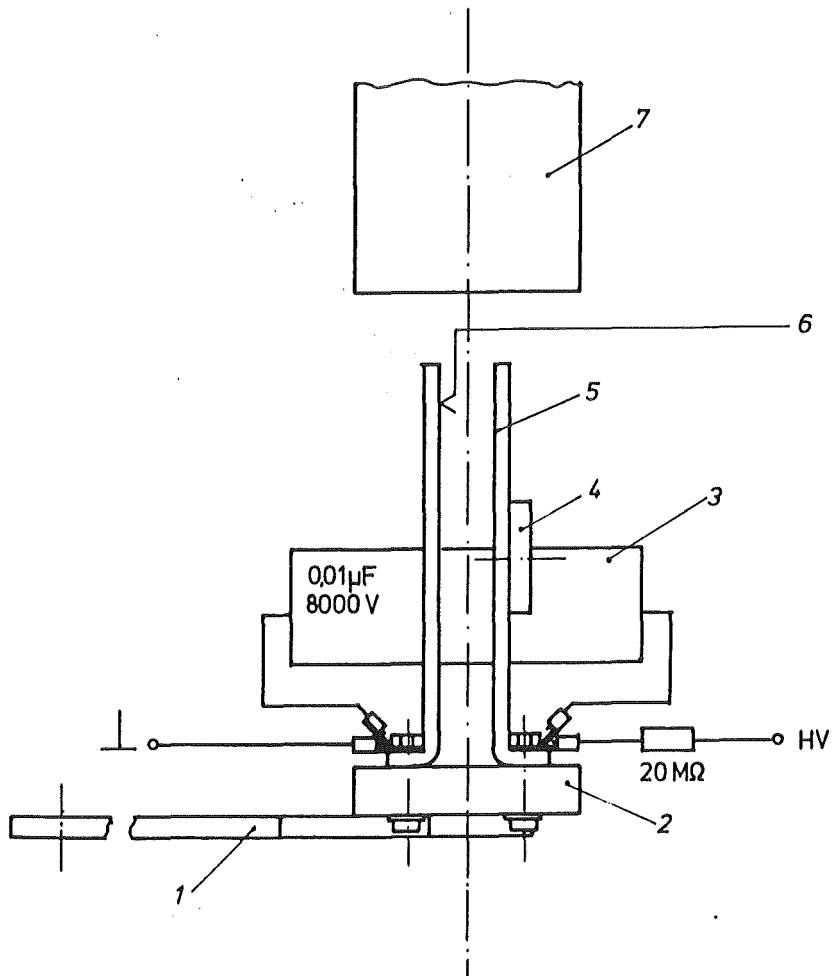


Bild 18: Aufbau für eine Messung zur Untersuchung der Abhängigkeit der Lichtausbeute von einem elektrischen Feld

- | | |
|---------------|---|
| 1 Träger | 2 Teflonscheibe |
| 3 Kondensator | 4 in Elektrode eingelassener Präparathalter |
| 5 Elektrode | 6 Aluminiumschicht |
| 7 Lichtleiter | |

Mit der in Bild 18 skizzierten Meßanordnung soll der Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Lichtausbeute gemessen werden. Dazu wird an die beiden Elektroden eine Hochspannung von bis zu 6 KV angelegt. Der Abstand der Elektroden beträgt einen Zentimeter, so daß ein maximales elektrisches Feld von 6 KV/cm möglich ist. Um Störungen, die vom Netzteil kommen, zu verringern, liegt parallel zu den Elektroden ein Kondensator . Der 20 M Ω Widerstand kann zum Abgreifen des Driftpulses benutzt werden.

Um die Lichtausbeute zu steigern - da der direkt beobachtbare Raumwinkel zu klein ist - wird zusätzlich ein Lichtleiter verwendet und die Elektroden mit Aluminium als Reflektor bedampft.

4. MESSUNGEN

4.1 Gasargonmessungen

Nach den Dichtheits- und Reinheitsprüfungen (siehe Kap.3.2) wurde die Apparatur als Test für den späteren kalten Betrieb als Gasszintillator betrieben.

Hierfür ist als Präparat nur Americium geeignet. Die Reichweite der Konversionselektronen des Wismutpräparats beträgt 3.3 m und sie würden folglich innerhalb des Dewars nicht mehr abgestoppt . Somit wäre der nicht sichtbare Energieverlust zu hoch gewesen.

Der Aufbau war der in Kapitel 3.1 gezeigte; allerdings war teilweise der Lichtleiter entfernt. Zusätzlich wurde während eines Teilversuchs ein Quarzfenster vor den Photomultiplier gesetzt.

4.1.1 Messen der Lichtausbeute in einer Argon-Xenon Mischung

Nach mehrmaligem Spülen und Evakuieren wurde das Dewar mit Argon auf 1 bar gefüllt. Bei nicht zu großem Abstand des Präparats von der Photomultiplierkathode (zwischen 5 und 10 cm) waren Signale zu sehen, die nur von einer Szintillation des Argons herrühren konnten. Dieses Licht überlagerte sich dem Rauschanteil, die Lichtmenge war allerdings nicht groß genug, um ein Trennen von Untergrund und Szintillationslicht zu erreichen.

In Bild 19 sind Pulshöhenspektren in reinem Argon mit und ohne Am^{241} Präparat dargestellt. Man sieht deutlich, daß Licht aus dem Argon auch ohne Wavelengthshifter im sichtbaren Frequenzbereich nachgewiesen wird.

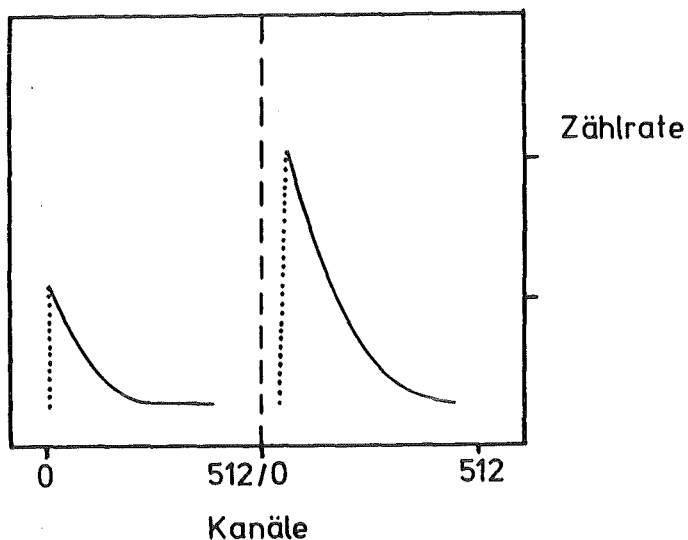


Bild 19: Pulshöhenspektrum für reines Argon
Links wurde das Am ²⁴¹ Präparat weggedreht und unter den Deckelflansch geschoben. Rechts wurde es senkrecht unter den Photomultiplier in einen Abstand von 7cm positioniert.

Nach Zufügen von Xenon wurde dann die Lichtausbeute sehr viel größer wie in Bild 20 zu sehen ist

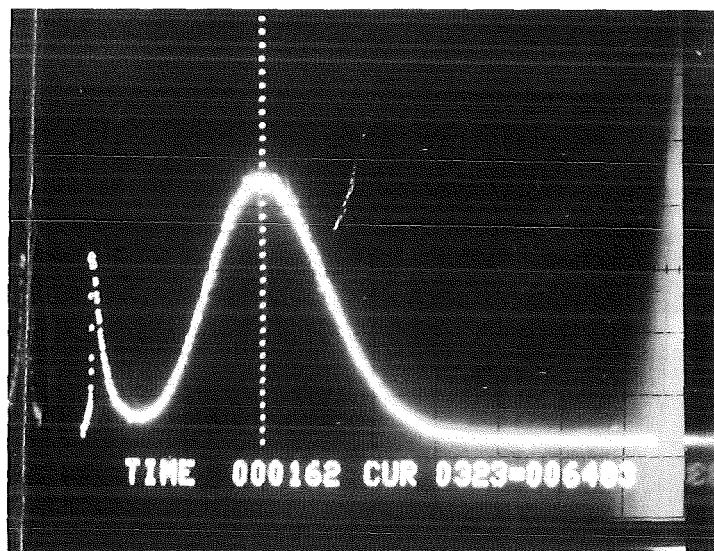


Bild 20: Pulshöhenspektrum für Licht aus gasförmigem Argon mit 18mbar Xenon bei einer Entfernung von 10 cm zwischen Präparat und Photomultiplier

Bei diesen Gasmessungen wurde der Aluminiumlichtleiter wenig verwendet, da bei diesem doch geringen Abstand und dem relativ schlechten Reflexionsvermögen des Aluminiumrohres das direkt auf den Photomultiplier auftreffende Licht stark überwog. Außerdem verkürzte die Röhre den Laufweg für schräg das Präparat verlassende α -Teilchen.

Die Lichtausbeute im Gas war zeitlich nicht stabil. Nach 24 Stunden war sie auf etwa $1/3$ des Anfangswerts gesunken. Eine mögliche Ursache war Desorption von Fremdgasen von der Dewaroberfläche. Um dies zu verbessern, hätte zusätzlich zur Verwendung noch reinerer Gase der Dewar ausgeheizt werden und ein Reinigungskreislauf installiert werden müssen. In dieser Form war die Apparatur nicht für Langzeitmessungen an Gas geeignet.

4.1.2 Messungen zur Ortsabhängigkeit des Szintillationslichts

Verschiebt man das Präparat innerhalb des Dewars vertikal, d.h. ändert man die mittlere Entfernung R zwischen Szintillationslichtquelle und Photomultiplierkathode, so ändert sich der gesehene Raumwinkel und man erwartet ein $1/R^2$ Verhalten für die Ausbeute an Licht (siehe Bild 21). Dies trifft nicht genau zu:

- 1. weil die Entfernung R nicht groß genug ist, um das Fenster des Photomultipliers mit dem Ausschnitt einer Kugel anzunähern;
- 2. weil die Wahrscheinlichkeit für das Entkommen eines Quants aus dem Gas vor seiner Umwandlung durch ein Xenonmolekül bei größer werdender Entfernung kleiner wird, da es bis zu den Wänden des Dewars mehr Gas vor sich hat.

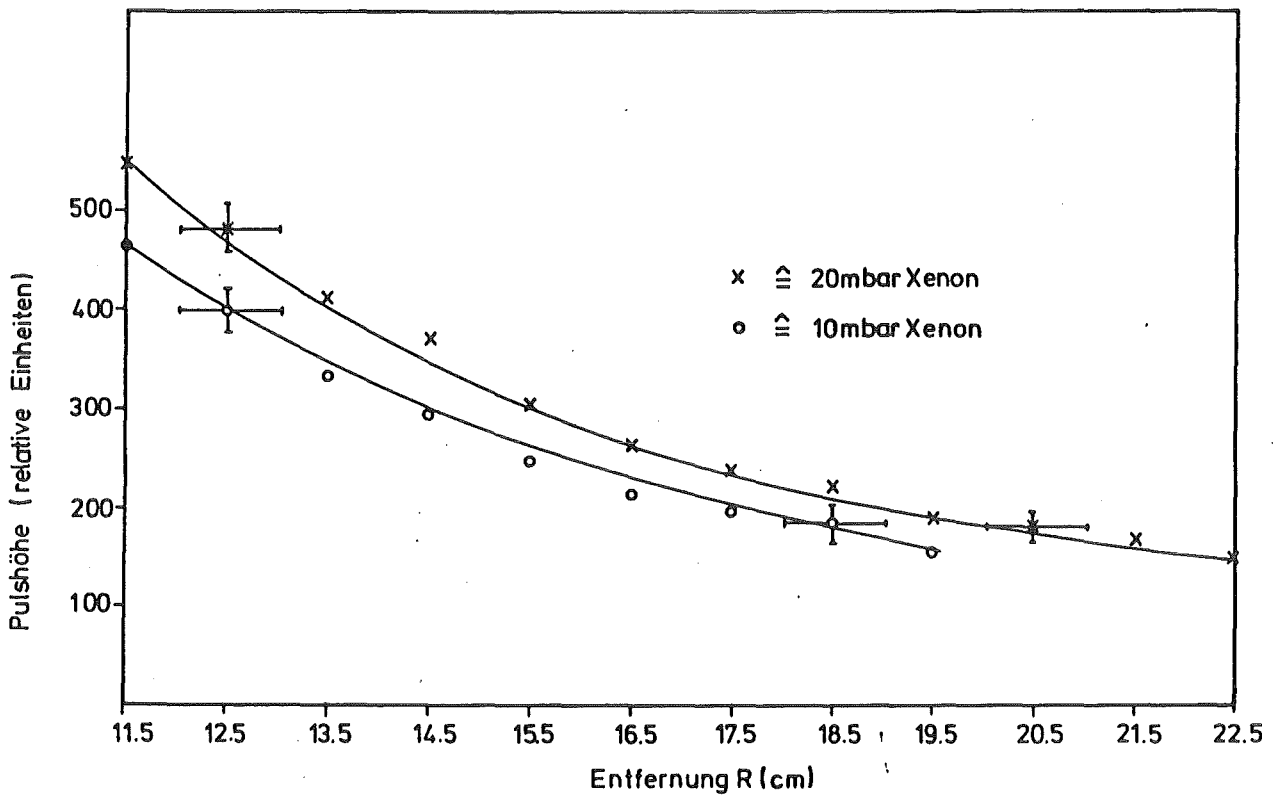


Bild 21 : Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Entfernung R zur Photokathode für α -Teilchen bei

- 10mbar und
- 20mbar Xenonbeimischung zu 1.1bar Argon.

Die ausgezogenen Kurven geben eine $1/R^2$ Abhängigkeit mit einer Normierung bei 11.5 cm wieder.

Die Messungen sind in Bild 21 wiedergegeben. Die durchgezogenen Kurven zeigen die zu erwartende Lichtausbeute. Man beobachtet ein recht gute Übereinstimmung der Meßwerte mit der Kurve.

4.1.3 Messung mit Photomultipliern verschiedener spektraler Empfindlichkeit.

Der nächste Versuch war ein Vergleich zwischen einem UV-empfindlichen Photomultiplier mit Quarzfenster und einem normalen Photomultiplier mit Borsilikatfenster. Dies sollte der Bestätigung dienen, daß das gemessene Licht hauptsächlich im UV liegt. Im anderen Fall wäre es möglich gewesen, daß Verunreinigungen wie beispielsweise Stickstoff die Aufgabe des Shifters übernommen hätten, womit das Spektrum aber viel weiter ins Sichtbare verschoben worden wäre.

Für diesen Versuch wurde an der Unterseite der Photomultiplierhalterung ein Quarzfenster vakuumdicht angebracht, womit es möglich wurde, die Photomultiplier hinter dem Fenster ohne Veränderung oder Verschmutzung der Gasmischung des Dewars zu wechseln. Im Wechsel mit der UV-empfindlichen 2020Q Röhre wurde eine 56DVP-Röhre mit einem normalen Glasfenster verwendet.

Das Ergebnis dieser Messung ist in Bild 22 wiedergegeben

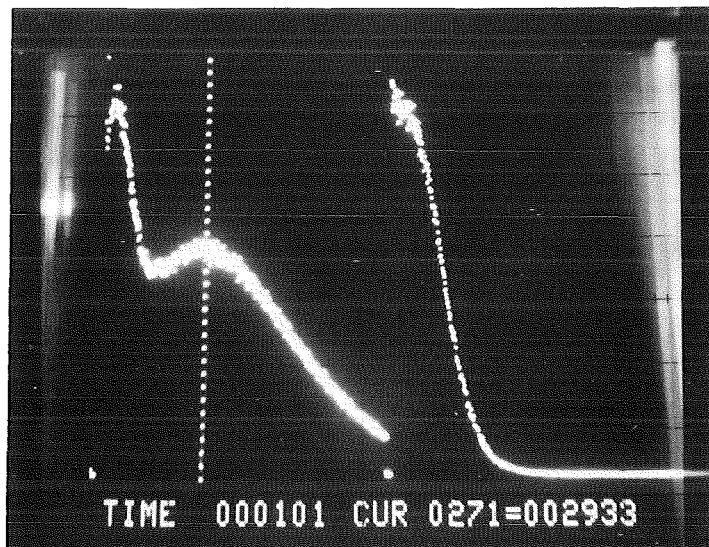


Bild 22: Pulshöhenspektrum des Szintillationslichts einer 1:20 Xenon/Argonmischung (Xenon 37torr, Argon 1.05bar); links die Röhre 2020Q, rechts 56DVP

Wie man sieht, weist der UV-empfindliche Photomultiplier mehr Licht nach. Die tatsächliche Lichtausbeute ist im Vergleich zu Kapitel 4.1.1 und 4.1.2 etwas geringer, da zusätzlich noch Absorption und Reflexion am Quarzfenster auftritt.

4.1.4 Quantenausbeute in Abhängigkeit der Xenonkonzentration

Als nächstes folgte eine Messung der Lichtausbeute aus der Argon-Xenonmischung in Abhängigkeit von der Xenonkonzentration. Wie man schon in den vorherigen Versuchen erkennen kann, ist der für das Umwandeln des Szintillationslichts nötige Partialdruck des Xenons in für den Photomultiplier sichtbare Quanten sehr viel größer als einige hundert ppm. Üblicherweise²⁵ werden Gasmessungen mit Xenonkonzentrationen zwischen 1000 und 10000 ppm durchgeführt. Diese hohe Konzentration ist nötig, damit die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zweier Xenonatome auch im Gas hoch genug ist, so daß eine Xenonmolekülformierung erfolgen kann, bevor das einzufangende Quant die Gasmischung verlässt. Bei einer Entfernung von 8.5 cm konnte man ab ca. 5mbar oder etwa 5000 ppm Xenon ein Trennen des Peaks vom Untergrund beobachten.

Die Quantenausbeute in Abhängigkeit der Xenonkonzentration wird in Bild 23 gezeigt.

Die Messwerte wurden an eine Funktion der Form :

$$(4,1) \quad Y = a - b * e^x$$

angepasst. Man sieht eine recht gute Übereinstimmung. Mit Hilfe von Formel (4,1) erfolgte dann eine Normierung der Meßwerte auf Prozentanteile der maximal möglichen Lichtausbeute.

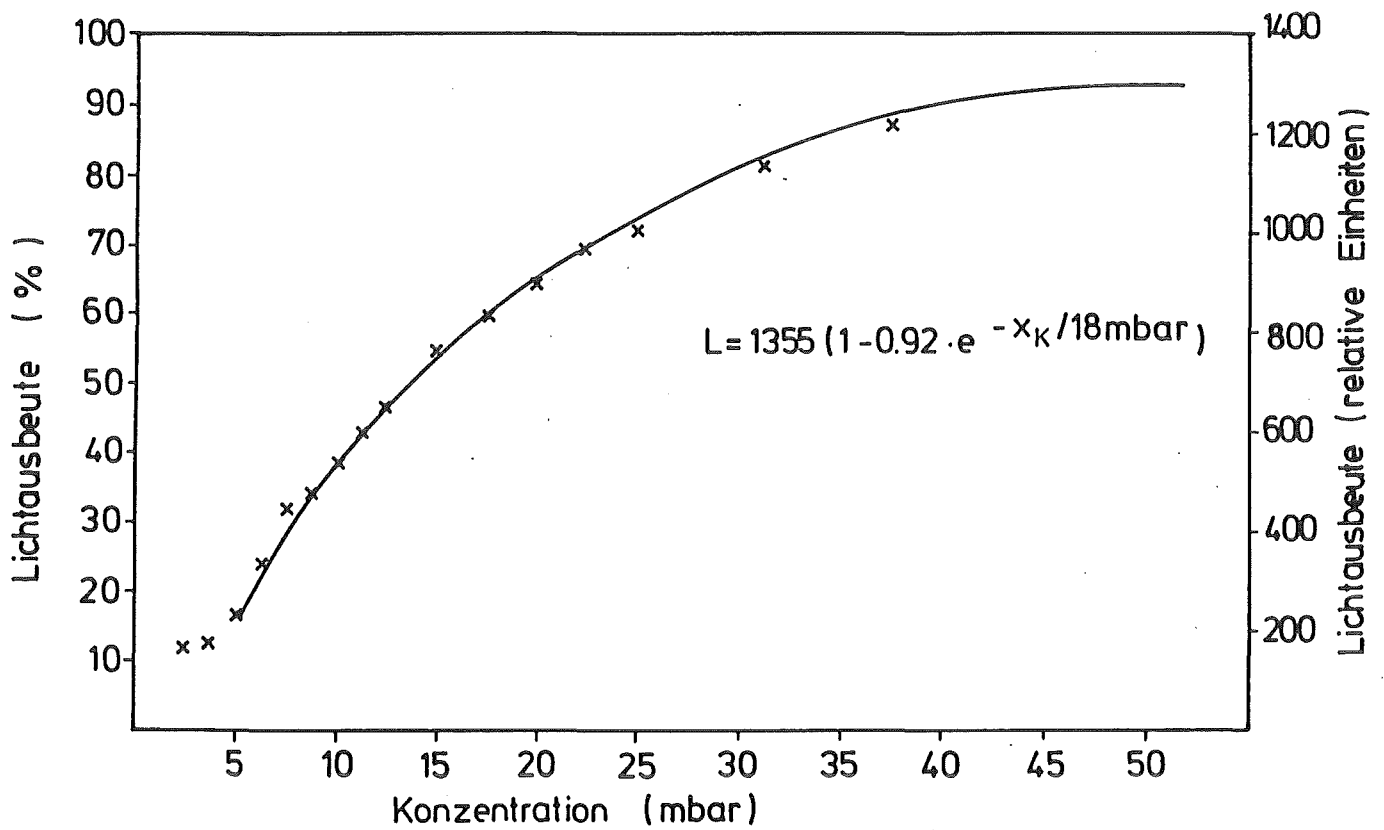


Bild 23 : Lichtausbeute in Abhängigkeit der Xenonkonzentration
Die durchgezogene Kurve gibt eine Anpassung an die
Meßwerte mit den angegebenen Parametern wieder.

4.2 Messungen in Flüssigargon

4.2.1 Nachweis des Szintillationslichts

Nach einigen Stunden des Einkondensierens wurde Xenon in Schritten von ca 55ppm zum flüssigen Argon zugegeben. Gemessen wurde mit dem Americiumpräparat im Argon in einem festen Abstand von 31 cm zur Kathode des Photomultipliers. Zusätzlich wurde der Aluminiumlichtleiter verwendet, um die Lichtausbeute zu erhöhen. Ein Maß für die Lichtausbeute nach dem 1. Einkondensieren von Xenon zeigt Bild 24:

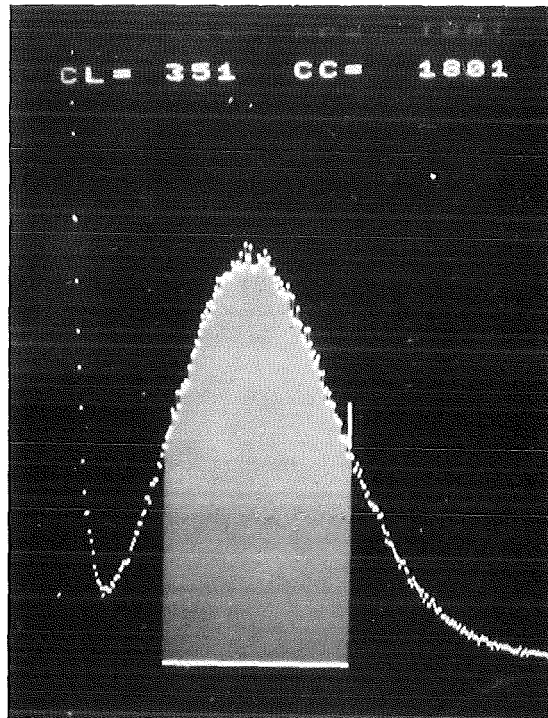


Bild 24: Pulshöhenspektrum des Lichts aus Flüssigargon
geschiftet mit 55ppm Xenon und reflektiert an der Innenseite
eines Aluminiumzylinders

4.2.2 Quantenausbeute in Abhängigkeit der Xenonkonzentration

Für diese Messung wurde die Xenonkonzentration im Argon in Schritten von 55ppm erhöht. Das Xenon wurde in der Phase des Druckanstiegs im Dewar mit Überdruck in den Dewar eingeleitet und während der darauffolgenden Kühlphasen ins Argon einkondensiert. Es erforderte pro Xenonzugabe eine Wartezeit von etwa 10 Minuten und 3 Kühlphasen, bis der größte Teil des Xenons im Argon durch Diffusion gleichmäßig verteilt war, so daß sich die Zahl der gemessenen Lichtquanten nicht mehr merklich änderte.

In Bild 25a ist die so erhaltenen Pulshöhe in Abhängigkeit der Xenonkonzentration in Flüssig- (oder Liquid-) Argon aufgetragen, in Bild 25b das Quadrat der reziproken Breite der Pulshöhenverteilung in Abhängigkeit der Xenonkonzentration als absolutes Maß für die Lichtausbeute.

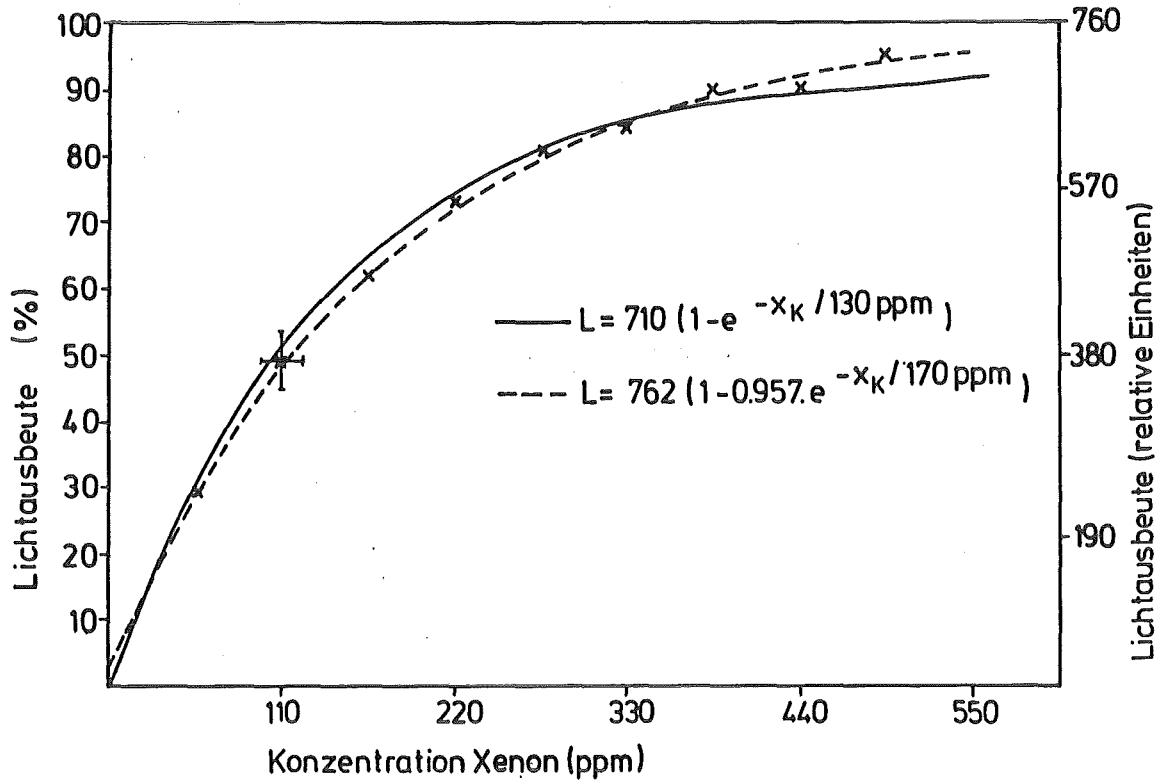


Bild 25a: Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Xenonkonzentration in Liquid Argon für Pulshöhe

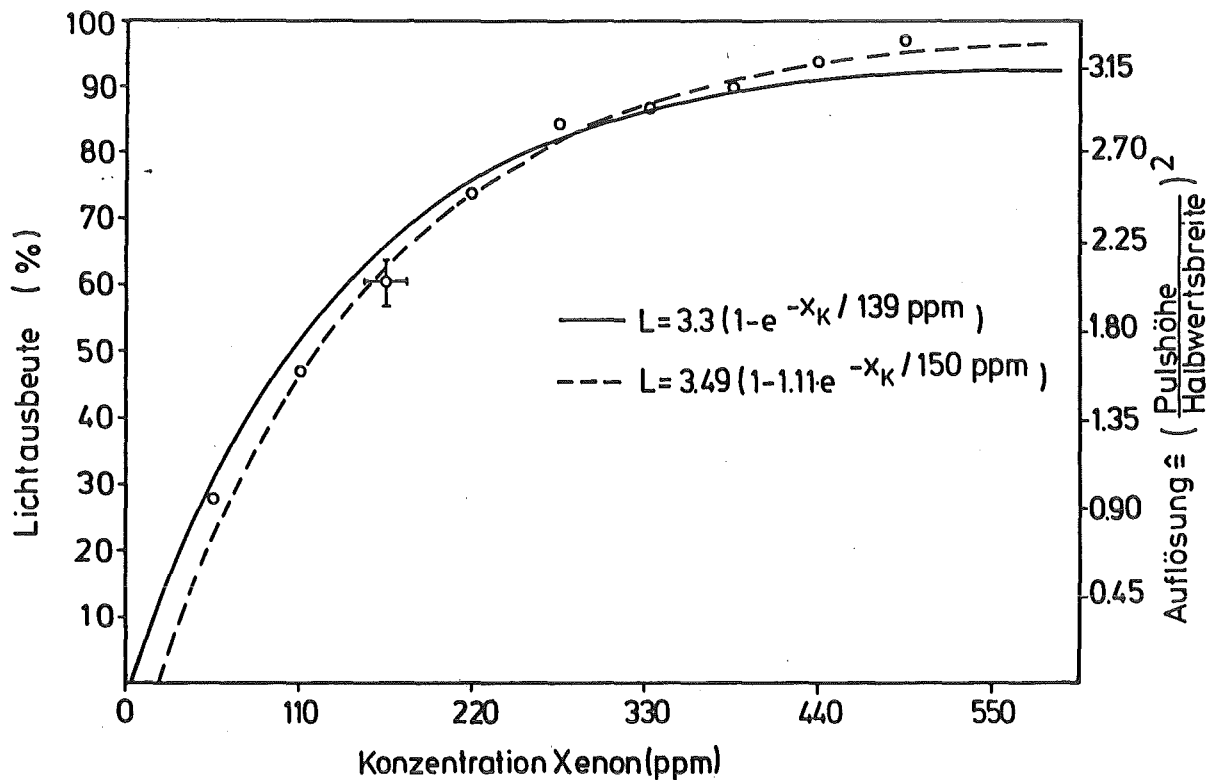


Bild 25b: Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Xenonkonzentration in Liquid Argon für Auflösung

Die Messwerte wurden wieder an Funktionen der Form

$$(4,1) \quad Y = a - b * e^X \quad \text{und}$$

$$(4,2) \quad Y = a * (1 - e^X)$$

angepasst. Man sieht: Gleichung (4,1) beschreibt die Messwerte besser. Die Prozent-Skala in Bild 25 entspricht einer Normierung mit Hilfe dieser Gleichung. Die bessere Anpassung liegt nicht nur am zusätzlichen Parameter; die Erklärung hierfür ist, wie in Kapitel 2 beschrieben, daß eine kleine Konzentration an Xenon erst auf atomare Übergänge führt, die auch mit dem UV-Photomultiplier nicht beobachtbar sind. Erst nach ca 60ppm Xenonbeimischung beginnt der Anteil des Szintillationslichts aus den $^1\Sigma$ und $^3\Sigma$ - Übergängen des Xenonmoleküls zu überwiegen, was eine Beobachtung möglich macht. Somit erfolgt eine kleine Abweichung der Meßwerte von Kurve (4,2) in Richtung höherer Xenonkonzentrationen.

Nach Gleichung (4.1) erhält man für 170 ppm (Bild 25a) bzw. für 165 ppm (Bild 25b) etwa 66% der möglichen Lichtausbeute.

4.2.3 Ortsabhängigkeit des Szintillationslichts

Die Messung wurde durchgeführt, um Aussagen über physikalische Effekte machen zu können, die zusätzlich zum Raumwinkel die Zahl der empfangenen Lichtquanten bestimmen.

Wie bei den Gasmessungen wird versucht, die unter verschiedenen Stellungen aufgenommenen Lichtmengen direkt mit einer $1/R^2$ Kurve anzunähern.

Im Gegensatz zu den Gasmessungen hat man hier Vorteile:

- Die Reichweite des α - Präparats ist sehr kurz (s.Kap.2), so daß man die Quelle des Szintillationslichts als punktförmig annehmen kann.
- Die Entfernungen sind mit >20 cm genügend groß, so daß die $1/R^2$ Näherung zutreffen sollte.

Für die Anpassung einer Kurve an die beobachtete Lichtmenge wurde die

folgende Formel verwendet:

$$(4.3) \quad L = \text{Konst.} * 2\pi * \left(1 - \cos\left(\text{atan}\left(\frac{d/2}{r}\right)\right) \right)$$

Sie beschreibt den vom Photomultiplier direkt gesehenen Anteil des Raumwinkels, wobei d den Durchmesser des Photomultiplierfensters und R den Abstand zwischen Präparat und Photomultiplierkathode bezeichnet. (Siehe dazu Kap. 6.2). Abweichungen hiervon könnten folgende Effekte bewirken:

- (1) Brechung und Reflexion an der Argonoberfläche, die unterschiedlich groß sind für verschiedene Präparatstellungen;
- (2) keine punktförmige Ausdehnung der Lichtquelle bzw. des Präparats;
- (3) Absorption innerhalb des flüssigen Argons;
- (4) unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten für die Quanten aus dem Argon vor dem Shiften zu entkommen, abhängig von der Tiefe des Entstehens im Argon.

Die ersten beiden Effekte sind so klein, daß sie praktisch keine Rolle spielen. Die Stärke des 3. Effekts muß durch die Messungen bestimmt werden; eine starke Absorption ist aber nicht möglich, da für die Hauptemission keine atomaren Argonabsorptionslinien vorhanden sind. Zusätzlich kann aber Absorption durch Verunreinigungen stattfinden.

Auch über den 4. Effekt läßt sich erst nach den Messungen etwas aussagen. Wichtig ist aber, daß die Wahrscheinlichkeit für Absorption in der Tiefe zunimmt, während die Wahrscheinlichkeit für das Entkommen eines Quants tiefer im Argon kleiner ist, so daß dies zu entgegengesetzten Abweichungen von (4.3) führt. Solche Effekte wurden noch mit einem Faktor $e^{-\alpha r}$ berücksichtigt, was auf

$$(4.4) \quad L = \text{Konst.} * 2\pi * \left(1 - \cos\left(\text{atan}\left(\frac{d/2}{r}\right)\right) \right) * e^{-\alpha r}$$

führt.

Die Messungen sind in Bild 26 wiedergegeben. Ihre Auswertung führt auf einen Wert für α ungleich Null:

$$\alpha = (-1.0 \pm 0.35 * 10^{-3}) \text{ mm}^{-1}$$

Der Unterschied zwischen einer Messung 1 cm unter der Argonoberfläche

im Vergleich mit einer Messung 13 cm unter der Argonoberfläche zeigt ein Anwachsen der Lichtausbeute für die größere Tiefe um etwa 10%.

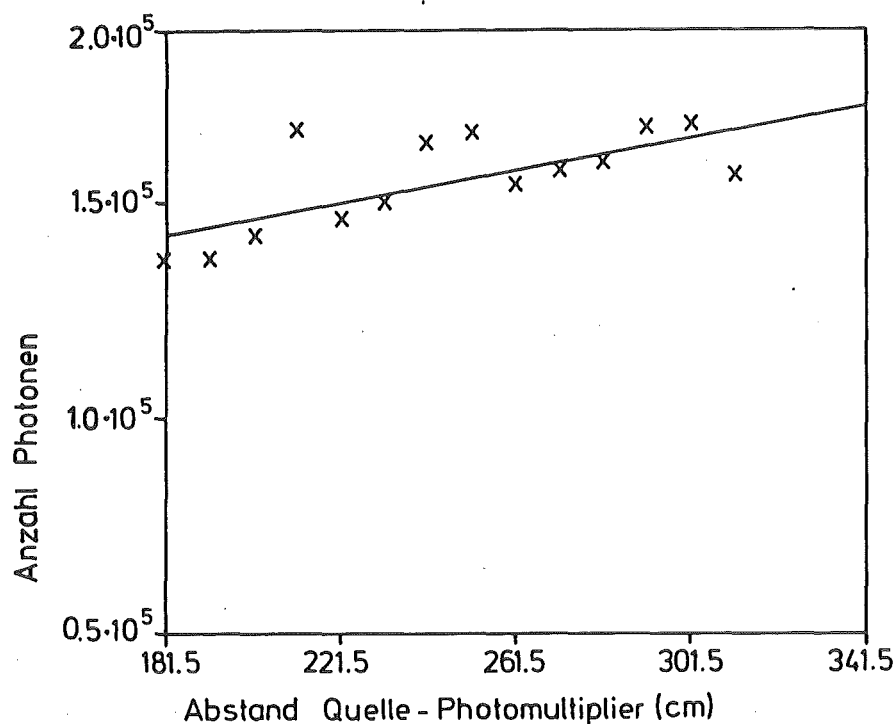


Bild 26: Abhängigkeit der Gesamtzahl an nachweisbaren Photonen, - normiert auf 4π - von der Eintauchtiefe der Probe in Argon. Der Abstand 181.5cm von der Kathode des Photomultipliers entspricht einer Eintauchtiefe von 1cm, der Abstand 311.5 cm entspricht einer Tiefe von 13cm.

Aus den Messungen ergibt sich:

- (1) Die Wahrscheinlichkeit für einen Einfang der Quanten durch Xenon hat nach etwa 5mm Tiefe schon etwa 85% erreicht, da die Lichtausbeute nur noch langsam steigt.
- (2) Die gemessenen Werte sind noch mit einer Abschwächungslänge von größer als 1m verträglich. Für kleinere Werte der Abschwächungslänge wäre ein deutlicher Abfall der Lichtausbeute für größere Tiefen zu beobachten.

Um genauere Werte für die Abschwächungslänge zu erhalten, müßte die Eintauchtiefe des Präparats vergrößert werden, was mit unserem

Meßaufbau nicht möglich war.

4.2.4 Messungen zur absoluten Lichtausbeute

Geht man davon aus, daß ein ionisierendes Teilchen ein bestimmbares Maß an Energie in Argon hinterläßt, so ist es möglich, den Bruchteil der Energie zu bestimmen, der vom Photomultiplier gesehen wird. Dies ist darin begründet, daß die pro ionisierendem Teilchen gesehene Energie der Poissonstatistik genügt. Somit ist das Quadrat der Halbwertsbreite der Pulshöhenverteilung ein umgekehrtes Maß für die Energie und es ist möglich, die Proportionalitätskonstanten annähernd zu bestimmen. (Zu deren Berechnung siehe Kap. 6.1 Anhang). Für den Zusammenhang zwischen Zahl der Photonen und relativer Halbwertsbreite erhält man

$$(4,5) \quad \text{Anzahl der Photonen} = 87 / (\text{FWHM} / \text{Max})^2 ,$$

wobei FWHM Halbwertsbreite und Max die maximale Pulshöhe bedeutet

Normiert man die Anzahl der gesehenen Photonen auf 4π , erhält man zwischen 1.3 und $1.6 \cdot 10^5$ Photonen pro α -Teilchen. Rechnet man deren Energie ein, erhält man etwa 20% der deponierten Energie. Die Messungen wurden jeweils mit Xenonkonzentrationen von ca. 500 ppm durchgeführt, was einer Lichtausbeute von etwa 90% des maximal möglichen Wertes entspricht, wie aus Bild 25 zu ersehen ist. Somit ist die gesamte nachweisbare Energie um einen Faktor 10/9 höher.

4.2.5 Reflexionsmessungen

Für einen großflächigen Szintillationsdetektor genügt es im allgemeinen nicht, sich nur auf das direkt empfangene Licht zu beschränken. Entsteht das Licht in größerer Entfernung vom Photomultiplier, ist es nötig, die Quanten möglichst vollständig zu sammeln und auf den Photomultiplier zu leiten. Wie aber schon in der Einleitung gesagt wurde, ist es schwierig, Licht im UV-Bereich mit hohem Wirkungsgrad zu reflektieren. (Totalreflexion verbietet sich von selbst - dazu müßten längere Quarzleiter benutzt werden, um die Absorption gering zu halten -). Verwendbare Reflektoren sind Metalle mit niedriger Ordnungszahl. Hierbei bietet sich aufgrund der leichten Verarbeitung und Benutzung vor allem Aluminium an. Aluminium hat im nicht zu entfernten UV eine noch gute Reflexionsfähigkeit von ca. 90%, wie aus Bild 27 hervorgeht:

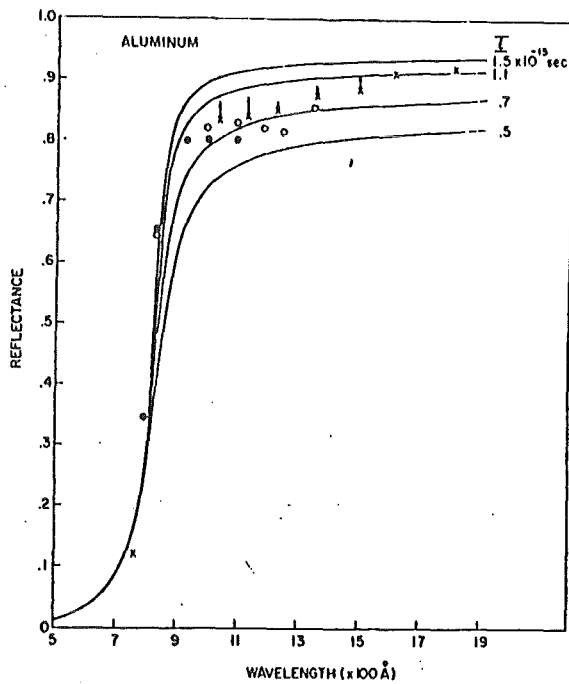


Bild 27: Reflexionsfähigkeit in Abhängigkeit der Frequenz.
Meßwerte und theoretische Kurven aus Ref. 26.

Die gezeigten Kurven gelten allerdings nur für hochreines Aluminium. In der Praxis bedeutet dies Schwierigkeiten, da Aluminium an Luft sofort zu oxydieren beginnt. Bedampft man eine Fläche unter Hochvakuum mit Aluminium, beobachtet man ein allmähliches Schlechterwerden der Reflexionsfähigkeit, wie sie Bild 28 zeigt:

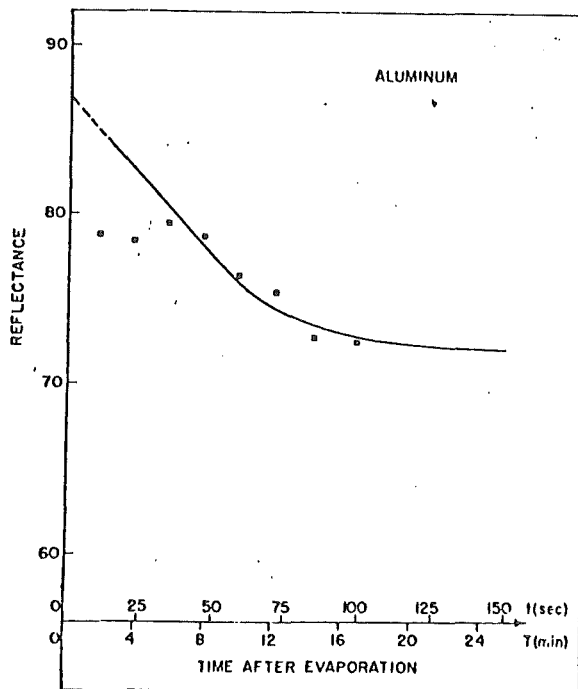


Bild 28: Reflexionsfähigkeit in Abhängigkeit der nach der Bedampfung verstrichenen Zeit. Meßwerte und theoretische Kurven aus Ref. 26.

Nach einer bestimmten Zeit nimmt das Reflexionsvermögen nicht mehr ab. Die Oxidschicht an der Oberfläche verhindert ein weiteres Oxydieren tiefer im Metall. Setzt man die Aluminiumfläche später der Luft aus, wird die bedampfte Fläche je nach der Sauberkeit der Bedampfung noch mehr oder weniger nachoxydieren, aber es ist möglich, die Reflexionsfähigkeit relativ gut zu erhalten.

Die ersten Versuche mit einem Lichtleiter wurden mit einer Aluminiumröhre durchgeführt, deren Innenfläche nicht bedampft, sondern nur spiegelnd poliert war. Dies brachte keine befriedigenden Ergebnisse:

Vergleicht man die Lichtausbeute im flüssigen Argon mit und ohne Lichtleiter, so erhielt man mit dieser Röhre 2.5 bis 3.5 mal mehr Licht - je nach Entfernung des Präparats vom Photomultiplier - im Vergleich zu der Lichtmenge, die man nur unter dem direkten Raumwinkel erhielt.

Daraufhin wurde eine Mylarfolie in einem Vacuum von ca. $3 \cdot 10^{-5}$ mbar mit Aluminium bedampft und dann längere Zeit der Luft ausgesetzt. Diese Folie wurde mittels Spreizringen im Innern einer 2. Aluminiumröhre derselben Art eingesetzt. Die neue Röhre besaß deutlich bessere Reflexionseigenschaften:

Messungen mit dieser Röhre ergaben eine 9-11 fache Lichtausbeute gegenüber einer Messung ohne Röhre. Für einen vom Winkel der Reflexion unabhängigen Reflexionskoeffizienten ergab sich Tabelle 2:

Tabelle 2: Reflexionskoeffizienten von unterschiedlichen Spiegeln

Refl.koeffizient	Oberfläche
E	
0.24	für die polierte Röhre
0.52	für die bedampfte Röhre

(Zu den Rechnungen siehe Kapitel 6.2).

4.2.6. Messung mit verschiedenen radioaktiven Präparaten

Mit einem Vergleich von α - und β -Strahlern sollte die Frage geklärt werden, ob ein linearer Zusammenhang zwischen abgegebener Energie und der Menge an gemessenen Szintillationsquanten besteht. Bei Festkörperszintillatoren ergibt sich beispielsweise für unterschiedlich stark ionisierende Teilchen wie α - und β -Teilchen eine vielfach größere Lichtausbeute für β -Teilchen, wenn man auf gleiche Energien normiert. Die Erklärung hierfür ist in der unterschiedlichen Ionisationsdichte begründet. Die Chance für eine Rekombination der Exzitonen im Plastiksintillator vor ihrer Umwandlung in Szintillationslicht ist für Gebiete hoher Ionisationsdichte größer. Würde man denselben Effekt bei Argon erwarten, würde man vom α -Präparat nur noch etwa eineinhalb mal die Zahl der Lichtquanten des β -Präparats erhalten.

Tatsächlich genügte aber das vom β -Präparat in meinen früheren Messungen erzeugte Szintillationslicht nicht, um auf dem Vielkanal als Peak nachgewiesen zu werden, sondern es erhöhte nur das Untergrundrauschen auf dem Vielkanal. Dagegen lag das vom α -Präparat erzeugte Szintillationslicht weit oberhalb des Rauschanteils.

Erst nach dem Einbau des bedampften Lichtleiters gelang es, auch das Szintillationslicht des β -Präparats wenigstens teilweise vom Rauschen zu trennen.

Bei der Vergleichsmessung zwischen α - und β -Präparat befanden sich beide Präparate auf einem Doppelträger mit um 45° versetzten Armen innerhalb des Kryostaten. Der Lichtleiter nahm das jeweils zu messende Präparat auf und schirmte den größten Teil des Lichts des zweiten Präparats außerhalb des Lichtleiters (siehe dazu Bild 29) ab.

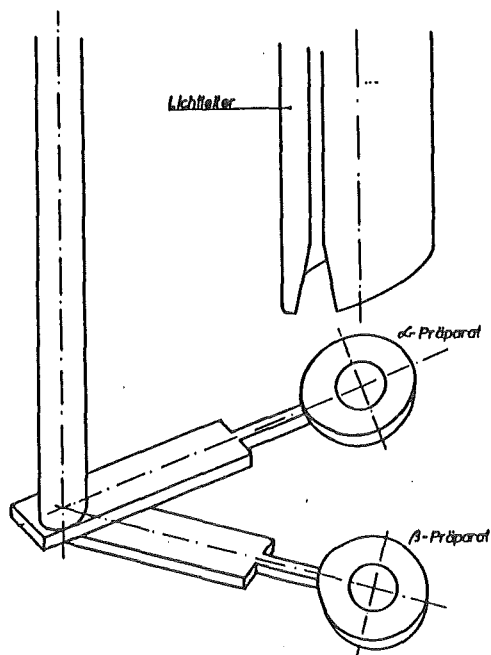


Bild 29: Meßaufbau für den Vergleich der Lichtausbeute zwischen α - und β - Präparat

Die Pulshöhenverteilung für beide Messungen ist in Bild 30 dargestellt.

Leider gelang für die β -Quelle immer noch keine völlige Trennung des Szintillationslichts vom Untergrund, der noch von Teilen des Szintillationslichts des außerhalb der Röhre befindlichen α -Präparats vergrößert wurde. Die Auflösung genügte aber für eine - zumindest grobe - Analyse des Verhältnisses der Lichtausbeuten zueinander. Unter Berücksichtigung unterschiedlicher Verstärkungsfaktoren für die beiden Vielkanalaufnahmen ergab sich ein Faktor 5 ± 1 mehr Licht für das α -Präparat im Vergleich zum β -Präparat. Dies stimmt gut mit den unterschiedlichen Energien der einzelnen Teilchen überein.

Die einzige mir bekannte Messung zum relativen Verhältnis der Lichtausbeuten α/β stammt von Kubota et al. (Ref. 27).

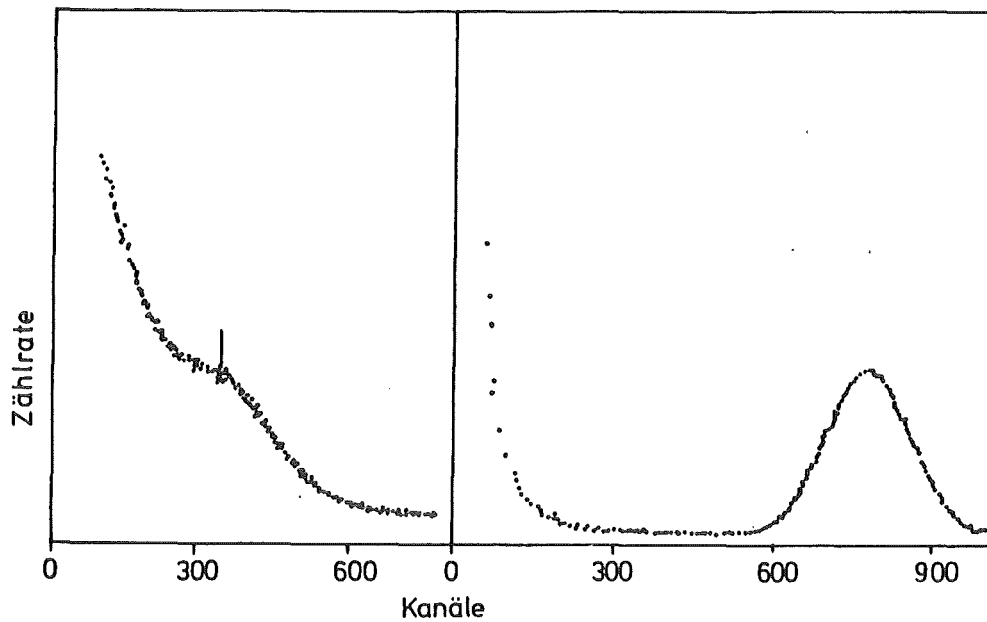


Bild 30: Pulshöhenspektrum des Lichts in Flüssigargon,
 Links β -Präparat (Konversionselektronen von 1.07 MeV) mit
 zweifacher Verstärkung; rechts α -Präparat (5.5 MeV)

Tabelle 3: Vergleich der Lichtausbeute von α und β - Teilchen

	Energie	relative Lichtausbeute
α	5.5 MeV	1
β	1.07MeV	0.2 ± 0.04

Sie ergibt einen Wert von $1.08^{+0.11}_{-0.04}$. Dies legt eine Linearität in der Energieverlust - Lichtausbeutebeziehung nahe. Tatsächlich bleibt nach den Überlegungen in Kapitel 2 auch wenig Platz für eine Nichtlinearität, da das Licht direkt proportional der Zahl der

erzeugten Ionenpaare und Exzitonen ist. Eine schnelle Rekombination solcher Ionenpaare stört wohl die Ladungssammlung, hat aber keinen Einfluss auf die Szintillation, da diese Rekombination direkt auf die Argonmolekülformierung führt. Die Ionisationsdichte sollte also keine große Rolle spielen. Um aber die Linearität besser zu bestätigen, wären noch Messungen mit kleineren Fehlergrenzen notwendig.

4.2.7 Konstanz der Lichtausbeute

Hierzu wurde eine Messung mit Lichtleiter und α -Präparat über eine Zeitdauer von 3 Tagen durchgeführt. Innerhalb dieser Zeit und innerhalb einer Meßgenauigkeit von ca 3% ergab sich keine Veränderung der Lichtquantenausbeute.

4.2.8 Einfluss eines elektrischen Feldes

Um eine mögliche Abhängigkeit der Quantenausbeute von einem elektrischen Feld zu verstehen, soll hier noch einmal an Kapitel 2 erinnert werden:

Die Lichtentstehung im flüssigen Argon läuft über 2 parallele Prozesse, nämlich der Bildung von Dimeren über:

- (1) ein positiv geladenes Argonmolekül und
ein einzufangendes thermisches Elektron
- (2) Exzitonenselbsteinfang.

Wird nun ein elektrisches Feld angelegt, so hat dies nur Auswirkungen auf den 1.Effekt: Teile der Elektronen, die dazu gebraucht würden, das positive Argonmolekül zu neutralisieren, werden durch die anliegende Spannung "abgesaugt". Bei genügend hoher Feldstärke würden alle freien Elektronen zu den Elektroden gezogen und würden damit natürlich nicht mehr für die Lichterzeugung zur Verfügung stehen. Der einzige Beitrag für das Szintillationslicht käme von den Exzitonen und es ergibt sich die Frage, ob dies für einen gleichzeitigen Betrieb als Kalorimeter und Szintillationsdetektor genügt.

Kubota et al.²⁸ haben diese Abhängigkeit des Szintillationslichts in flüssigem Argon von einem elektrischen Feld gemessen. Ihre Messung wurde mit POPOP als Wavelengthshifter und dem Konversionselektronenpräparat Bi²⁰⁷ durchgeführt. Bei 4 KV/cm - was bei einem Betrieb als Kalorimeter 92% der maximal möglichen Ladungsausbeute entspricht - ging das Licht auf ca. 35% seines Maximums bei 0 KV/cm zurück. Für höhere Spannungen veränderte sich dieser Wert nur noch unwesentlich.

Wir führten dieselbe Messung mit dem Am²⁴¹ - Präparat und einem 6KV - Hochspannungsgerät durch. Wavelengthshifter war Xenon. Der Meßaufbau hierzu wurde in Kapitel 3.2 dargestellt. Eine der Meßreihen ist in Bild 31 zu sehen, die zugehörige Pulshöhenverteilung zeigt Bild 32.

Nach einer Mittelung über mehrere Meßreihen (teilweise wurde die Spannung umgepolt) erhielt ich für ein Feld von 6 KV/cm eine Abschwächung des maximalen Lichtwerts bei 0 KV/cm um zirka 13%. Eine Messung mit dem Elektronenpräparat wurde nicht durchgeführt, da die maximal mögliche Lichtausbeute zu gering war.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit den Messungen von Kubota, so sieht man einen deutlichen Unterschied. Die Begründung hierfür liegt in der Verwendung des Am-Präparats. Das α -Teilchen gibt seine Energie auf einer im Vergleich zum β -Teilchen sehr viel geringeren Strecke ab, so daß der Abstand zwischen zwei Ionen für ein β -Teilchen etwa 1400Å, für ein α -Teilchen etwa 2 Å beträgt.

Dies bedeutet für ein durch eine Ionisierung durch ein α -Teilchen erzeugtes sekundäres Elektron, daß während seiner Thermalisierung eine viel größere Chance für eine Rekombination besteht, als im Falle der Ionisierung durch ein Elektron. Um dieselbe relative Ladungsausbeute für ein stark ionisierendes Teilchen wie für ein minimal ionisierendes Teilchen zu erreichen, muß das anliegende Feld sehr viel stärker sein. Eine Meßkurve zur Abhängigkeit der Ladungssammlung vom elektrischen Feld ist in Bild 33 wiedergegeben.

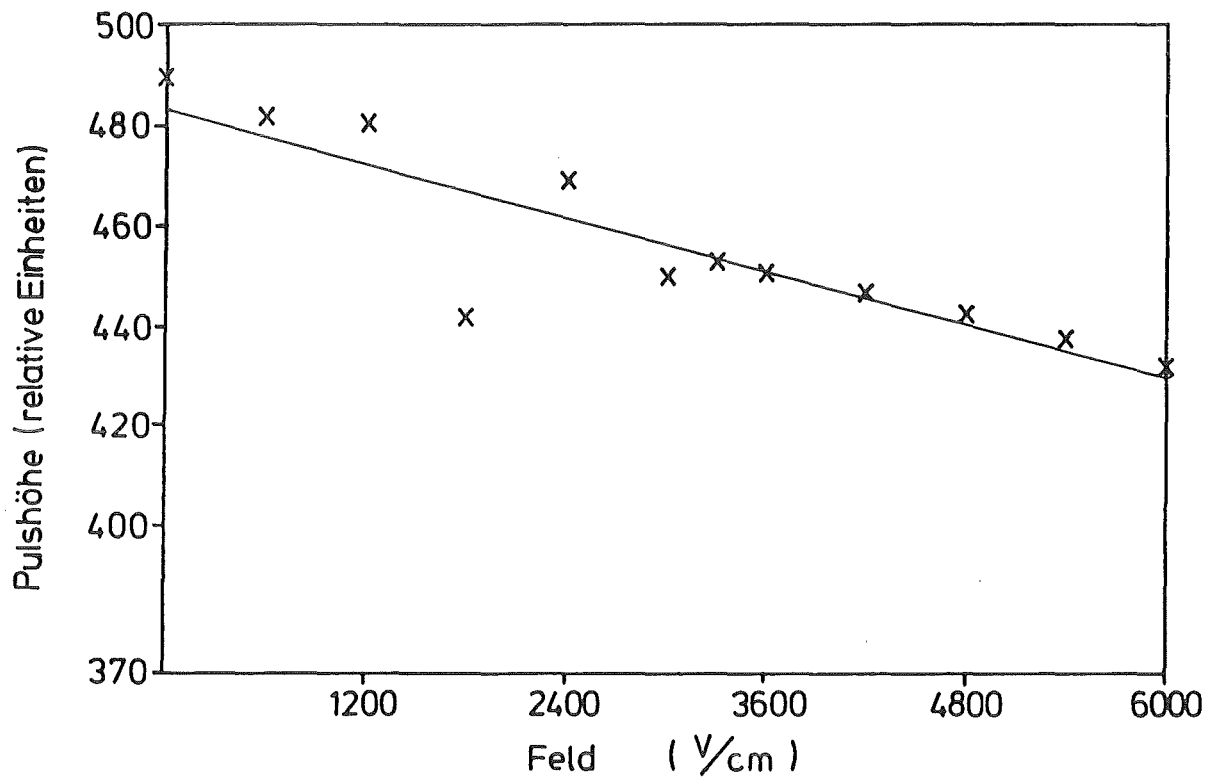


Bild 31: Abhängigkeit der Lichtausbeute von anliegendem elektrischen Feld.

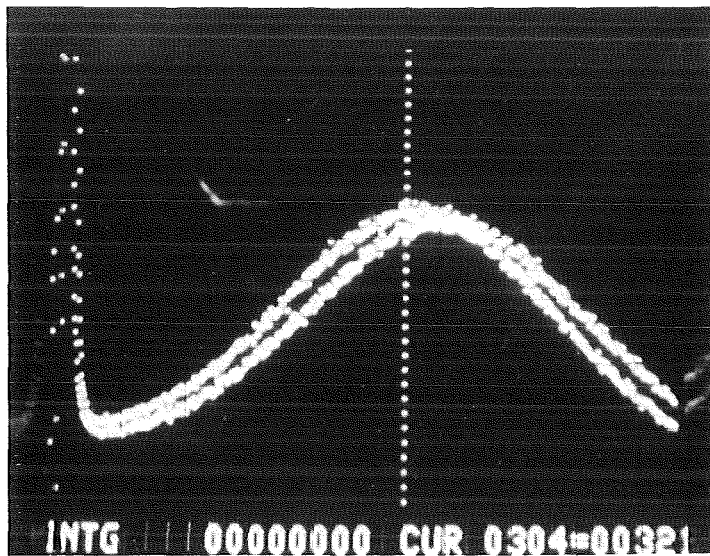


Bild 32: Pulshöhenspektrum derselben Messung.
Links Energieauflösung für 6KV, rechts 0 KV.

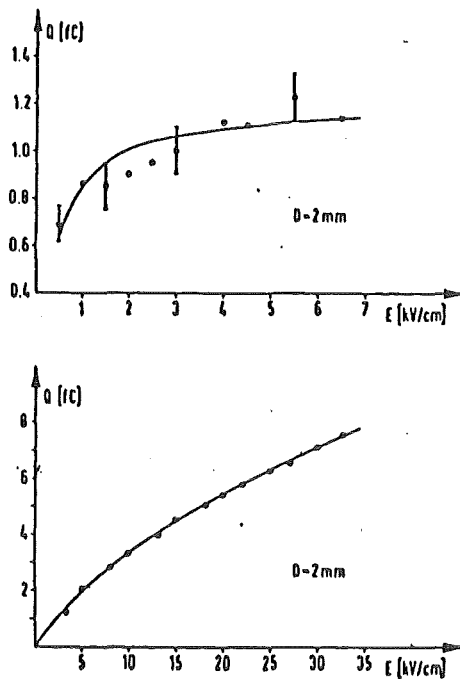


Bild 33 : Ladungsausbeute in Abhängigkeit vom elektrischen Feld; oben für β -Teilchen, unten für α -Teilchen. Die Steilheit der Kurven wird bestimmt durch den Grad der Verunreinigung. Messwerte stammen aus Ref.29. Angegebene Reinheit war ≤ 1 ppm. Die Kurven sind theoretische Vorhersagen nach Ref. 30 und Ref. 31.

Wie man sieht, sollte es bei α -Teilchen möglich sein, für höhere Feldstärken einen größeren Anteil der freien Elektronen zu sammeln. Damit würde sich auch die Szintillationslichtausbeute weiter verkleinern. In der Praxis wird man allerdings nicht mit sehr viel höheren Feldern als 6 KV/cm arbeiten. Dies bedeutet für das Messungen mit Szintillationslicht bei anliegendem elektrischen Feld eine unterschiedliche relative Lichtausbeute für verschieden stark ionisierende Teilchen, wie sie in Tabelle 4 dargestellt wird.

Tabelle 4 : Prozentualer Abfall der Lichtausbeute bei einem Feld von 6 KV/cm

Präparat	Lichtabschwächung in %
α	$\approx -13\% \pm 3\%$
β	$\approx -65\% \pm 0.5\%$ (Ref.28)

4.2.9 Messung mit einem kalten Photomultiplier

Da die Kathode eines Photomultipliers aus Halbleitermaterial besteht - um die Austrittsarbeit gering zu halten - bringt es Schwierigkeiten mit sich, die Röhre bei sehr niedrigen Temperaturen zu betreiben. Es ist zwar weiterhin möglich, Elektronen aus der Halbleiterschicht herauszulösen, der Querstrom auf die Kathode, der gebraucht wird, um die ausgetretenen Elektronen zu ersetzen, kommt aber völlig zum Erliegen, da der Ohm'sche Widerstand des Kathodenmaterials sehr stark ansteigt. Da sich die Kathode dadurch positiv auflädt, sinkt die Elektronenemission eines normalen Photomultipliers nach dem Abkühlen auf Null ab.

Um diesen Effekt zu umgehen, wird zur Zeit bei einigen Photomultiplierherstellern wie Valvo und EMI versucht, die Kathode mit einer sehr dünnen, für Photonen teilweise durchlässigen Schicht normalleitenden Materials zu bedampfen. Dies soll eine Stromzufuhr für die Kathode auch bei sehr niedrigen Temperaturen gewährleisten.

Uns stand ein solcher Prototyp (D 600QB) der Firma EMI mit UV-durchlässigem Fenster zur Verfügung. Die ersten Messungen bestätigen, daß der Photomultiplier noch bei Temperaturen von ca. 90° Kelvin arbeitet. Bei einem Abstand von 5 cm zwischen Präparat und Photomultiplier erhielten wir eine Auflösung (Max/FWHM)² von ca. 25 . Vergleicht man dies mit den besten Messwerten der warmen Röhre, so hätte diese bei einer Entfernung von 5 cm eine Auflösung von

etwa 40 erbracht. Wie man sieht, ist der Wert für die kalte Röhre eindeutig schlechter. Dies könnte an einer geringeren Reinheit des Argons liegen, wahrscheinlich aber ist, daß die Elektronenauslösewahrscheinlichkeit (siehe Kap. 6.1) dieser kalten Röhre durch die zusätzliche Bedampfung der Kathode schlechter ist. Zusätzlich ist das Präparat jetzt nicht mehr als punktförmig anzusehen, was ebenfalls die Auflösung - allerdings nur um einen geringen Betrag - verschlechtert.

Vergleicht man die Lichtausbeute dieser Röhre vor und nach dem Abkühlen, so war sie für den kalten Betrieb um ca 20% größer. Die Erklärung dafür dürfte im besseren optischen Übergang bei kaltem Betrieb liegen.

Die Konstanz der Lichtausbeute blieb innerhalb einer Meßdauer von 24 Stunden innerhalb der Fehlergrenzen (ca. 3%) erhalten.

5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE UND AUSBLICK

Die Aufgabe dieser Arbeit war es, Untersuchungen zum Szintillationsverhalten eines Flüssigargondetektors durchzuführen. Mit den Messungen, wie sie in Kapitel 4 beschrieben wurden, konnte gezeigt werden, daß ein Argonszintillationsdetektor mit Xenon als Wavelengthshifter betrieben werden kann.

Die Messungen mit Flüssigargon haben im Einzelnen ergeben:

- (1) Der Xenonanteil in Argon, der benötigt wird, um einen genügend großen Anteil des entstehenden Szintillationslichts zu shiften, ist klein genug, um die Kosten für diese Beimengung nicht zu hoch zu machen. Mit 170 ppm kann etwa 70% der maximalen Lichtausbeute erreicht werden.
- (2) Die Lichtabsorption im Argon ist klein (die Abschwächungslänge ist ≥ 1 m) und bereitet keine Schwierigkeiten für die Lichtausbeute.
- (3) Für größere Szintillationsdetektoren ist es möglich, die Lichtausbeute mit Hilfe von Aluminiumspiegeln nennenswert zu steigern.
- (4) Das Szintillationslicht unterschiedlich stark ionisierender Teilchen ist innerhalb einer Meßgrenze von ca 20% linear von ihrer primären kinetischen Energie abhängig.
- (5) elektrische Felder in der Größenordnung einiger Kilovolt pro Zentimeter bewirken für stark ionisierende Teilchen eine nur geringe Änderung der Lichtausbeute.
- (6) Es ist möglich, das Licht mit einem Photomultiplier nachzuweisen, der bei Flüssigargontemperaturen arbeitet.

Es sollte also möglich sein, auch größere Szintillationsdetektoren dieser Art zu betreiben, eventuell auch parallel zu einem Betrieb mit gleichzeitiger Ladungssammlung. Da die Industrie beginnt, kalte Photomultiplier mit nennenswertem Wirkungsgrad zur Verfügung zu stellen, sollte der nächste Schritt in der Detektorentwicklung der Betrieb eines größeren Prototyps mit mehreren kalten Photomultipliern

sein. Interessante weitere Entwicklungen auf diesem Gebiet dürften Photopentoden sein, die ebenfalls bei niedrigen Temperaturen betrieben werden können (Prototypen von Hamamatsu) oder, was aber noch in etwas weiterer Ferne liegen dürfte, lichtempfindliche Halbleiterdioden, die ebenfalls kalt betrieben werden können, die UV-empfindlich sind und auch eine größere empfindliche Fläche unter vertretbaren Kosten haben werden.

DANKSAGUNG

Herrn Prof. Dr. G. Flügge möchte ich herzlich dafür danken, daß er mir die Mitarbeit in seiner Arbeitsgruppe und die Bearbeitung des vorliegenden Themas ermöglicht hat.

Mein Dank gilt besonders Herrn Dr. J. Engler für die Betreuung und Hilfe bei der Ausarbeitung meiner Arbeit.

Herrn Dr. R. Maschuw möchte ich für die physikalischen Diskussionen während meiner Messungen danken.

Herrn H. Keim möchte ich danken für die Unterstützung und seinen Rat beim Aufbau der Meßapparatur.

Herr R. Dittmann und Herr R. Lutz halfen mir sehr beim Aufbau und der Betreuung der Meßapparatur, Herr G. Spohrer war mir bei den Bedampfungsarbeiten sehr behilflich.

Weiterhin möchte ich meinen Dank Frau Deutsch, Frau Hagert und Herrn Lutz abstatten, die mir die Skizzen und Zeichnungen zu meiner Arbeit anfertigten.

6. ANHANG6.1 Rechnungen zur Lichtausbeute

Die Anzahl der Photonen läßt sich aufgrund der Poissonstatistik mit Hilfe des Vielkanals aus der Auflösung berechnen. Dabei ist die Auflösung als Quadrat aus der Pulshöhe, dividiert durch die Halbwertsbreite definiert:

$$(6,1) \quad \text{Auflösung} = \left(\frac{\text{Max}}{\text{FWHM}} \right)^2$$

Unter Berücksichtigung der Einflüsse des Photomultipliers läßt sich die Anzahl $N(e)$ der Photoelektronen folgendermaßen berechnen:

$$(6,2) \quad N(e) = \frac{5.54 * \delta}{\left(\frac{\text{FWHM}}{\text{Max}} \right)^2},$$

wobei die Korrektur δ den Beitrag des Rauschuntergrundes des Photomultipliers beschreibt. Der Rauschuntergrund des Photomultipliers entspricht statistischen Schwankungen der Sekundäremission der Photomultiplierdynoden und bewirkt eine Vergrößerung der beobachteten Halbwertsbreite. δ ist gegeben durch :

$$(6,3) \quad \delta = 1 + 1/\delta_1 + 1/(d_1 * \delta_2) + \dots$$

Laut Ref.32 ist δ_1 etwa 6, während alle folgenden Dynoden mit etwa $\delta_i = 4$ beitragen. Dadurch ergibt sich der Beitrag des Rauschuntergrundes δ in Formel (6,2) zu etwa 1.2.

Die Anzahl der primären Photonen $N(\text{Ph})$ erhält man unter Berücksichtigung der spektralen Empfindlichkeit η und dem Überführungswirkungsgrad α durch:

$$(6,4) \quad N(\text{Ph}) = \frac{N(e)}{\eta * \alpha}$$

Der Überführungswirkungsgrad α wird bestimmt durch die Wahrscheinlichkeit, mit der ein von der Kathode ausgelöstes Elektron Sekundärelektronen von der 1. Dynode loslöst. Ein typischer Wert hierfür ist $\alpha = 0.9$.

Die spektrale Empfindlichkeit η setzt sich zusammen aus der Transmissionsfähigkeit des Fensters und der Elektronenauslösewahrscheinlichkeit der Photokathode.

- Die Transmissionsfähigkeit wird durch die Reflexion und vor allem die Absorption des Eintrittsfensters des Photomultipliers gegeben. In unserem Fall sollte das Fenster für hohe Energien noch stark durchlässig sein. Die Transmissionsfähigkeit des Quarzfensters beträgt für 178nm Quanten ca 0.4.
- Die Elektronenauslösewahrscheinlichkeit hängt vom Material der Photokathode und den Frequenzen der Quanten ab. Ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Bild 34 wiedergegeben.

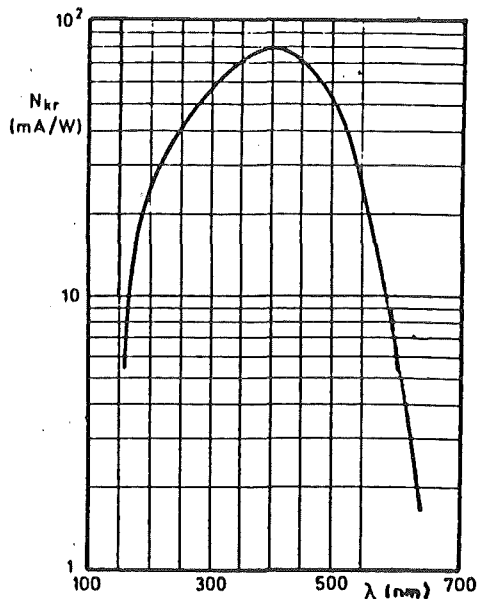


Bild 34: Spektrale Empfindlichkeit der Photokathode.
Die prozentuale Auslösewahrscheinlichkeit ergibt sich aus
 $Q_e = N_k * 124 / \lambda$. Aus Ref. 32.

Bei 178 nm beträgt die Elektronenauslösewahrscheinlichkeit etwa 22%.
Somit kann man auf eine spektrale Empfindlichkeit von $\eta \approx 9\%$ schließen.

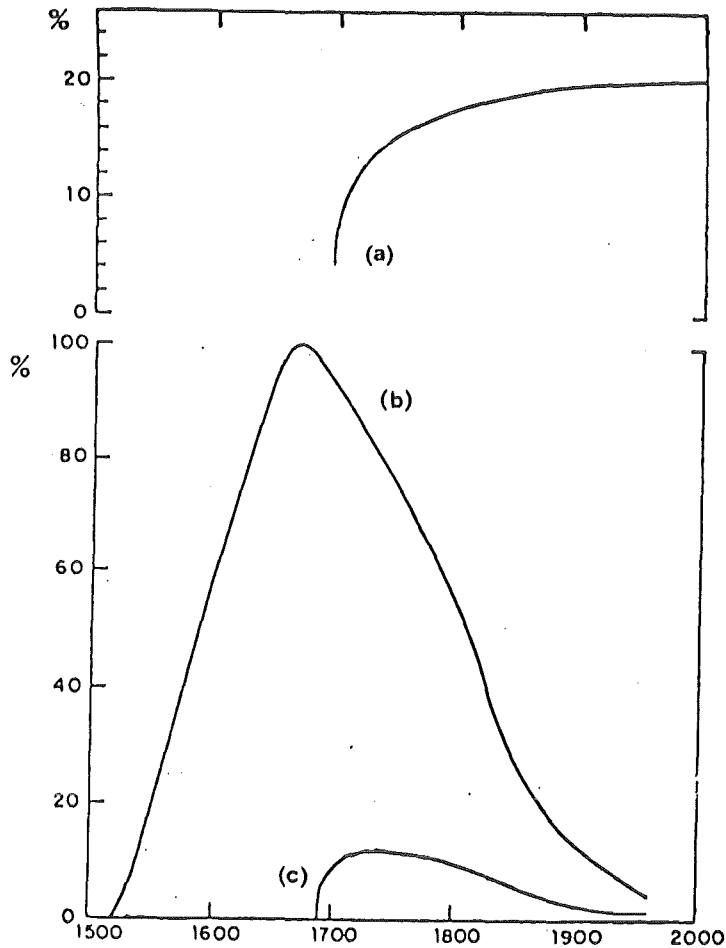


Bild 35: spektrale Empfindlichkeit eines EMI 9750QA Photomultipliers
a) bezeichnet Ansprechwahrscheinlichkeit der Photokathode;
b) ist das vom Photomultiplier empfangene Frequenzspektrum;
c) ist die resultierende Lichtausbeute (nach Ref. 33).

Für eine Messung mit einem EMI 9750QA Photomultiplier mit einer ähnlichen Charakteristik, wie sie die für unsere Versuche benutzte Röhre XP2020 Q besitzt, ergibt sich als integrale Empfindlichkeit über das Xenonemissionsspektrum im UV ca. 8.5%. (Siehe dazu Bild 35 bzw.

Ref 33). Somit werde ich in Formel (6,4) für die spektrale Empfindlichkeit einen Wert von $\eta = \underline{8.5\%}$ benutzen.

Setzt man die Werte für den Rauschuntergrund, den Überführungswirkungsgrad und die spektrale Empfindlichkeit in Formel (6,4) ein, erhält man für die Anzahl der primären Photonen:

$$(6,5) \quad N_{\text{Ph}} = \frac{87}{\left(\frac{\text{FWHM}}{\text{Max}}\right)^2}$$

6.2 Rechnungen zum Reflexionskoeffizienten

Um eine Aussage bezüglich der zusätzlichen Lichtausbeute durch den Lichtleiter treffen zu können, vergleicht man den direkten vom Photomultiplier beobachteten Raumwinkel mit dem Raumwinkel, der zusätzlich durch Reflexionen gesehen wird.

Das Präparat steht bei allen Messungen senkrecht unter dem Photomultiplier. Die direkt gesehene Fläche A_0 beträgt dann:

$$(6,6) \quad A_0 = 2 * \pi * (1 - \cos(\theta)) ,$$

wobei θ der Winkel zur Normalen ist.

θ errechnet sich aus :

$$(6,7) \quad \tan(\theta) = \frac{P/2}{R} ,$$

wobei P den Durchmesser der empfindlichen Fläche des Photomultipliers (= 41cm) und R den Abstand des Präparats vom PM bezeichnet.

Die Berechnung der durch die Reflexionen erhaltenen zusätzlichen Raumwinkelanteile lässt sich durch den Gebrauch virtueller Strahlengänge vereinfachen, wie es in Bild 36 dargestellt ist.

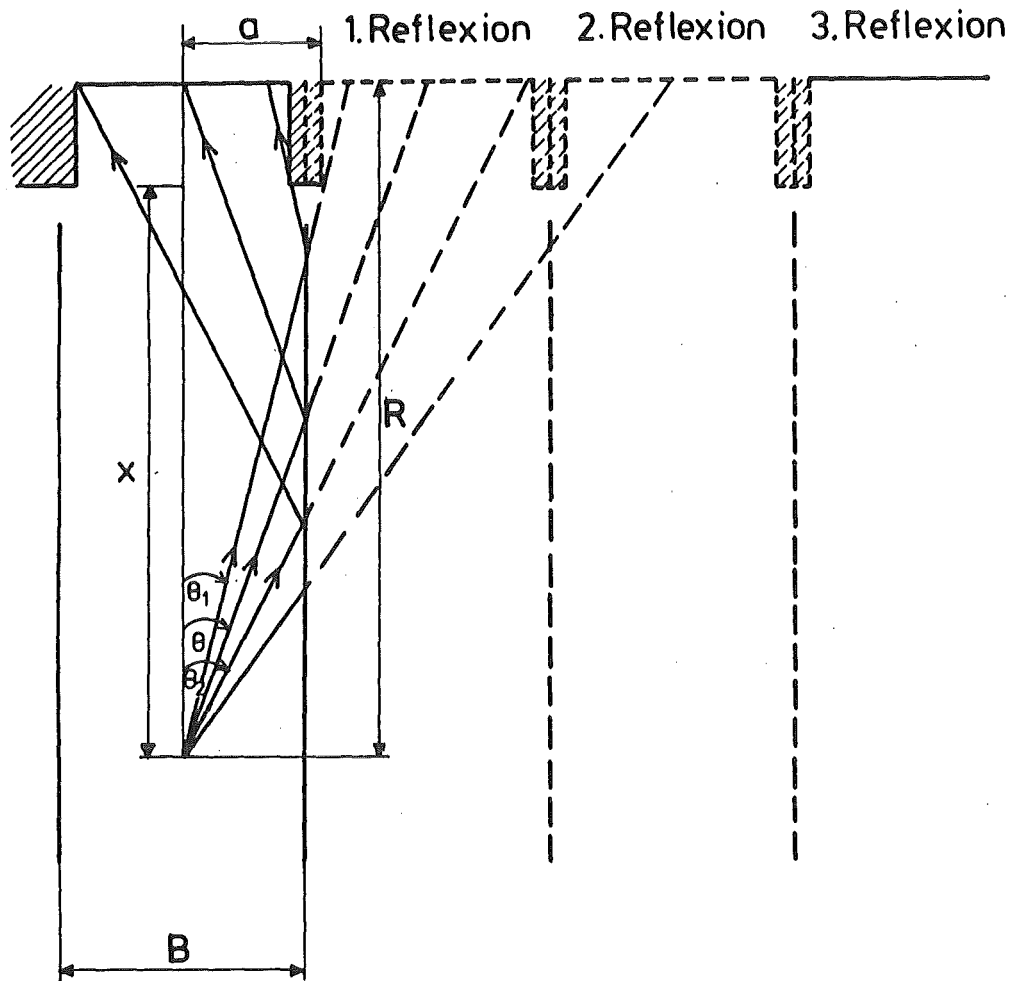


Bild 36: Vielfachreflexionen an der Innenseite eines Aluminiumlichtleiters; Schnitt durch Mittelachse des Lichtleiters.

- θ ist der mittlere Reflexionswinkel, θ_1 und θ_2 die linke und rechte Begrenzung des Raumkegels.
- B ist Innendurchmesser des Aluminiumrohres;
- R ist Abstand des Präparats bis zur Kathode des PM's;
- a ist Radius des Photomultiplierfensters, vergrößert um den in der Zeichnung angegebenen Teil der Fassung;
- x ist die Differenz zwischen Abstand R und der Tiefe der Photofassung.

Für die n'te Reflexion benutzt man die n'te Spiegelung an einer Schnittachse der Röhre, so daß die Tangenswerte der θ -Winkel leichter zu bestimmen sind. Der linke und rechte äußerste Strahl des Strahlenkegels muß getrennt berechnet werden, da der Strahlenkegel von der Photomultiplierfassung unsymmetrisch begrenzt wird.

Nach Berechnung der linken und rechten Grenzwinkel subtrahiert man die von ihnen eingeschlossenen Raumwinkel und erhält damit den relativen Anteil des Lichts, der durch diese n'te Reflexion auf den Photomultiplier geführt wird.

Es gilt :

$$(6,8) \quad \tan(\theta) = \frac{n * \text{Rohrenbreite}(B)}{R},$$

wobei n Zahl der n-ten Reflexion bedeutet.

$$(6,9) \quad \tan(\theta_1) = \frac{B * (n-1) + a}{x}$$

$$(6,10) \quad \tan(\theta_2) = \frac{B * n + P/2}{R}$$

Die Abmessungen der benötigten Größen sind:

Strahlbegrenzung $a = 20.75\text{mm}$

Innendurchmesser

der Lichtleiters $B = 46\text{mm}$

Tiefe der PM-Fassung = 20mm

Beispiel für eine Berechnung in der Entfernung 24 cm ist in Tabelle 5 wiedergegeben:

Tabelle 5: Berechnung der n'ten, vom PM gesehenen Raumwinkel

Für den direkten Raumwinkel erhält man	4.5 E-3*2π
Für den 1. Reflexionswinkel erhält man	2.8 E-2*2π
Für den 2. Reflexionswinkel erhält man	4.4 E-2*2π
Für den 3. Reflexionswinkel erhält man	4.66E-2*2π

Die zusätzliche Lichtausbeute durch den Lichtleiter wird jetzt durch die n'te Multiplikation der zur n'ten Reflexion gehörenden Raumwinkelanteile A_n mit dem Reflexionskoeffizienten E und der Summation über alle Reflexionen errechnet.

Das Verhältnis $L_{rel.}$ der Lichtausbeuten ohne Röhre / mit Röhre ist gegeben durch:

$$(6,11) \quad L_{rel.} = A_0 / (A_0 + E \cdot A_1 + E^2 A_2 + E^3 A_3 + \dots)$$

Da man nun das Verhältnis zwischen Lichtausbeute mit und ohne Lichtleiter kennt, kann man den Reflexionskoeffizienten E näherungsweise berechnen, allerdings unter der gemachten Voraussetzung, daß er vom Reflexionswinkel unabhängig ist. Diese Voraussetzung trifft nicht exakt zu. Die Betrachtung aber für nicht senkrechte Inzidenz würde im Rahmen dieser Arbeit zu weit führen. Ich gebe deshalb einen vom Winkel unabhängigen, mittleren Reflexionskoeffizienten E' an:

- Für die polierte Röhre ergibt sich E' zu 0.24,
- für die bedampfte Röhre ergibt sich E' zu 0.53.

L I T E R A T U R R E F E R E N Z E N

- ¹ A.N.Gerritsen Physica 14,6 (1948) 381
- ² G.Hutchinson, Nature 162 (1948) 610
- ³ N.Davidson, J.Phys.Rev. 77 (1949) 706
- ⁴ J.H.Marshall, Phys.Rev. 91 (1953) 905
- ⁵ S.E.Derenzo et al. 1969 National Accelerator Laboratory
Summer Study Report, Aspen.
- ⁶ W.J.Willis and V.Radeka, Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 221
- ⁷ J.Engler et al., Nucl.Instr. and Meth 120 (1974) 157
- ⁸ G.Knies and D.Neuffer Nucl.Instr. and Meth.120 (1974) 1
- ⁹ J.Berset et al CERN internal report 15 March 1982
unveröffentlicht
- ¹⁰ J.J.Hopfield Astrophys.J. 72 (1930) 133
- ¹¹ R.Huffman, J.Larrabee and Y.Tanaka, Appl.Opt. 4 (1965) 1581
- ¹² Y.Tanaka et al, J.Chem.Phys. 52 (1970) 4740
- ¹³ O.Chesnovsky et al, Chem.Phys.Lett. 15, (1972) 475
- ¹⁴ Y.Tanaka et al, J.chem.Phys.39 (1963) 3081
- ¹⁵ R.Mulliken J.chem.Phys.52 (1970) 5170
- ¹⁶ Y.Tanaka and K.Yoshino, J.Chem.Phys.53 (1970) 2012
- ¹⁷ G.Herzberg, Spektre of Diatomic Molecules D. Van Nostrand Company
Princeton, New Jersey 1961
- ¹⁸ Mott, Proc.Roy.Soc.125 S222
- ¹⁹ S.Druger and R.Knox, J.Chem.Phys. 50 (1969) 3143
- ²⁰ D.Beaglehole, Phys.Rev.Lett. 15 (1965) 551
- ²¹ S.Rice and J.Jortner, J.Chem.Phys. 44 (1966) 4470
- ²² J.Martin J.Chem.Phys. 54 (1971) 3289
- ²³ A.Gedanken et al., J.Chem.Phys. 57 (1972) 3456
- ²⁴ O.Chesnovski, B.Raz, J.Jortner, J.Chem.Phys. 57 (1972) 4628)
- ²⁵ A.Policarpo et al., Nucl.Instr. and Meth.177 (1980) 609
- ²⁶ Vense Arakawa J.Opt.Soc. 57 (1967) 552
- ²⁷ S.Kubota et al., Nucl.Instr. and Meth.150 (1978) 561
- ²⁸ S.Kubota et al, Phys.Rev 17 (1978) 2762
- ²⁹ W.Hofmann et al., Nucl.Instr. and Meth.135 (1976) 151
- ³⁰ R.Hilsch and R.Pohl, Z. Physik 108 (1937) 55
- ³¹ H.Kramers, Physika 18 (1952) 665
- ³² Philipps Elektron Tubes 1978

³³ W.Herold, Diss. ETH Zürich Nr. 7133 (1982)