



DESY 69/49
Dezember 1969

**Aufbau der Gasentladungen
im Proportional- und Geigerbereich zur
Anwendung in Charpak-Kammern**

H.-J. Stuckenberg

Einzelpersonen, Gruppen und Institute werden gebeten, ihre Vorabdrucke (möglichst mit Luftpost) an die DESY-Bibliothek zu senden, um so ihre Arbeiten den bei DESY arbeitenden Wissenschaftlern zugänglich zu machen und gleichzeitig ihre Aufnahme in den alle zwei Wochen erscheinenden HIGH ENERGY PHYSICS INDEX sicherzustellen.

Individuals, groups and institutions are asked to send their preprints - preferably by air mail - to the DESY Library, for the information of DESY scientists as well as for inclusion of their preprints in the biweekly HIGH ENERGY PHYSICS INDEX.

DESY
Bibliothek
2 Hamburg 52
Notkestieg 1
Germany

Aufbau der Gasentladungen im Proportional-
und Geigerbereich zur Anwendung in
Charpak-Kammern

H.-J. Stuckenberg

1. Einleitung

Auf der Suche nach guten Großflächendetektoren für die Hochenergiephysik wurden nach den Szintillationszähler-Hodoskopen und Funkenkammern mit verschiedenartigen Auslesesystemen die Vieldraht-Proportionalzählkammern wiederentdeckt. 1968 beschrieben Charpak u.a. (1) erste Anwendungsmöglichkeiten zum Lokalisieren geladener Hochenergieteilchen mit Kammern dieses Typs. Parallele Drähte (vgl. Bild 1) von $40\ \mu$ Durchmesser in verschie-

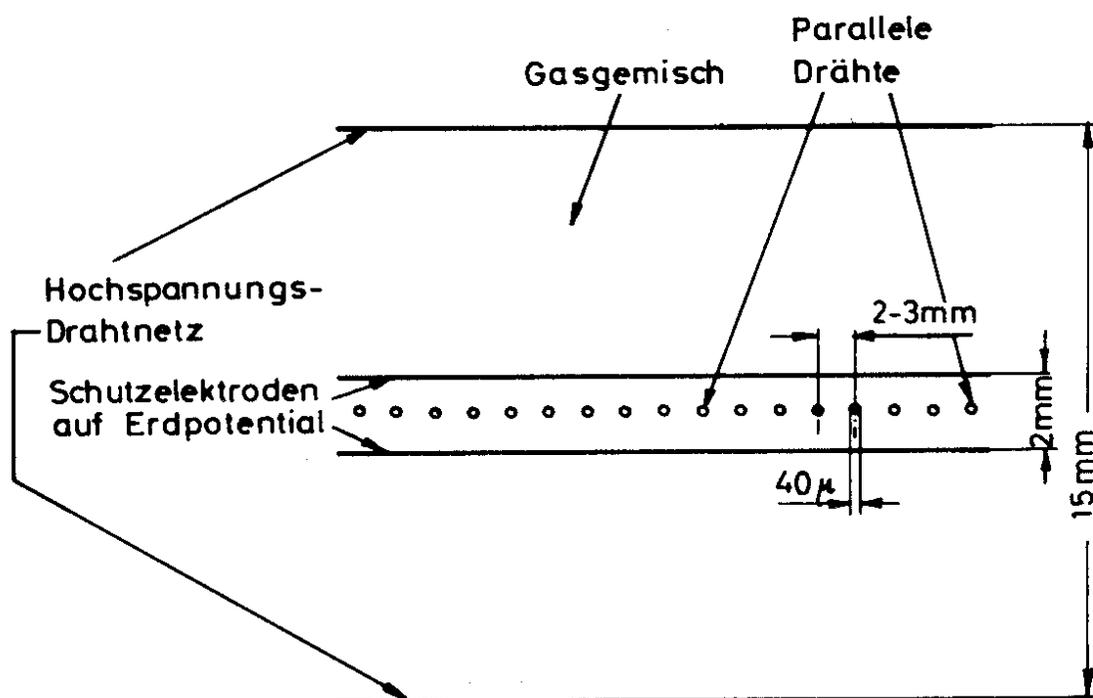


Bild 1

Aufbau der ersten Charpak-Kammern

denen Kammern mit einem Abstand von 1, 2 sowie 10 mm wurden zwischen zwei Stahlnetzen, die aus $50\ \mu$ Drähten mit $500\ \mu$ Abstand hergestellt waren, zu einer Fläche aufgespannt. Die Stahlnetze dienten als Hochspannungselektrode. Jeder der parallelen Drähte wurde über einen Arbeitswiderstand von einigen Kiloohm geerdet. Das elektrische Feld, das in der Nähe der Hochspannungselektroden fast eben ist, wird in der Nähe der Drähte immer stärker zylindrisch.

Eine prinzipielle Feldverteilung zeigt Bild 2. Ionisierende

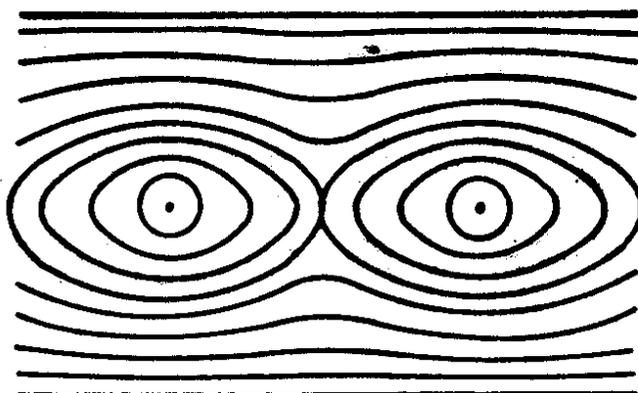


Bild 2
Feldverteilung um 2 Drähte der
parallelen Drahtfläche

Teilchen, die die Kammer durchlaufen, erzeugen Ionenpaare, die im elektrischen Feld beschleunigt werden, so daß deren Elektronen in die Lage kommen, weitere Ionisationen durchzuführen. Auf diese Art entstehen Lawinen aus Elektronen und Ionen, die zu ihren Elektroden abwandern. Proportionalzählerkammern haben gegenüber den Funkenkammern den Vorteil der wesentlich besseren Zeitauflösung, da nur kleine Einzellawinen erzeugt werden, das restliche Zählervolumen bleibt empfindlich. So sind Zählraten von 10^5 pro Draht durchaus möglich. Die Zeitauflösung einer Einzellawine liegt in der Größenordnung ihrer Aufbauzeit, d.h. mit geeigneten Zeitkonstanten im Arbeitskreis des Drahtes kann man 20 - 50 nsec erreichen.

Verwendet man zwei Kammern mit gekreuzten Drahtebenen, so läßt sich der Ort eines durchgehenden Teilchens mindestens mit der Genauigkeit des Drahtabstandes bestimmen. Auch Gasentladungskammern im Geigerbereich können aufgebaut werden. In diesem Bereich werden keine Einzellawinen erzeugt; die einmal begonnene Entladung breitet sich durch Photoionisation im Gas entlang des ganzen Drahtes aus, wobei die Geschwindigkeit dieser Lawinenfortpflanzung durch die Gasparameter gegeben ist (2).

In diesem Bericht werden die Entladungsvorgänge im Proportional- und Geigerbereich beschrieben, die entstehenden Entladungsformen stehen im Einklang mit der Theorie (3, 4).

2. Proportionalzählrohre

Um das Feld in einer zylindrischen Elektrodenform anzugeben, sei angenommen, daß die eine Elektrode ein dünner Draht vom Radius a , die andere ein zum Draht konzentrierter Zylinder vom Radius b ist, wobei $b \gg a$ vorausgesetzt ist. Das Potential des Drahtes sei positiv gegen den Zylinder, letzterer stellt also die Katode dar. Das Potential zwischen den Zylindern hängt nur vom Abstand r von der Zylinderachse ab. Der Feldfluß ($Q_0 =$ statische Ladung auf dem Zählrohr, $E =$ Feldstärke) $4\pi Q_0 = \iint Edf = 2\pi r \cdot lE$ ist unabhängig vom Radius r , also folgt

$$E = \frac{2q_0}{r} \quad (1)$$

wo q_0 die Ladung pro cm Drahtlänge ist. Weiter gilt

$$q_0 = C^{\#} U_0 \quad (2)$$

wenn U_0 die Spannung am Zählrohr ist und daraus $C^{\#} =$ Kapazität pro cm der Zählrohrlänge,

$$C^{\#} = \frac{1}{2 \ln \frac{b}{a}} \quad (3).$$

Damit folgt nach (1)

$$E = \frac{U_0}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (4)$$

Durch diese Feldverteilung entstehen an dem äußeren Zylinder Feldstärken von einigen 100 V/cm, am Draht jedoch einige 10^4 V/cm.

Bewegt sich ein Elektron unter dem Einfluß des Feldes, so ist die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Ionisierungen

$$\lambda_e = \frac{1}{S} \quad (5)$$

wo $S = a_1 (U_{kin} - U_1)$ (6)

der differentielle Ionisationskoeffizient ist, der die Zahl der Ionenpaare pro cm und pro Torr angibt. U_{kin} ist die jeweilige Elektronenenergie in Volt, U_1 die Ionisierungsenergie in Volt, a_1 ist vom Gas abhängig.

Einige Werte für a_1 bei 1 Torr sind:

Luft	0,26	pro Volt und cm
Argon	0,60	
Helium	0,046	
Neon	0,045	
Methan	0,49	
Wasserstoff	0,21	

Auf der Strecke λ_e gewinnt das Elektron im Feld die Energie $\epsilon = eE\lambda_e$ (7)

Unter der Annahme, daß $U_{kin} > U_1$ ist folgt nach (1) und (5), wenn ϵ in Volt gemessen wird,

$$\epsilon = e \frac{2U_0 C^{\dagger}}{r} \frac{1}{S} = \sqrt{\frac{2C^{\dagger} U_0}{ra_1}} \quad (8)$$

Bei einem kritischen Radius r_0 erreicht das Elektron die Energie ϵ_1 , bei der die Ionisierungsprozesse beginnen. Es sei U_1 die Spannung am Zählrohr, bei der die Ionisierung für den speziellen Fall $r_0 = a$ beginnt, d.h. U_1 ist die Einsatzspannung für den Proportionalbereich; dann gilt wegen

$$\frac{U_0}{U_1} = \frac{r_0}{a} \quad \text{und} \quad U_1 = E_1(U_1)\lambda_e = \frac{U_1}{a \ln \frac{b}{a}} \lambda_e$$

$$r_0 = \frac{U_0}{U_1} \frac{\lambda_e}{\ln \frac{b}{a}} \quad (9)$$

Diese Größen sind im allgemeinen bekannt. In der folgenden Tabelle sind einige freie Weglängen für Ionen bei 760 Torr angegeben, die für Elektronen sind etwa 5,6 mal größer.

<u>Gas</u>	<u>Freie Weglänge in cm</u>
Luft	$0,61 \cdot 10^{-5}$
Argon	$0,63 \cdot 10^{-5}$
Helium	$1,70 \cdot 10^{-5}$
Wasserstoff	$1,12 \cdot 10^{-5}$

Jetzt läßt sich auch die Gasverstärkung A in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U_0 angeben, denn es ist

$$\ln A = \int_a^{r_0} S \, dr \quad (10)$$

Diese Integration ist durchführbar, es ergibt sich

$$\ln A = 2 \sqrt{\frac{U_0 a_1 a}{\ln \frac{b}{a}}} \left(\sqrt{\frac{U_0}{U_1}} - 1 \right) \quad (11)$$

Diese Formel wurde bereits von Korff (5) angegeben. Die Gasverstärkung A als Funktion der angelegten Spannung U_0 ist in Bild 3 dargestellt. Während einfache Ionisationskammern bei der Gasverstärkung $A=1$ arbeiten, beginnt bei der Spannung U_1 der Proportionalbereich, der sich etwa bis $A=10^5$ erstreckt und mit einem beschränkten Proportionalbereich endet, in dem bereits eine Behinderung der Lawinenbildung durch Raumladungseffekte eintritt. Es schließt sich dann der Geigerbereich an, in dem A Werte zwischen 10^7 und 10^{10} annimmt. Dieser Bereich ist in Abschnitt 3 beschrieben.

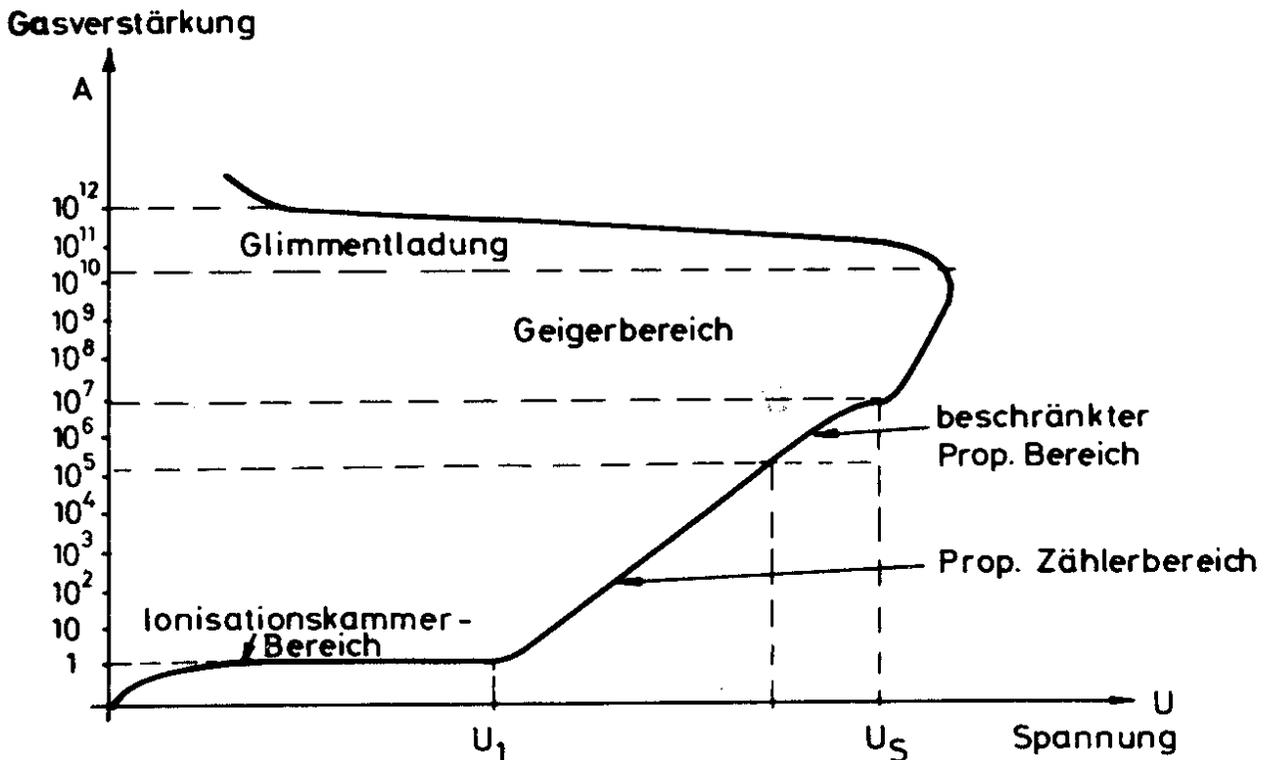


Bild 3

Gasverstärkung A als Funktion der am Zähler liegenden Spannung

Nehmen wir nun an, ein ionisierendes Teilchen dringe in den Zähler ein und bilde am Ort r ein Ionenpaar. Die entstandenen Ladungen beginnen dann sofort in dem Feld zu wandern, die Elektronen zum Draht, die Ionen zur Katode, wobei die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen wegen der viel größeren Beweglichkeit etwa tausendmal größer ist als die der Ionen. Die Elektronen können erneut ionisieren, wenn sie sich innerhalb des kritischen Radius r_0 befinden, so daß sie auf dem Weg zum Draht eine Lawine erzeugen. Hat das Primärteilchen beim Durchlaufen des Zählers N_0 Ionenpaare gebildet, so entstehen auf dem Wege zum Draht N_0 Lawinen, so daß die resultierende Gesamtladung proportional zur vom Primärteilchen gebildeten Ladung ist. Dies gilt jedoch nur, wenn sich die einzelnen Lawinen durch ihre Raumladung noch nicht gegenseitig behindern, dieser Effekt tritt bei Gasverstärkungen von etwa 10^5 bis 10^6 ein.

Nimmt man wie üblich an, daß die Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen direkt proportional zur Feldstärke ist, d.h.

$$v_+ = K_+ E \quad (12)$$

wobei K_+ die Ionenbeweglichkeit ist, so gilt für den am Arbeitswiderstand R entstehenden Puls

$$U(t) = \frac{e N_o A}{2 C \ln \frac{b}{a}} \ln \left(1 + \frac{t}{t_o}\right) \quad (13)$$

Hierin ist $t_o = \frac{a^2 \ln \frac{b}{a}}{2 U_o K_+}$ die Zeit, die die Ionen benötigen würden, um vom Radius $r=0$ bis $r=a$ zu wandern. Einige Ionenbeweglichkeiten sind in der folgenden Tabelle angegeben:

<u>Gas</u>	<u>K_+ in $\text{cm}^2/\text{V sec}$ bei 760 Torr</u>
Ar + 10 % Alkohol ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$)	0,75
Ar + 2,5 % Methylal ($\text{CH}_2(\text{CH}_3\text{O})_2$)	0,92
Ar + 10 % " "	0,81
Methylal	0,32
Alkohol	0,39
Argon	1,00
Neon	3,50
Helium	6,80

Für

$$T_+ = t_o \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right) \quad (14)$$

geht

$$U(t) \text{ in } \frac{e N_o A}{C} = U_{\text{max}}(t) \quad (15)$$

über. Dieses ist der Maximalpuls, der bei Erreichen der Ionen-sammelzeit

$$T_+ = \frac{b^2 \ln \frac{b}{a}}{2 U_o K_+} \quad (16)$$

sich an einem sehr großen Arbeitswiderstand R einstellt.

Um die Pulserzeugung für kleine und große Arbeitswiderstände zu verstehen, betrachten wir Bild 4, das ein Ersatzschaltbild

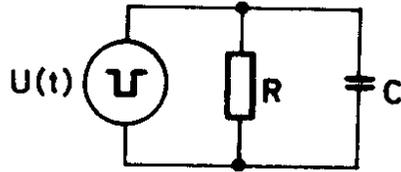


Bild 4
Ersatzschaltbild eines Zählrohres

der Kammer mit ihrem Arbeitswiderstand R und der Kammer-, Verdrahtungs- und Verstärkereingangskapazität C darstellt. Da $U_0 \gg U(t)$ ist, gilt die Beziehung:

$$U(t) + RC \frac{dU(t)}{dt} = RJ(t) \quad (17)$$

Es sind nun zwei besondere Fälle zu unterscheiden. Ist die Zeitkonstante RC klein gegen die Sammelzeit der Ionen, so mißt man praktisch nur den Elektronenanteil der Entladung, d.h.

$$U(t) = RJ(t) \quad \text{für } RC \ll T_+ \quad (18)$$

Ist jedoch die Zeitkonstante RC groß gegen die Sammelzeit der Ionen, kann das erste Glied in (17) vernachlässigt werden, die Gleichung (17) lautet also

$$\frac{dU(t)}{dt} = \frac{1}{C} J(t), \quad \text{daraus folgt}$$
$$U(t) = \frac{Q_{\text{ges}}(t)}{C} \quad \text{für } RC \gg T_+ \quad (19)$$

d.h. man mißt die gesamte gebildete Ladung $Q_- + Q_+$.

Da R und C parallel liegen, bedeuten die beiden Spezialfälle, daß für $RC \ll T_+$ der Elektronenstrom J(t) praktisch nur durch den Widerstand fließt, d.h. Verdopplung des Widerstandswertes gibt auch eine Verdopplung der Signalspannung U(t). Im Fall

$RC \gg T_+$ ist die Ladung Q_{ges} auf dem Kondensator C, es fließt praktisch nur kapazitiver Strom. Der Nebenschluß von R ist so hochohmig, daß er kaum Einfluß hat, eine Vergrößerung von R bringt also keinen Gewinn an Signalamplitude.

Die Darstellung (13) für $U(t)$ ist streng nur dann richtig, wenn alle Elektronen den Draht gleichzeitig erreichen. Hat die Primärspur jedoch eine Divergenz, dann sind auch die Sammelzeiten verschieden. Dieser Effekt ist besonders bei geringeren Gasverstärkungen leicht sichtbar. Er läßt sich berechnen, wenn man annimmt, daß die Ionenpaare eine Verteilung haben, die durch die Braggsche Kurve bestimmt ist. Verliert nämlich das Primärteilchen seine ganze Energie im Zähler und reicht die Divergenz z.B. von $r=a$ bis $r=b$, so kann man die Verteilung in guter Näherung durch

$$N(r) = N_0 \frac{r^2}{b^2} \quad (20)$$

beschreiben. Die Elektronenlaufzeit vom Radius $r \gg a$ zum Draht ist $T_-(r) = \int_0^r \frac{dr}{v_-}$, wenn wir noch die Elektronendriftgeschwindigkeit $v_- = K_- E$ setzen, wo K_- die Elektronenbeweglichkeit ist, so wird

$$T_-(r) = \frac{r^2 \ln \frac{b}{a}}{2 K_- U_0} \quad (21)$$

Die Tabelle enthält einige Elektronenbeweglichkeiten K_- bei 80 und 120 Torr Gesamtdruck. Sie nimmt etwa linear mit dem Druck ab.

Gas	K_- in $10^3 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$	
Ar + 10 % Alkohol ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$)	16 bei 80 Torr	12 bei 120 Torr
Ar + 2,5 % Methylal ($\text{CH}_2(\text{CH}_3\text{O})_2$)	25 "	23 "
Ar + 10 % " "	20,6 "	14,5 "
Methan	31,5 "	22 "

Jetzt kann man aus (20) und (21) angeben, wie die Elektronen, in Abhängigkeit von der Zeit, am Draht gesammelt werden:

$$N(t) = \frac{N_0 \cdot 2K_- \cdot U_0 \cdot t}{\ln \frac{b}{a} \cdot b^2} \quad (22)$$

Diese Gleichung (22) gilt für $0 \leq t \leq T_-$. Für die Variable r ist hier z.B. b gesetzt.

In Bild 5 sind zwei Möglichkeiten der Sammlung aufgezeichnet, wie sie an Methanzählern von $p = 100$ Torr und $U_0 = 1500$ V auch gemessen wurden.

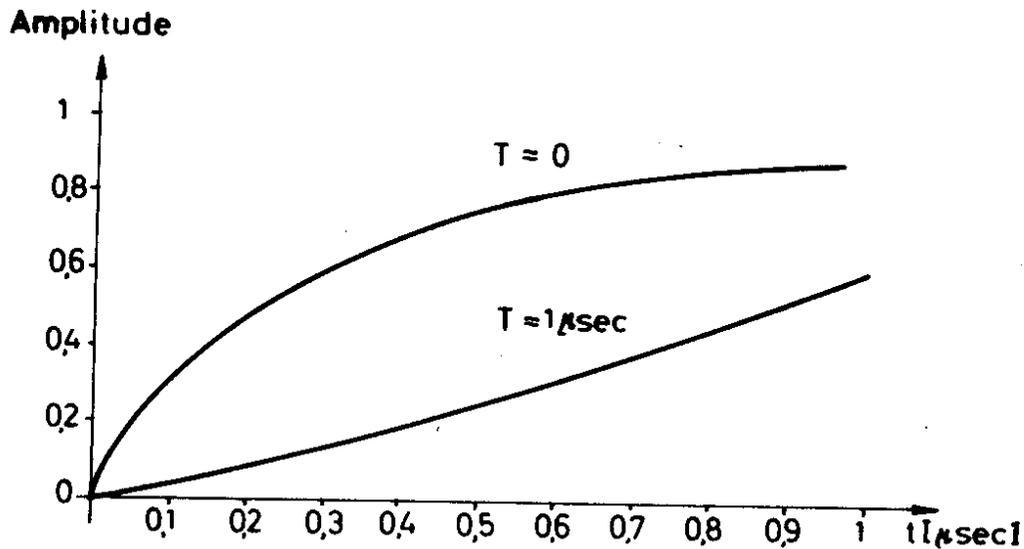


Bild 5

Anstieg des Proportionalpulses, berechnet für zwei verschiedene Sammelzeiten in Methan

Damit sind die für das Verständnis des Proportionalbereiches wesentlichen Parameter beschrieben.

3. Zähler im Geigerbereich

Der Beginn des Proportionalbereiches ist dadurch gekennzeichnet, daß die Gasverstärkung A den Wert 1 überschreitet. Mit zunehmender Spannung entstehen in den Lawinen auch Photonen, deren Zahl am Ende des Proportionalbereiches dann so groß wird, daß durch Photoeffekt im Gas neue Lawinen gebildet werden, wobei die Entladung selbständig wird. In reinen Edelgasen und zweiatomigen Gasen wie H_2 , O_2 , N_2 ist dieser Effekt bereits bei Gasverstärkungen von etwa 10^2 bis 10^3 wirksam, durch Beimengung von Dämpfen wie Methan oder Alkohol wird der Bereich bis etwa 10^5 oder 10^6 hinausgeschoben, da die organischen Dämpfe die entstandenen Photonen stark absorbieren. Wird jedoch die Zahl der Photonen so groß, daß der genannte Photoeffekt in größerem Umfang einsetzt, so ist der Beginn des Auslösbereiches gegeben. Voraussetzung ist, daß die Quanten genügend energiereich sind. Um die Selbständigkeitsbedingung zu formulieren, kann man sagen, daß es eine Wahrscheinlichkeit β pro Ion innerhalb einer Lawine gibt, so daß durch irgendeinen photoelektrischen Prozeß eine neue Lawine entsteht. Nehmen wir an, in der ersten Lawine seien N (1) Teilchen enthalten, dann ist im Falle der Selbständigkeit

$$N(1) \beta > 1 \quad (23)$$

gegeben. Das $>$ -Zeichen steht wegen der Statistik der Vervielfachung, für die letzte gebildete Lawine n am Draht darf dann gelten

$$N(n) \beta = 1.$$

Um den weiteren Ablauf der Entladung zu verstehen, teilen wir die Gase in zwei Gruppen, die nichtselbstlöschenden und die selbstlöschenden Gase.

3.1 Nichtselbstlöschende Gase:

Es sind dies hauptsächlich ein- oder zweiatomige Gase wie alle Edelgase, dann Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft. Die Energie der entstehenden Photonen ist ausreichend, um neue Elektronen aus der Katode abzulösen, die dann zum Draht wandern und weitere Lawinen bilden, aus denen wieder Photonen entstehen usw.

Ist die Selbständigkeitsbedingung (23) erfüllt, so breitet sich die Entladung seitlich über den ganzen Zähler aus; aus allen Teilen der Katode werden neue Elektronen emittiert, so daß, wenn die Spannung weiter gesteigert wird, die Entladung gar nicht mehr abreißt, sondern aus einer mehr oder weniger stabilen Koronaentladung in eine Glimmentladung übergeht. Das Abreißen kann dann geschehen, wenn infolge des hohen Raumladungsfeldes der positiven Ionenwolke die effektive Spannung am Zähler stark absinkt.

Die entstehende Pulsform ist der eines Proportionalzählers ähnlich, da ja auch die Bildung der Lawinengruppen von außen nach innen derjenigen im Proportionalzähler analog ist. Der Wirkungsgrad für die Erzeugung der Sekundärelektronen aus der Katode liegt je nach Material zwischen 10^{-2} und 10^{-3} .

3.2 Selbstlöschende Gase:

Die selbstlöschenden Gasfüllungen sind in der Lage, eine Entladung von selbst abreißen zu lassen. Dies gelingt durch starke Absorption der entstandenen Photonen im UV-Bereich. Diese Gasfüllungen sind also meist Edelgase mit mehratomigen organischen Dämpfen. Die Dampfbzusätze bestehen aus Methan, Alkohol, Methylal, Xylol, Amylacetat, Äthylacetat sowie auch Pentan und Butan. Während im nichtselbstlöschenden Gas fast nur an der Katode neue Elektronen gebildet werden, da diese Gase für Photonen der Energien zwischen 10 und 20 eV praktisch durchlässig sind, absorbieren die vielatomigen Gase die Photonen so stark, daß die Elektronennachlieferung praktisch nur durch Ionisation im Gas geschieht, und zwar in der Nähe des Drahtes, da die mittlere Photonenreichweite durch die Dämpfe sehr klein gehalten wird. Es sind verschiedene Messungen des Absorptionskoeffizienten in Gasgemischen für die genannten, hier interessierenden Energiebereiche gemacht worden.

Aus unseren experimentellen Daten folgt für Alkohol $\mu_{760} = 650 \pm 30 \text{ cm}^{-1}$, für Methylal $\mu_{760} = 830 \pm 100 \text{ cm}^{-1}$. Das bedeutet ein Absinken der Zahl der Photonen für den e-ten Teil nach etwa 1 mm bei 100 Torr Ar + 10 % Alkohol.

Den gesamten Entladungsvorgang im selbstlöschtenden Zählrohr können wir also wie folgt beschreiben:

Statisch liegt an dem Zählrohr die Spannung U_0 , ihr Wert ist größer als die Einsatzspannung U_s für den Geigerbereich. Eine Primärlionisation durch irgendein durchfliegendes Teilchen oder γ -Quant erzeugt in der Nachbarschaft des Drahtes eine Lawine, in der Photonen, die aus angeregten Atomen stammen, sich nach allen Seiten ausbreiten. Diese Photonen können im Gas ionisieren, wenn sie genügend energiereich sind. Beim Argon z.B. ist die höchste Anregungsstufe 11,6 eV, womit sich Alkohol (11,3 eV), Methylal (11 eV), Azeton (10,1 eV), Äthylbromid (10,24 eV) usw. ionisieren lassen. In diesen Gemischen entstehen also in der Drahtnähe neue Photoelektronen, die ihrerseits auf ihrer Wanderung zum Draht Lawinen erzeugen, so daß sich die Entladung mit einer bestimmten Geschwindigkeit praktisch nur entlang des Drahtes ausbreitet, bis sie am jeweiligen Drahtende abreißt. Die Geschwindigkeit ist dabei im wesentlichen durch die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen in Drahtnähe gegeben.

In dem Augenblick, in dem die Entladung abreißt, liegt um den Zählrohrdraht ein Ionenschlauch von annähernd konstantem Durchmesser, der sofort nach außen zur Katode abzuwandern beginnt, wobei das durch die Raumladung am Draht herabgesetzte Feld sich mit der Wanderung langsam wieder herzustellen beginnt. Das effektive Potential (vgl. Bild 6) fällt während der Bildung des Ionenschlauches

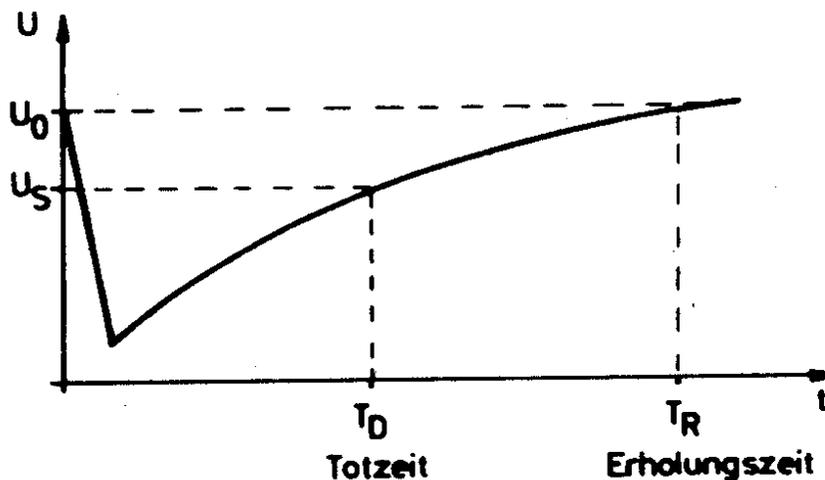


Bild 6

Potentialverlauf eines Geigerzählers während einer Entladung

auf einen Wert unterhalb der Einsatzspannung für den Geigerbereich, so daß der Zähler für eine gewisse Zeit, die Totzeit (Dead-time), vollkommen unempfindlich ist. Erst, wenn der Ionenschlauch eine gewisse Entfernung vom Draht erreicht hat (ca. 5 - 8 mm bei üblichen Zählerdimensionen), hat sich das Potential soweit regeneriert, daß die Einsatzspannung erreicht wird. Jedoch wird das volle Potential erst dann wieder hergestellt, wenn die Ionen an der Katode angekommen sind. Die nach Ablauf der Totzeit und vor Beendigung der Erholzeit (Recovery-time) eintreffenden Pulse werden mit kleineren Amplituden wiedergegeben, wie es in Bild 7 gezeigt ist.

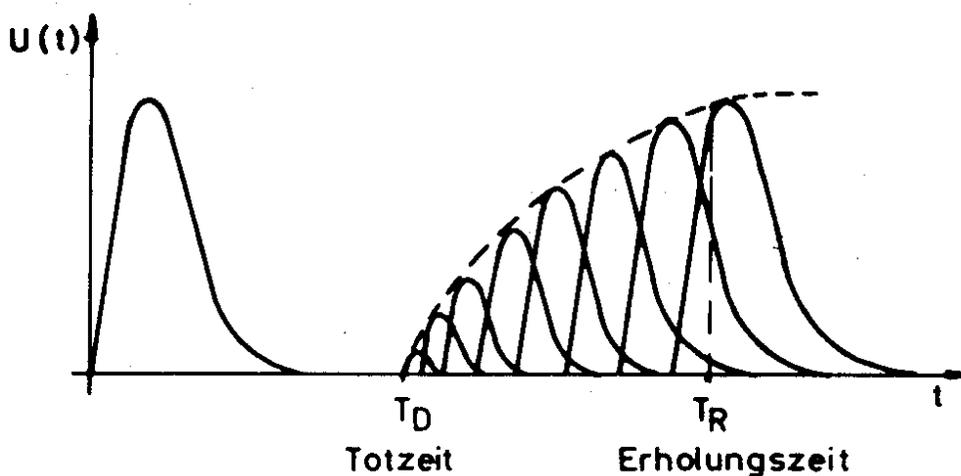


Bild 7

Ausgangspulse im Geigerbereich während einer Entladung ($RC \gg T_f$)

Dieser in großen Zügen geschilderte Ablauf der Entladung eines selbstlöschenden Zählrohrs soll im folgenden in einigen speziellen Punkten näher untersucht werden.

In dem Zähler möge eine Anfangslawine gebildet worden sein, in der eine gewisse Anzahl Photonen entsteht. Da deren Reichweite gering ist, breitet sich die Entladung längs des Drahtes nicht gleichzeitig mit der Primärlawine aus, die Zündungsfolge der Nachbarlawinen wandert mit einer bestimmten Geschwindigkeit durch den Zähler (6). Man kann von einer gewissen Länge x entlang des Drahtes sprechen, die zu irgendeiner festen Zeit gerade im Stadium des Lawinenaufbaus

ist. Diese Strecke x wandert also mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit v bis zum jeweiligen Ende des Zählers. Damit ist die Geschwindigkeit v gegeben

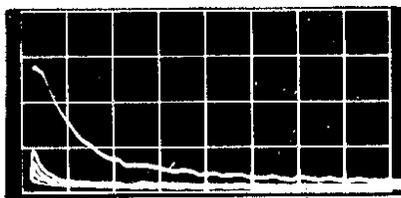
$$v = \frac{x}{T_x} \quad (24)$$

wo T_x die Zeit ist, die zum "Ausbrennen" der Strecke x erforderlich ist. Um v berechnen zu können, müssen x und T_x als Funktion der Zählrohrgrößen bekannt sein.

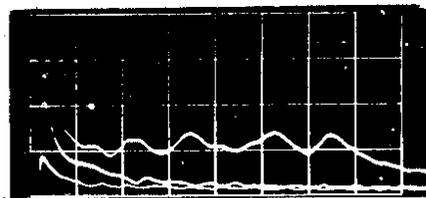
Die Berechnung erfolgt auf der Annahme, daß die sich entwickelnden Lawinen eine Gaußsche Dichteverteilung erzeugen, deren Breite proportional zur Lichtquantenreichweite ist, und deren folgende Dichteverteilungen ihr Maximum jeweils bei der Halbwertsbreite der vorigen hat. Man erhält

$$v = \frac{4}{\pi} \cdot (1 - 0,5 \exp(Q_{\text{ges}}/Q_0)) \cdot v_- \cdot \sqrt{\frac{\exp(Q_{\text{ges}}/Q_0) - 1}{\ln \frac{Q_0 \epsilon}{e} ((1 - \exp\{-Q_{\text{ges}}/Q_0\})^2)}} \quad (25)$$

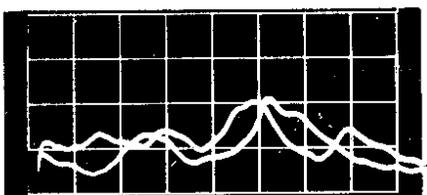
Hierin bedeutet wieder Q_{ges} die gesamte, im Puls gebildete Ladung, Q_0 die auf dem Zählrohrdraht befindliche statische Ladung, v_- die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Feld. Diesen Lawinengruppenaufbau mit jeweiligen Brennlängen x kann man durch Messung des Elektronenpulses (Arbeitskreiszeitkonstante $RC \ll T_+$) gut studieren. In den folgenden Bildern 8 bis 11 wird der Elektronenpuls beim Übergang vom Proportional- zum Geigerbereich gezeigt. Während bei



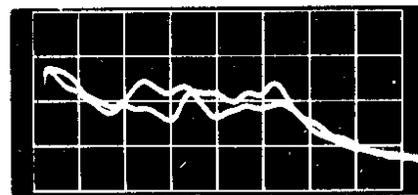
$U_0 = 1265$ Volt



$U_0 = 1270$ Volt



$U_0 = 1275$ Volt



$U_0 = 1300$ Volt

$U_0 = 1265$ Volt noch typische Proportionalzählerpulse sichtbar sind, entstehen bei $U_0 = 1270$ Volt neben den Proportionalzählerpulsen bereits die ersten Geiger-Elektronenpulse. Man erkennt dies an der wesentlich länger dauernden Entladung sowie an der statistischen Welligkeit des Pulsdaches. Bei 1275 Volt sind die Pulse schon einheitlich vom Geigertyp, bei 1300 Volt ist die Gasverstärkung wesentlich angestiegen, die Amplitude des Elektronenstroms wird größer.

Mit zunehmender Überspannung wird aber auch die Zeit zum "Ausbrennen" des Zählers kürzer. Die auf dem Dach des Elektronenpulses erkennbare statistisch schwankende Welligkeit wird in den folgenden Bildern näher untersucht. Die kleinen Erhebungen in der Kurve sind durch die jeweils "brennende" Strecke x hervorgerufen, die Breite dieser kleinen Unterpulse entspricht der oben angegebenen "Brenndauer" T_x . Man sieht, daß bei 10 % Dampfanteil der Gesamtpuls bereits aus einer Vielzahl von einzelnen Brennpulsen der Zeitdauer T_x zusammengesetzt ist.

Bei kleineren Dampfanteilen ist die Reichweite der Photonen wesentlich größer, entsprechend muß die Entladung in weniger Schritten vor sich gehen, so daß die quantitative Untersuchung der Welligkeit Aufschluß gibt über die Absorption der Photonen und die Größe der Brennlängen x sowie auch über die Zeit, in der solche Entladungen aufgebaut werden. In dieser Richtung wurden ausgedehnte Messungen unternommen; in den folgenden Bildern 12 bis 18 sind

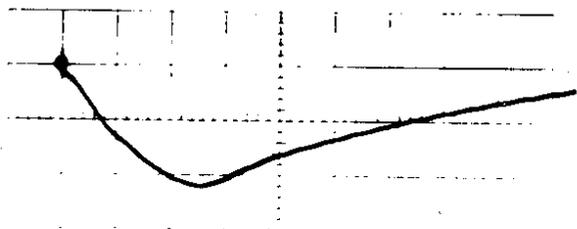


Bild 12

Ar + 0,5 % Methylal
 $U_0 = 490$ V, 2 μ sec/cm



Bild 13

Ar + 1 % Methylal
 $U_0 = 520$ V, 0,5 μ sec/cm

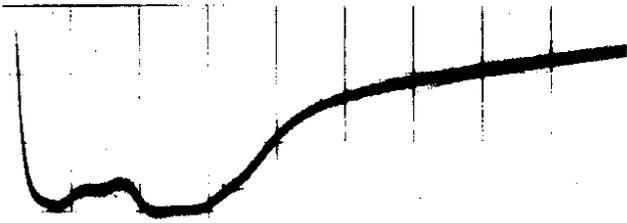


Bild 14

Ar + 1,5 % Methylal

$U_0 = 570 \text{ V}, 0,5 \mu\text{sec/cm}$

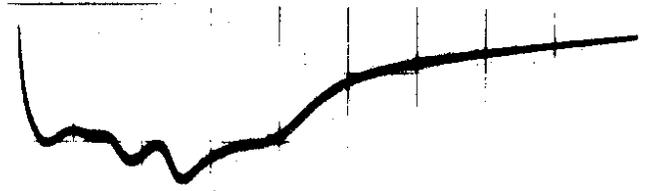


Bild 15

Ar + 2 % Methylal

$U_0 = 630 \text{ V}, 0,5 \mu\text{sec/cm}$

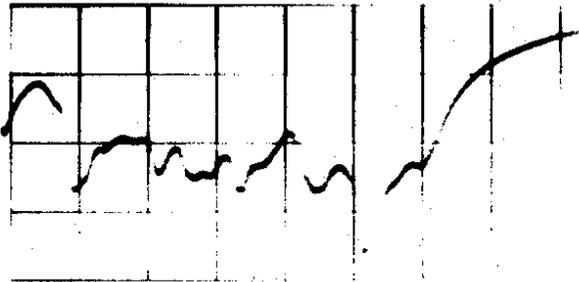


Bild 16

Ar + 7 % Methylal

$U_0 = 900 \text{ V}, 0,2 \mu\text{sec/cm}$

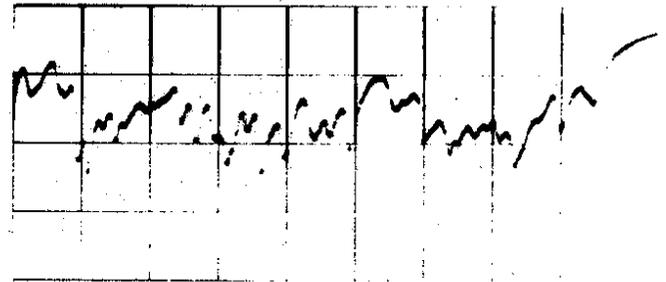


Bild 17

Ar + 22 % Methylal

$U_0 = 1280 \text{ V}, 0,2 \mu\text{sec/cm}$

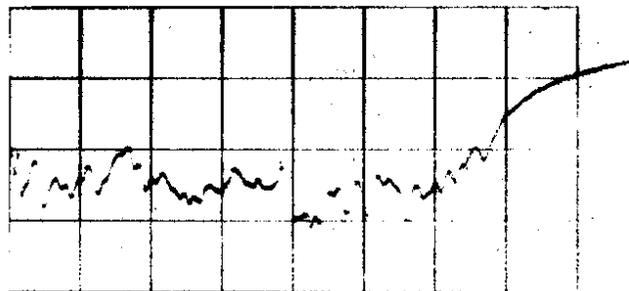


Bild 18

Ar + 30 % Methylal

$U_0 = 1600 \text{ V}, 0,1 \mu\text{sec/cm}$

Elektronenpulse in Argon - Methylalzählern, Gesamtdruck 75 Torr

einige Beispiele gezeigt. Man erkennt deutlich, daß mit zunehmendem Dampfanteil die Zahl der Brennlängen steigt, alle hieraus abgeleiteten Werte über Absorptionskoeffizient, Aufbauzeit der Lawinengruppen und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung bestätigen vollauf die theoretischen Überlegungen über den Ablauf der Entladung.

Man ersieht aus Bild 12 auch, daß für etwa 0,5 % Methylalzusatz die Entladung praktisch in einem Schritt den ganzen Zähler erfaßt, d.h. bei einem Zusatz von weniger als 0,5 % Methylal (für einen Gesamtdruck von 75 Torr) wird die Entladung wieder nichtselbstlöschend, d.h. die Elektronenlieferung erfolgt vorwiegend über die Katode.

Nachdem die Entladung gelöscht ist, wandert die positive Raumladungswolke nach außen ab, so daß zur gleichen Zeit die negative Ladung, die am Draht induziert wird, sich vermindert und dadurch die Feldstärke am Draht wiederhergestellt wird. Da nach Ablauf der Totzeit gerade die Einsatzspannung wieder erreicht wird, kann man schreiben

$$U_s - U_o = \frac{2 Q_{ges}}{C} \ln \frac{b}{r_d} \quad (26)$$

worin Q_{ges} die gebildete Ladung und r_d der Radius der Ionenwolke am Ende der Totzeit ist.

Hieraus folgt

$$r_d = b \cdot \exp\left(-\frac{U_o - U_s}{\frac{Q_{ges}}{Q_o} U_o} \ln \frac{b}{a}\right) \quad (27)$$

Nach $v_+ = K_+ E$ folgt

$$T_D = \frac{b^2 \ln \frac{b}{a}}{2K_+ U_o} \exp\left(-\frac{2 \ln \frac{b}{a} (U_o - U_s)}{\frac{Q_{ges}}{Q_o} U_o}\right) \quad (28)$$

Wird die Recovery-Time T_R vom Beginn des Zählpulses gerechnet, so gilt

$$T_R = \frac{b^2 \ln \frac{b}{a}}{2 K_+ U_o} \quad (29)$$

Eine Herabsetzung der beiden Zeiten kann man durch geeignete geometrische Dimensionierung erhalten. Aber auch durch äußere Schaltmittel ist es möglich, den Aufbau des Ionenschlauches bereits nach wenigen Millimetern Laufweg abzuberechnen, indem man die Spannung am Zählrohr mit Hilfe einer elektronischen Schaltung unter die Einsatzspannung senkt. Man benötigt dazu meist Pulse bis 200 V von etwa 10^{-6} sec Dauer. Dadurch bleibt der größte Teil des Zählrohrs von Ladung frei und ist wieder aufnahmebereit. Man erhält so eine Totzeit von einigen Mikrosekunden im Gegensatz zu 50 bis 100 Mikrosekunden im Fall ohne Gegenspannung.

Die Gasentladungsvorgänge im Geigerbereich können nun mit den angegebenen Formeln vollständig berechnet werden.

Anhang: Signalerzeugung in Gasentladungen durch Wanderung von Ladungsträgern

Gasentladungsdetektoren im Ionisationskammer- und Proportionalbereich sind dadurch gekennzeichnet, daß die statische Ladung an den Elektroden wesentlich größer ist als die durch Ionisation im Gas gebildete. Z.B. gilt für die statische Ladung im Parallelplattenzähler

$$Q_{\text{stat}} = C_{\text{Platten}} \cdot U_0 ;$$

wo U_0 die anliegende Spannung ist, im zylindrischen Zähler ist dies

$$Q_{\text{stat}} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{b}{a}} \cdot U_0 \cdot l \quad \text{mit } \epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-14} \text{ Asec/Vcm}$$

l = Länge des Zählrohres in cm.

Die durch Ionisation im Gas erzeugte Ladung ist

$$Q_{\text{ion}} = neA$$

wo n die Anzahl der gebildeten Ionenpaare und A die Gasverstärkung ist.

Typischerweise ist Q_{stat} für einen 30 cm langen Zähler bei einigen kV Spannung einige 10^{-8} Asec, die Ionisationsladung Q_{ion} bei z.B. 3000 primär gebildeten Ionenpaaren (100 keV Energieverlust) und einer Gasverstärkung von 10^4 um einige 10^{-12} Asec.

Da $Q_{\text{stat}} \gg Q_{\text{ion}}$, ist auch $U_0 \gg U_{\text{ion}}$, d.h. die Signalamplitude ist klein gegen die Hochspannung. Wird durch Ionisation ein Elektron im Gas am Ort r_1 gebildet, hat das dort herrschende Potential zwei Anteile, einen aus dem statischen Feld sowie einen aus dem durch die Ionisation entstandenen Feld.

$$U(r_1) = U_0(r_1) + U_{\text{ion}}(r_1)$$

Das gleiche gilt für die elektrostatische Energie des Elektrons

$$W_-(r_1) = W_{\text{stat}}(r_1) + W_{\text{raumladung}}(r_1)$$

Die Raumladungsenergie ist bei kleinen Gasverstärkungen ($A < 10^5$) praktisch zu vernachlässigen, bei höherem A, d.h. im beschränkten Proportional- sowie im Geigerbereich nicht mehr.

Die Gesamtenergie des Systems setzt sich wie folgt zusammen:

$$W_{\text{ges}} = \frac{1}{2} Q_{\text{stat}} (U_0(a) - U_0(b)) - \frac{1}{2} e U_0(r_1)$$

Wenn das Elektron unter dem Einfluß des Feldes vom Ort r_1 zum Ort r_2 wandert, ist die im Feld geleistete Arbeit

$$-e ((U_0(r_2) - U_0(r_1))) = \frac{1}{2} e U_0(r_1) - \frac{1}{2} e U_0(r_2) + \frac{1}{2} Q_{\text{stat}} U_{\text{ion}}$$

Hierbei ist angenommen, daß das Anodenpotential sich um U_{ion} ändert, das Katodenpotential jedoch konstant bleibt, da es signalmäßig auf Erdpotential liegt. Das Elektron wandert zur Anode a hin, das positive Ion von der Anode weg zur Katode b hin. Das Potential am Draht a wird also negativer. Wäre die Katode nicht geerdet, würde durch die Wanderung der Elektronen und Ionen in ihr ein positiv gehendes Signal influenziert worden. Bei der Mehrdrahtkammer, wie sie Charpak verwendet, ist dieses Problem anders. In der Umgebung des Drahtes, der die Elektronen aus der Ionisation aufnimmt, sind weitere Drähte gespannt, die über einen Widerstand geerdet sind. Durch das Wandern der Ladungsträger, also Elektronen von ihnen weg, Ionen teilweise auf sie zu, werden in diesen Drähten Spiegeladungen erzeugt, die ihrer Gesamtsumme der negativen Ladungsänderung auf dem Zähl draht entsprechen, d.h. an den Nachbardrähten steigt das Potential positiv an, jedoch mit geringerer Amplitude als beim Zähl draht. Die am Zähl draht a influenzierte Signalamplitude ist

$$U_{\text{ion}} = - \frac{e}{Q_{\text{stat}}} (U(r_2) - U(r_1)) = \frac{e}{c} \frac{U(r_2) - U(r_1)}{U(a) - U(b)},$$

wenn primär ein Elektron gebildet wird, U_{ion} wird n mal so groß, wenn n Elektronen erzeugt werden, bzw. nA mal so groß, wenn n Primärelektronen eine A-fache Gasverstärkung durch Lawinenbildung hervorrufen.

Betrachten wir zwei Beispiele. In Bild 19 sind die Verhältnisse

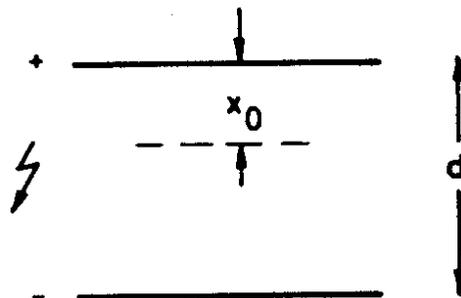


Bild 19
Ladungserzeugung in der Parallelplattenkammer

in einer Parallelplatten-Ionisationskammer dargestellt. Der Abstand der Platten sei d , die anliegende Hochspannung U_0 , das ist das elektrische Feld $E = \frac{U_0}{d}$. Im Abstand X_0 von der positiven Elektrode werden zur Zeit $t = 0$ Ionenpaare gebildet. Die Elektronen wandern mit der Driftgeschwindigkeit v_- zur positiven Elektrode, die Ionen mit der Driftgeschwindigkeit v_+ zur negativen Elektrode.

Dann ergibt sich für die Elektronensammlung, also bis zum zurückgelegten Weg $X_0 = v_- T_-$

$$U_{\text{ion}} = - \frac{ne}{c} \left(\frac{v_- t + v_+ t}{d} \right) \approx - \frac{ne}{cd} v_- t$$

Für die Zeit der Ionensammlung, d.h. bis zum gewanderten Weg $d - X_0 = v_+ T_+$, gilt

$$U_{\text{ion}} = - \frac{ne}{c} \left(\frac{v_+ t + X_0}{d} \right)$$

Insgesamt erhält man $U_{\text{ion}} = - \frac{ne}{c}$, Bild 20 zeigt den zeitlichen Verlauf des Signals an der Anode.

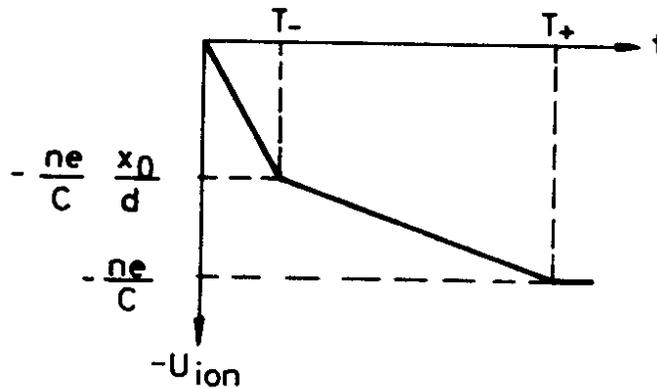


Bild 20
Signalform in der Parallelplattenkammer

Im zweiten Beispiel eines zylindrischen Feldes ist die Feldstärke durch

$$E = \frac{1}{r} \frac{U_0}{\ln \frac{b}{a}}$$

gegeben. Wegen dieser Feldverteilung ist die Elektronensammlung nicht so abhängig vom Ort des primär gebildeten Elektrons, da der große Potentialsprung in der Nähe des Zählrahtes (Anode a) geschieht. Hier ist beim Wandern der Ionen (Radius r_+) und der Elektronen (Radius r_-) im Proportionalbereich (Gasverstärkung A)

$$U_{\text{ion}} = - \frac{neA}{C} \frac{U(v_+) - U(r_-)}{U(a) - U(b)} = \frac{neA}{C} \frac{\ln \frac{r_+}{a} - \ln \frac{r_-}{a}}{\ln \frac{b}{a}} = - \frac{neA}{C} \frac{\ln \frac{r_+}{r_-}}{\ln \frac{b}{a}}$$

Die meisten Elektronen liegen mit dem Schwerpunkt der Lawine unmittelbar vor dem Draht, ihr Weg ist daher nur gering, die meisten Ionen müssen daher fast den ganzen Weg vom Draht bis zur Katode zurücklegen.

Wenn

$$t_0 = \frac{a^2 \ln \frac{b}{a}}{2K_+ U_0}$$

die Zeit ist, die die Ionen brauchen würden, um vom Radius $r = 0$ bis zum Drahtradius $r = a$ zu wandern, können wir daher nähern

$$\ln \frac{r_+}{r_-} \approx \ln \frac{t+t_0}{t_0} .$$

Somit wird die Pulsform durch

$$U_{\text{ion}} = \frac{neA}{2C \ln \frac{b}{a}} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right)$$

beschrieben. Der erste Teil des Anstiegs bis zur Elektronensammelzeit erfolgt sehr schnell, der zweite Teil durch die Ionenbewegung entsprechend langsamer, wie es Bild 21 zeigt.

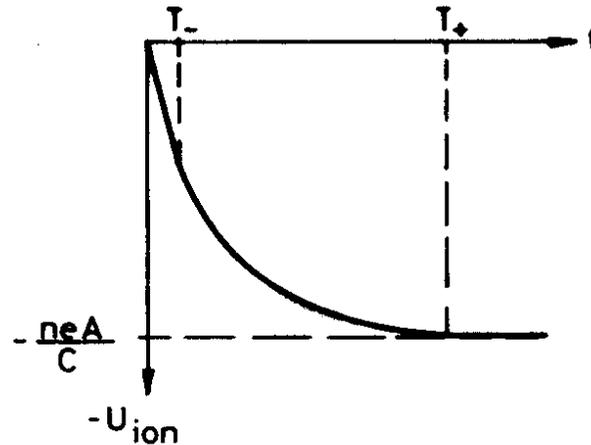


Bild 21
Signalform im Proportionalzähler

Der Anstieg wird bei $T_+ = t_0 \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right)$ beendet, dann wird

$$U_{\text{ion}} = - \frac{neA}{c}$$

Literatur

- 1 G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, Č. Zupančić, The use of multiwire proportional counter to select and localize charged particles, Nucl. Instr. and Meth., 62, 262 (1968)
- 2 H. Neuert, Kernphysikalische Meßverfahren, Karlsruhe, 1966
- 3 H.J. Stuckenberg, Untersuchungen über den Entladungsmechanismus in Proportional- und Auslösezählern Dissertation, Hamburg, 1957
- 4 W. Müller-Duysing, Untersuchungen über die Ausbreitung der Entladung in Auslösezählern, Diplomarbeit, Hamburg, 1959
- 5 S.A. Korff, The operation of proportional counters Rev.Mod.Phys. 14, 1 (1942)
- 6 D.H. Wilkinson, Ionization chambers and counters, Cambridge, 1950