

DESY - DOKUMENT

28. 4. 64

2. Exemplar

X

(A)

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON

DESY

DESY - E 1 - IN 1
Dezember 1963

ÜBER DIE EIGENSCHAFTEN VON FUNKENKAMMERN
UND HOCHSPANNUNGSTRIGGERN

von

U. Becker

2 HAMBURG-GR. FLOTTBEK 1, NOTKESTIEG 1

Einleitung : Entwicklung der Funkenkammer.

Teil A : Eigenschaften und Parameter der Funkenkammer.

- 1.) Gedächtnis,
- 2.) Gedächtnisverlust durch
 - a) Anlagerung (Bildung negativer Ionen),
 - b) Diffusion,
 - c) Reinigungsfelder,
 - d) Rekombination,
- 3.) Abrufung des Gedächtnisses,
- 4.) Fehler der Registrierung,

Teil B : Bau einer Versuchsfunkenkammer.

- 1.) Versuchsanordnung,
- 2.) Auslegung,
 - a) Quelle,
 - b) Mechanische Konstruktion,
 - c) Isolationsfragen,
 - d) Elektrischer Aufbau
- 3.) Kennlinien der Kammer,
- 4.) Versuch einer Deutung.

Teil C : Vergleich von Hochspannungstriggern.

- 1.) Vorbetrachtung,
- 2.) Trigger mit Nadelfunkenstrecke,
 - a) Aufbau und Funktion,
 - b) Vorversuche,
 - c) Hauptanlage,
 - d) Arbeitsdiagramm
- 3.) Trigger mit 3-Elektroden- Funkenstrecke.
 - a) Aufbau und Funktion,
 - b) Arbeitsdiagramm,
 - c) 4-Elektroden-Strecke
- 4.) Vergleich von Lebensdauer, Schnelligkeit, Aufwand.

Teil D : Betrieb einer grossen Folienkammer.

Zusammenfassung :

A. -An dem historischen Vorläufer der Funkenkammer, dem Parallelplattenzähler, beobachtete Keuffel ¹⁾ 1949 den Zusammenhang von Partikelbahn und Funkenort. Bella und Franzinetti ²⁾ veröffentlichten 1953 die ersten Photographien mit einer Ortsgenauigkeit von 1 mm. Unter Verlust der elektrischen Information verstärkte Henning ³⁾ den Funken, indem er einen von einem Koinzidenzsignal ausgelösten Zusatzimpuls zum statischen Potential der Platten gab. Stereo-Aufnahmen erlaubten genauere Aussagen über die Ortsgenauigkeit. Als erste legten Cranshaw und de Beer ⁴⁾ die gesamte Spannung gepulst an die Platten und verwendeten zwischenzeitlich Reinigungsfelder, wodurch die Empfindlichkeitsdauer in den Grenzen 0,1 bis 10 μ s kontrolliert geändert werden konnte.

Mit der Verwendung von Edelgasen und schnell ansteigenden Hochspannungsimpulsen gelang Fukui ⁵⁾ und Miyamoto die gleichzeitige Anzeige mehrerer Teilchen. Durch Glaselektroden und HF-Impulsgruppen wurde ein Nachlaufen des Funkens längs jeder möglichen Teilchenbahn erreicht.

Aufgrund dieser Beobachtungen entstanden die heute benutzten Funkenkammern. Sie bestehen i. a. aus ebenen oder zylindrischen Flächen beliebigen, leitenden Elektrodenmaterials mit einem auf etwa 5 % konstanten Abstand von etwa 5 bis 10 mm in Ne, (He) ((Ar)) von Atmosphärendruck. 0,1 bis 10 μ s nach dem Teilchendurchgang wird ein Feld von ca. 10^4 V/cm angelegt. Zwischen den Ereignissen liegt ein Reinigungsfeld von 0 - 200 V/cm an. Nach Vorgabe dieser Arbeitsbedingungen kann man noch die folgenden Grössen den Versuchsbedingungen anpassen:

- Geometrische Grösse,
- Wechselwirkungsmaterien
 (ab $2 \times 10 \mu$ Al Folie in Ne $\hat{=}$ $6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2 \text{ Plattenpaar (+ Gas)}}$)
- Vorwahl des Ereignisses durch Zähler und logische Schaltungen,
- Empfindlichkeitsdauer,
- Anordnung durch Unterteilung in Einheiten
- Magnetfelder

Diese Eigenschaften machten die Funkenkammer in Verbindung mit der Photographie geeignet für viele Experimente der neueren Hochenergiephysik, z.B. Neutrino^{6,7)}, ρ -Meson⁸⁾, seltene Zerfälle des μ -Leptons⁹⁾, Spektrometer¹⁰⁾ etc.

Um sich über die Vielzahl der Konstruktionsmöglichkeiten und der daraus folgenden Verwendbarkeit der Kammer einen Überblick zu schaffen, seien zunächst die Grundtatsachen des Arbeitsvorganges in ihrer zeitlichen Reihenfolge diskutiert.

Von Zählern registriert durchdringe zur Zeit $t = 0$ ein geladenes Teilchen die Kammer. Es hinterlässt im Gas n_0 Ionen bzw. Elektronen cm^{-1} , von denen nur die Elektronen im weiteren interessant sind. Sie stellen das Gedächtnis dar. Diese werden als Funktion der Zeit vermindert durch das Reinigungsfeld, Anlagerung an neutrale Gasmoleküle, Diffusion in die Elektrodenplatten und Rekombination. Nach der Zeit $t = \tau$ die von den Zählern, dem logischen Netzwerk und dem Hochspannungstrigger benötigt wird, liegt die Hochspannung an der Kammer. Sodann entsteht aus den verbliebenen Elektronen durch Gasvervielfachung eine Lawine, die nach ihrer Aufbauzeit τ_f zum Funkendurchschlag führt.

Teil A - Eigenschaften und Parameter der Funkenkammer

1.) Gedächtnis:

Es besteht aus den im Gas hinterlassenen freien Elektronen und ist am schwächsten ausgeprägt bei minimal ionisierenden Teilchen:

Tab. 1:

Gas	H ₂	He	He* 1,3% Ar	Ne	Ne* 1,2% Ar	Luft	Ar	Ar* 2% C ₂ H ₂	Xe	Lit.
$E \left[\frac{\text{eV}}{\text{cm}} \right]^*$	270	266	269	1330	1330	2060	2390	2390	7200	15) e
$\frac{\text{eV}}{\text{Ionenp.}}$	37	36	29,7	36,8	26,1	34,1	26,4	21,6	21,9	12, 13)
$\frac{\text{Elektr.}^*}{\text{cm}}$	7,3	7,4	9,0	36	51	54, 14) 60	90	111	330	14)

Die Werte sind auf 20 % genau.

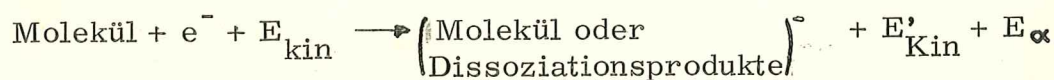
*) wahrscheinlichste Werte.

Nach Heisenberg¹⁵⁾ besteht die Spur aus Poisson-verteilten Grüppchen von je 2-3 Elektronen bzw. Ionen. (Ein minimal ionisierendes μ -Lepton hinterlässt auf 1 cm Bahnlänge in Sauerstoff unter 1 atm primär 22 Anstosselektronen mit Energien von ca. 50-100 eV. Diese ionisieren weitere Moleküle, so dass im Endzustand 50 Elektronen vorliegen).

2.) Gedächtnisschwund:

a) Durch Anlagerung

In Form einer chemischen Reaktionsgleichung (lautet der Sachverhalt)



Tab. 2

Substanz	H	He	N	O	O ₂	F	F ₂	Ne	Ar	Cl ₂
e ⁻ Affinität E _a	0,75	-0,53	-0,6	2,2	1	3,4	1	-1,2	-1	1 eV
Stosszahl $\bar{n}$	gross	∞	∞	?	$5 \cdot 10^3$	?	?	∞	∞	$\approx 5 \cdot 10^3$

Nach im Mittel $\bar{n}$ Stössen findet eine Anlagerung statt.

Die Daten wurden ^{16) 17)} entnommen und sind relativ grob, eine genaue Darstellung gibt Brown ¹⁸⁾.

Aus der Tabelle ist ein Vorteil der Edelgase vor Luft unmittelbar einzu-
sehen. Einen Anhaltswert über die Grössenordnung der Abnahme freier
Elektronen durch Anlagerung auf $n_0 \cdot e^{-1}$ sei gegeben.

mittlere freie Weglänge : $\lambda \approx 10^{-4}$ cm (Edelgas) Ne 1 atm
mittlere Elektronenenergie : $E \approx 5$ eV $\longrightarrow \bar{v} \approx 2 \times 10^8$ cm/s
Gasverunreinigung : 1 ‰ O₂

$$\tau = \frac{\lambda}{\bar{v}} 10^3 \times 5 \times 10^3 = \frac{10^{-4}}{2 \times 10^8} 5 \times 10^6 \text{ s} = 2,5 \mu\text{s}$$

$$n = n_0 \times e^{-\frac{t}{\tau}}$$

b) Durch Diffusion

Ein Verlust von Elektronen kommt dadurch zustande, dass die Elektroden
wegen des Kontaktpotentials ein Rückdiffundieren der sie berührenden Elek-
tronen verhindern können.

Die Diffusionsgleichung im freien Raum:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \Delta n$$

hat unter der Annahme einer Punktquelle von n_0 Partikeln bei $t = 0$ die eindimensionale Lösung (da nur die Richtung der Platten interessiert):

$$n(x, t) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}}$$

was eine Normalverteilung der zeitlichen Varianz $\sigma^2 = 2Dt$ ist.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron vom Ursprungsort $x = 0$ bei $t = t''$ mehr als $\sqrt{x^2} = \sqrt{Dt''}$ abweicht, ist 31,7 %. Da die Diffusionskonstante freier Elektronen nur grössenordnungsmässig bekannt ist,¹⁷⁾ genüge die Abschätzung:

$$D = \frac{\bar{v} \lambda}{3} \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8k}{\pi \cdot m}} \quad \longrightarrow \quad D = 2 \cdot 10^5 \cdot \lambda \cdot \sqrt{T} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}} \right]$$

mit $\lambda \approx 10^{-4}$ cm, $E \approx 5$ eV $\hat{=} 3,8 \times 10^4$ °K folgt $D \approx 3900 \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$. Dieser Wert kann bis zu einem Faktor 4 zu hoch liegen, da durch Polarisation der Gasmoleküle λ verkürzt wird. Die Zeit, nach der 31,7% der Elektronen Ortsabweichungen von der Grösse des Plattenabstandes (1 cm) erfahren, ist:

$$t'' = \frac{\bar{x}^2}{D} = \frac{1}{3900} \text{ s} = 256 \mu\text{s}$$

c) Durch Reinigungsfelder:

Eine im Gegensatz zu a) und b) kontrollierbare Löschung des Kammergedächtnisses erhält man mit Hilfe kleiner Felder ($E = 0 - 200 \text{ V cm}^{-1}$), welche die Ladungsträger aus dem Gas absaugen. Es sei $\bar{v} = \bar{v}(\frac{E}{p}, \text{Gas})$ die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, s_0 der Plattenabstand. Zur Zeit $t_G = \frac{s_0}{\bar{v}}$ sollte das Gedächtnis bis auf einen Rest, der vom Mittelwertcharakter von $\bar{v}$ (Geschwindigkeitsverteilung laut Engel¹⁹⁾ unsicher) und der Rückwärtsdiffusion herrührt, erloschen sein.

Die Grösse der Driftgeschwindigkeiten im interessierenden Bereich sei durch die folgende Darstellung gegeben:

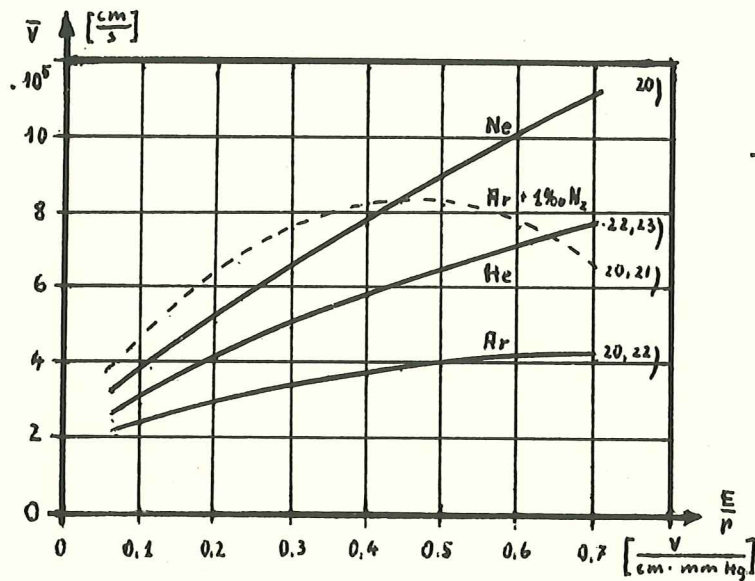


ABB. 1

Daraus ist zugleich ersichtlich, wie drastisch kleine Verunreinigungen (1 % N_2 in Ar) die Werte zu ändern vermögen.

Nach den vorliegenden Daten²⁴⁻²⁸⁾ über die Empfindlichkeitsdauer der Kammer ist t_G als obere Grenze anzusehen, die für kleinere Felder (0-20 V/cm) recht gut angenommen wird, für grössere Felder (≈ 200 V/cm) etwa einen Faktor 2 zu hoch liegt. Die gleiche Tendenz zeigen die eigenen Messungen in B_3 .

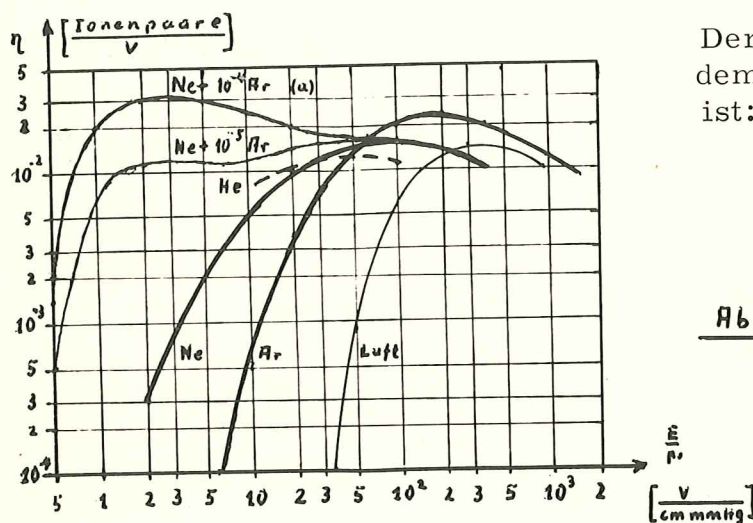
d) Die Rekombination ist auf Grund der unter 1) angegebenen Zahlen von Ionenpaaren ausserordentlich unwahrscheinlich. Ihr Einfluss auf das Gedächtnis ist um Grössenordnungen geringer verglichen mit a), b), c).

3. - Gedächtnisabfragung

Sieht man von den speziellen Bauformen der akustischen⁴⁷⁾ und der digitalen⁴⁸⁾ Funkenkammer ab, so besteht die Abrufung des Gedächtnisses darin, die verbliebenen freien Elektronen zu einem sichtbaren Funken zu verstärken. Die Sichtbarkeitsgrenze ist definiert durch die (spektrale) Empfindlichkeit des Films, die Bedingungen der Photographie und die Ansprechschwelle der auswertenden Apparatur. Unter "Normalbedingungen" (z. B. Blende 8, 23/10 DIN-Film) entspricht einem noch klar erkennbaren Funken eine Verlustenergie von ca. 5×10^{-3} Ws.

Das ist gleichbedeutend mit einer Energieverstärkung von $\approx \frac{5 \times 10^{-3} \text{ Ws}}{10^3 \text{ eV}}$
 $= 3 \times 10^{13}$, die mit einer Kondensatorentladung bei hinreichend grossen Spannungen mittels des Gasvervielfachungsmechanismus erreicht werden kann. Der Mechanismus bis zum Funkendurchschlag ist noch nicht ganz geklärt²⁶⁾ unter den vorliegenden Verhältnissen. Da die Funkenaufbauzeit τ_f kleiner als die Elektronendriftzeit ist, kommen nur die Ionisation durch Elektronen, der Photoeffekt an der Kathode und Photoionisation durch UV-Quanten als vervielfachende Prozesse in Frage¹⁶⁾ b. Raether²⁹⁾ beobachtete in Luft die Entwicklung einer Lawine mit $\approx 10^7 \text{ cm/sec}$, die nach einer kritischen Verstärkung von $e^{\alpha d} = 10^8$ Elektronen, (was etwa dem Meek'schen Kriterium¹⁶⁾ b gleichkommt) in eine Entladung ("Streamer") von $\approx 10^8 \text{ cm/s}$ umschlug, die dann schnell zum Durchschlag führte.

Eine Übersicht über die Brauchbarkeit der Gase bringt die Betrachtung des Gasvervielfachungskoeffizienten η :



Der Zusammenhang mit dem Townsend-Koeffizienten ist:

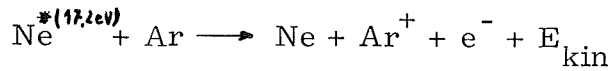
$$\alpha = \eta \cdot E$$

$$i = i_0 e^{\eta d}$$

Abb 2

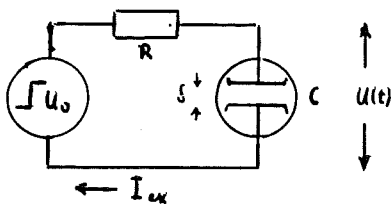
Da man bestrebt ist, τ_f klein zu halten, um Anzeigeverlust zu vermeiden, wählt man den Gasvervielfachungskoeffizienten η möglichst gross (6×10^{-3}). Aus Abbildung 2 ersieht man, dass mit Ne und He gefüllte Kammern mit gepulsten Feldstärken von $10 \text{ V/cm} \cdot \text{mm Hg} = 7,6 \text{ kV/cm}$ unter Normaldruck bei 1 atm empfindlich werden, in Ar dagegen erst mit $23 \text{ V/cm mm Hg} = 17,5 \text{ kV/cm}$. Dies befindet sich in Übereinstimmung mit den in der Literatur²⁶⁻³¹⁾ angegebenen Werten.

Ein deutliches Beispiel des Einflusses von Gasunreinheiten (Ne + 0,1 %o Ar) zeigt Kurve (a), In diesem Falle wird die Kammer schon bei geringerer Spannung ansprechen als in Ne allein: Der Grund dafür ist der Penning-Effekt (Stösse zweiter Art)



Eine charakteristische Grösse der Entladung ist die Aufbauzeit τ_f . Unter Funkenkammerbetriebsbedingungen ist sie i. a. kürzer als die Driftzeit zwischen den Elektroden. Eine etwa zutreffende Berechnung unter diesen Verhältnissen stammt von Dickey³²⁾ zur Ausdeutung der von Fletcher³³⁾ photographierten Oszillogrammen.

Für den Ersatzkreis gilt:



$$Q = C U(t) = C U_0 - \sum_{i=1}^N e \frac{N_i + (x_i)}{\delta} + \int_0^t I_{\alpha} dt'$$

$$C \frac{dU(t)}{dt} = - \frac{e \bar{v} N}{\delta} \exp \left(\int_0^t \alpha \bar{v} dt' \right) + I_{\alpha} \quad (N=1)$$

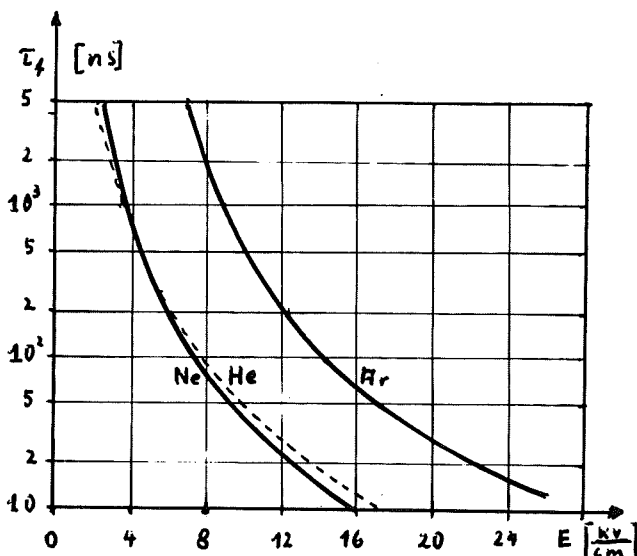
$$\tau_f \approx \frac{1}{\alpha \bar{v}} \ln \left(\frac{I_{\alpha} \delta}{e \bar{v} N} (1 + RC \alpha \bar{v}) \right) \quad (x)$$

Fischer und Zorn³⁴⁾ fanden die letzte Beziehung in guter Übereinstimmung mit ihren Messresultaten und gaben als gültige Näherungsformel

$$\tau_f \approx \frac{29,5 \pm 0,5}{\alpha \cdot \bar{v}} [\text{s}] \quad \text{für He, Ne, Ar an.}$$

Die Werte für α , $\bar{v}$ wurden dem Buch von Engel³⁵⁾ entnommen.

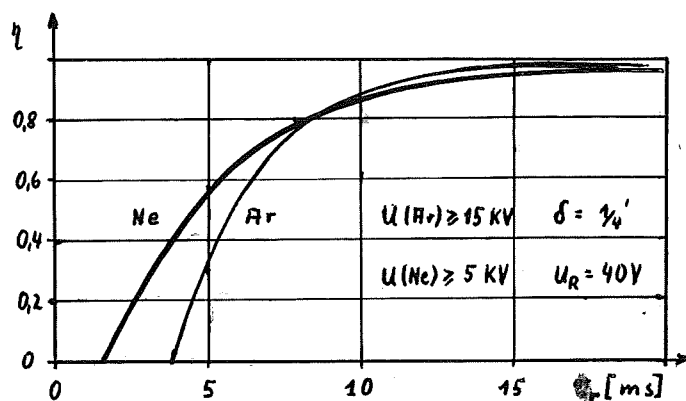
Abb. 3: Aus der Beziehung (x) berechnete Aufbauzeit τ_f .



Die Messpunkte von³⁴⁾ stimmen für $d = 6,6$ und $13,2 \text{ mm} \leq 20 \%$ $d = 1,56 \text{ mm} \leq 100 \%$ überein. Grund: Die Drift schädigt die Lawine³⁴⁾

4. - Fehler der Registrierung:

Ist der Mittelwert m der zwischen den Platten hinterlassenen Elektronen (grüppchen) gering, so besteht eine Wahrscheinlichkeit von e^{-m} , dass überhaupt kein Gedächtnis vorhanden war. Das Gleiche gilt für den Mittelwert, der nach Punkt 2) zur Zeit t des Hochspannungsimpulses verbliebenen Elektronen. Um τ_f klein zu halten, ist man gezwungen zu hohen Überspannungen, bezogen auf die Durchbruchsspannung mit $\tau_f \rightarrow \infty$ zu gehen. (s. Abb. 3) Das kann zu Fehlfunken Anlass geben. Beseitigt man durch ein Reinigungsfeld alle unerwünschten Ladungsträger und wählt den Hochspannungsimpuls so kurz, dass er gerade zum Durchschlag einer klar vorgebildeten Elektronenspur ausreicht, ($RC \approx 200$ ns) treten praktisch keine Fehlfunken mehr auf, was einer erzwungenen "Gleichspannungsfestigkeit" gleichkommt, wie sie von Culligan, Harting und Lipman²⁵⁾ bestätigt wurde. Nach Roberts und eigenen Beobachtungen treten im allgemeinen doch Fehlfunken an charakteristischen Stellen auf (Elektroden spitzen, -grate, längs der Isolation), die aber die Identifizierung nicht stören und bei sorgfältiger Konstruktion vermeidbar sind. Weitere Fehler können durch die Wiederezündung an der Stelle eines vorhergehenden Funkens auftreten. Typische Werte für die fehlerfreie Anzeige des nächsten Ereignisses gibt die Abb. 4:



³¹⁾ Beall, Cork, et al.

Nach Angaben von ²⁵⁾ kann durch Zusatz von Alkohol in Ar die Totzeit von 4 ms auf ≈ 1 ms gedrückt werden.

Bei der Beobachtung von Schauern in Funkenkammern^{36, 37)} erheben sich zwei Fragen:

- 1) Wieviele gleichzeitig einfallende Teilchen können durch Funken angezeigt werden?
- 2) Wie gross muss der Minimalabstand d_0 zweier Spuren sein, damit auch zwei Funken auftreten?

Im Fall 1) handelt es sich um konkurrierende Entladungen, deren schnellste im Endstadium die grösste Stromstärke erreicht und daher um Grössenordnungen heller als die anderen erscheint. Abb. 6 zeigt dies recht gut: Da über jede der Hochspannungsplatten I - IV ein Kondensator entladen wurde, hat man je zwei konkurrierende Entladungen, d.h. je ein Funken erreicht die volle Grösse und bricht damit die Entwicklung des anderen in einem Zwischenstadium ab. (z.B. zeigen die Funken in 2, 7 noch die typische "Streamer"-Struktur.) Die unterschiedliche Entwicklung hängt von statistischen Schwankungen in den ersten Stadien der Gasmultiplikation ab sowie von der Lage und Anzahl der lawinenauslösenden Elektronen, wie die starke Asymmetrie der Anzeigeempfindlichkeitskurven im Teil B2 auch vermuten lässt¹⁰⁾.

Zu Frage 2): Zwei parallele, mit der Geschwindigkeit v fliegende Teilchenströme von z.B. Elektronen erfahren eine abstossende Kraft durch ihr elektrisches und eine anziehende durch ihr magnetisches Feld.

$$\frac{K_{anz}}{K_{abst.}} = \frac{v^2}{c^2} = \beta^2 \ll 1$$

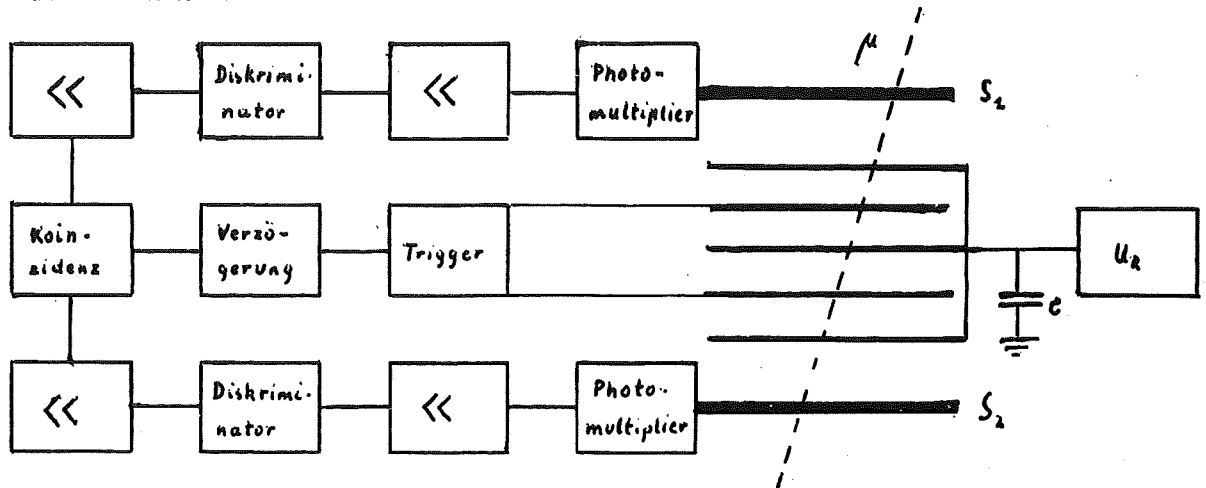
Das elektrische Feld von 10^9 Elektronen/cm in 1 mm Entfernung beträgt $E_1 \approx 0,4 \text{ V/cm} \ll E_2 \approx 10 \text{ kV/cm}$. Daraus folgt, dass selbst bei Kompensation der abstossenden Kraft durch die positiven Raumladungen, die magnetische Anziehung bedeutungslos bleibt.

Gut sichtbare Funken haben eine mittlere Breite von 1 mm. Es ist also realistisch, mindestens $d_0 \gg 2 \text{ mm}$ anzunehmen. Mit Hilfe von in der Funkenkammer erzeugten Anstosselektronen konnte positiv nachgewiesen

werden, dass unter den im Teil D vorliegenden Bedingungen ab $d_0 \gg 2,5 \text{ mm}$ sehr wahrscheinlich zwei Funken auftreten.

Teil B - Bau einer Versuchsfunkenkammer:

a) Blockschaltbild:



b) Funktion und Definitionen:

Ein geladenes Teilchen (μ -Lepton) passiere zur Zeit $t=0$ S_1 , die Kammer und S_2 . Es hinterlässt im Gas eine Spur von n_0 Ionenpaaren/cm. (siehe Teil A 1) Als Funktion der Zeit nimmt deren Anzahl, wie im Teil A 2 behandelt, auf den Wert $n(\tau)$ ab. Die Lichtblitze der Szintillatoren S_1 , S_2 werden in der Zeit τ_{PM} zu elektrischen Impulsen (von 90 % Maximalhöhe) umgeformt. Diese laufen in τ_V verstärkt und gegen Rauschimpulse diskriminiert zur Koinzidenz, die nach τ_K ihr Signal, - gleichbedeutend mit dem "richtigen" Teilchendurchgang; an den Hochspannungstrigger weitergibt, der noch τ_T benötigt, um die Spannung an die Kammer zu legen. Mit den $n(\tau)$ vorhandenen Elektronen baut das Feld eine Entladung auf, die nach τ_f zum Durchschlag führt.

Danach entfernt das Reinigungsfeld die grossen Ladungsträgermengen des Funkens, so dass nach einer Erholzeit τ_r , definiert durch 1 % Wahrscheinlichkeit zur Wiederzündung am alten Ort, das nächste Ereignis angezeigt werden kann.

2.) Auslegung:

a) Quelle:

Als natürliche Quelle durchdringender Partikel wird die kosmische Strahlung benutzt, die in Meereshöhe mit der Intensität:

$$I = 1,14 \times 10^{-2} \frac{\text{Teilchen}}{\text{sec cm}^2 \text{sterad}}$$

etwa in der Zusammensetzung

$$\begin{array}{ll} \text{a) } 69 \% \mu\text{-Leptonen} & \left. \begin{array}{l} \text{b) } 1 \% \text{ Nukleonen, etc} \\ \text{c) } 26 \% \text{ Elektronen} \\ \text{d) } 4 \% \gamma\text{-Quanten etc} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{harte} \\ \text{weiche} \end{array} \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \text{Komponente } 15)_b$$

einfällt. Die weiche Komponente wird durch die Materie der Zimmerdecke und der Kammer fast ganz absorbiert.

Zur Registrierung der "richtig" durch die Kammer gelaufenen Partikel (μ -Leptonen) dient die koinzidente Anzeige zweier 931-A Photomultiplier (RCA) mit seitlich angesetzten Plastik (Ne102)-Szintillatorstücken von $8 \times 8 \times (1,2)$ cm in einem Mindestabstand von 18 cm, woraus sich bei einer

Einzelzählrate von $N_1 = N_2 = 63,9 \text{ min}^{-1}$ eine Anzahl von Koinzidenzen $N_K = 6,3 \text{ min}^{-1}$ ergibt

Bei dieser Anzahl von Ereignissen ist eine visuelle Auswertung gut möglich. Die Auflösung der Koinzidenz ist $2\tau = 35 \text{ ns}$, die der gesamten Apparatur 100 ns , so dass $N_z = 2\tau N_1^2 = 6,8 \cdot 10^{-6} \text{ min}^{-1}$ der Koinzidenzsignale als zufällig anzusehen sind.

b) Mechanische Konstruktion:

Es wurde eine Kammer konstruiert, die - vollkommen zerlegbar - ein Auswechseln und Reparieren aller Teile gestattet. (Abb. 5) Die Methode eignet sich auch zum Bau grösserer Kammern, wie sie z. B. im μ -Depolarisations-Experiment von Engler und Rohde verwendet werden. (60 x 60 cm)

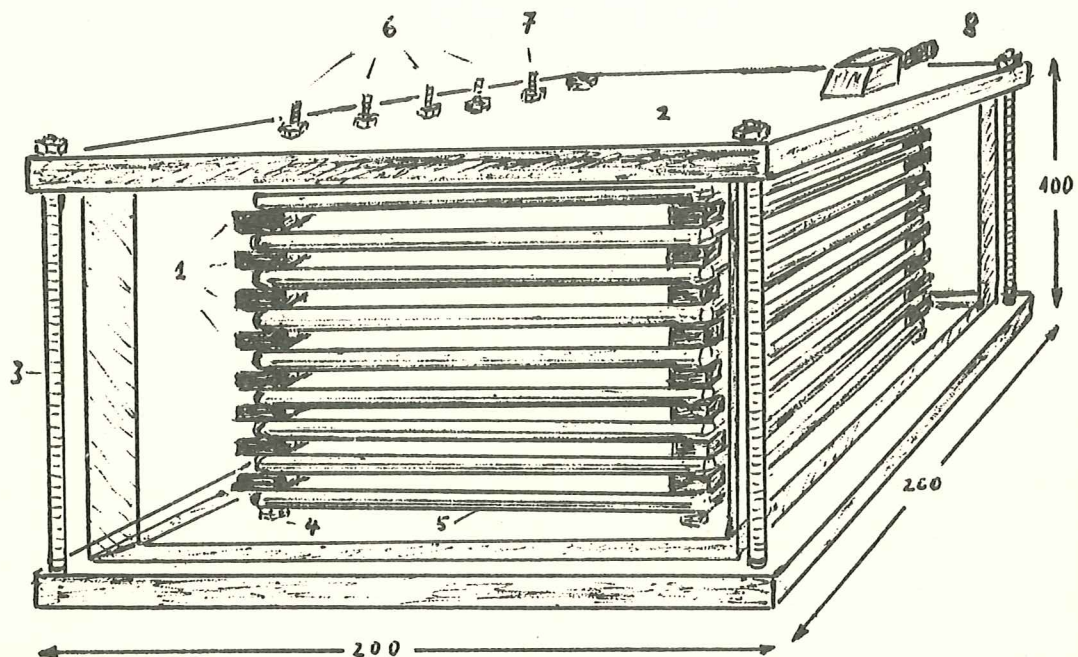


Abb. 5 - Versuchsfunkenkammer

- 1. - Distanzstücke 5 mm PVC
- 2. - Deckel, gedichtet durch O-Ring
- 3. - Zugspindel zum Andrücken des Deckels
- 4. - Zugspindel zur Plattenhalterung
- 5. - Al-Platten 5 mm dick, Kanten abgerundet, Fläche 10 x 10 cm
- 6. - Hochspannungsanschlüsse
- 7. - Masse
- 8. - Gaseinlass

Sie sind relativ leicht abzudichten und gestatten bei entsprechendem Wandmaterial einen guten optischen Einblick. Der Plattenabstand sollte auf $\approx 5\%$ genau eingehalten werden, da bei einer Abweichung von $\approx 8\%$ schon 25% Anzeigeverlust gemessen wurden.

Die Kammer wurde einige Tage lang evakuiert, um Oberflächenfeuchtigkeit und organische Dämpfe zu entfernen. Sodann wurde sie mit Gas gefüllt und verschlossen. Obwohl sich nach zwei Wochen die maximale Empfindlichkeit bei $U_R = 0$ und $\tau = 300$ ns nicht wesentlich geändert hatte, verschoben sich doch die Kennlinien derart, dass die Kammer später nur unter einem stetigen Gasfluss betrieben wurde.

Eine gewisse Schwierigkeit besteht darin, dass die Platten an den Kanten funken. Sie wurde bei der vorliegenden Kammer umgangen, indem die Platten 5 mm dick gewählt wurden, so dass ihre Kanten ausreichend abgerundet werden konnten.

c) Isolationsfragen:

Es zeigte sich, dass bei 1 mm dicken Platten weder ein Abrunden der Kanten noch zwei Lagen von Standard-Scotchtape 60 Randfunken verhindern konnten. Das Polyester-Klebband 56 der 3 M-Comp. erwies sich dagegen als hochspannungsfest.

Beim Ausmessen der Kennlinien lief die Kammer einige Stunden bei niedriger Anzeigewahrscheinlichkeit und hohen Impulsfeldstärken von 24 kV/cm. Dabei traten zuerst vereinzelt, später ausschliesslich Funken entlang der Plexiglas-Distanzstücke auf, was auf die Bildung eingebrannter Kohlenstoffpfade zurückzuführen ist. Die Stücke wurden durch gleiche aus PVC ersetzt, die bis zu 28 kV/cm aushielten. Dadurch wurde ein einwandfreies Arbeiten der Kammer mit Ar, welches eine dreifach höhere Spannung als He, Ne benötigt, möglich. In allen Fällen, wo die Elektrodenisolierung durch Plexiglas geschieht, (dies ist meistens üblich) empfiehlt sich daher die Verwendung von He und Ne als Füllgas.

d) Elektrischer Aufbau:

Der dominierende Gesichtspunkt für die Auslegung der Elektronik ist ihre gesamte Laufzeit, sie muss zum Arbeiten der Kammer kleiner als die kürzest mögliche Gedächtniszeit des Gases sein. Dies zwingt dazu, nicht nur die Anstiegsflanke sondern auch die Verzögerung bis zum Beginn derselben jedes einzelnen Schaltelements zu betrachten³⁹⁾. Aus diesem Grunde sind viele der herkömmlichen Apparate, wie z.B. Kettenverstärker, Diskriminatoren, etc. ungeeignet. Man wird daher zu möglichst wenigen schnellen und leistungsstarken Schaltelementen übergehen müssen. Unter diesen Gesichtspunkten wurde eine Elektronik mit Hilfe der zwei (relativ) schnellsten Breitbandpentoden E280F und E810F gebaut. (siehe Anhang)

Da der neunstufige Photomultiplier 931-A eine kleine, unempfindliche Kathode besitzt, war ein verhältnismässig grosser Arbeitswiderstand von 1,2 k Ω nötig, um Impulse von brauchbarer Höhe zu erhalten. Die damit verbundene Anstiegsverschlechterung auf 6 ns entspricht dem maximal möglichen Anstieg des folgenden Verstärkers, (bedingt also keinen wesentlichen Zeitverlust). Ein Kathodenfolger gibt den Impuls über ein Kabel an eine weitere Verstärkerstufe ähnlichen Aufbaus (Fig. 2). Eine nach Garwin vervollständigte Rossi-Koinzidenz löst direkt oder über eine Verzögerungsstufe von 0,15 - 20 μ sec (Fig. 3) den Hochspannungstrigger (Fig. 4) aus. Letzterer wird im Teil C genauer beschrieben. Mit dieser Anordnung erreicht man (mit einem Oszillograph Tektronix 581 gemessen) die folgende auf 90 % Impulshöhe bezogene Zeitbilanz:

Photomultiplier	$\tau_{PM} \approx 30$ ns (geschätzt)
Verstärker	$\tau_V \approx 20$ ns
Koinzidenz	$\tau_K \approx 15$ ns
Hochspannungstrigger	$\tau_T \approx 70$ ns
min. Gesamtverzögerung	135 ns
mit Verzögerungsstufe	300 bis 2×10^4 ns
Funkenaufbauzeit	$\tau_f \approx 10$ ns

3.) Messung der Kammerkennlinien:

Es sei η das Ansprechvermögen der Kammer

U_R die angelegte Reinigungsspannung

τ die Zeit zwischen Teilchendurchgang und Anzeige

Die zwei Kurvenscharen $\eta = \eta(U_R)$ mit dem Parameter τ

und $\eta = \eta(\tau)$ " " " " U_R

gehen durch Umzeichnen auseinander hervor und seien in Analogie zur Röhrentechnik "Kennlinien" genannt.

Unter den günstigsten Bedingungen: $U_R = 0$, $\tau = 300$ ns begann die Kammer im Helium ab 5,5 kV zu arbeiten, erreichte bei 6,5 kV $\eta = 0,85$ und wurde bis 14 kV nicht mehr besser.

In Ar lag der Beginn bei 8,5 kV ab 14 kV war $\eta = 0,97$ konstant. Der Einsatzpunkt des Arbeitens erweist sich zugleich als recht gutes Kriterium für die Gasreinheit, da schon geringe Zusätze von Luft ihn zu höheren Spannungen verschieben.

In der zuvor beschriebenen Kammer, die aus 9 Platten von 10 x 10 x 0,5 cm im Abstand von 0,5 cm besteht, wurde unter den Bedingungen:

13 kV Exponentialimpuls mit RC = 750 ns

1,5 nF Entladekondensator pro Hochspannungsplatte

He von 760 mm Hg mit einem Durchfluss von 2 l/h

die Kennlinien ausgemessen. Ihre Darstellung geben Abb. 7 und Abb. 8.

Für jeden Messpunkt wurden mindestens 50 Ereignisse ausgewertet.

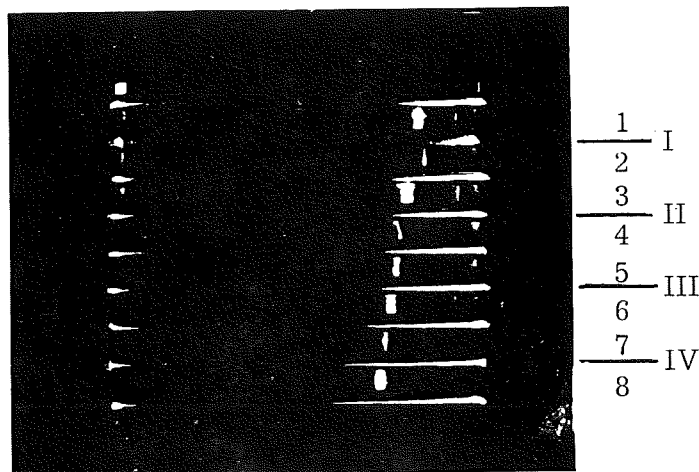


Abb. 6

Blende 22
36/10 DIN
Polaroid

In Argon wurde $\eta = \eta(U_R, \tau)$ stichprobenartig gemessen und eine Übereinstimmung mit den von Culligan, etc.²⁵⁾ angegebenen Kurven festgestellt.

4.) Versuch zur Deutung der Kennlinien:

Allgemein sei festgestellt, dass in der bekannten Literatur^{24-28, 31)} viele Messungen der Kammerkennlinien vorliegen, Deutungsversuche jedoch nur bei^{26, 40)} gemacht zu sein scheinen.

Zunächst bedarf die Tatsache, dass selbst bei 250 % der normalen Arbeitsspannung der Kammer in He keine volle Anzeige erreicht werden konnte, einer Erklärung. Nimmt man an, dass ein minimalionisierendes μ -Lepton Poisson-verteilt eine mittlere Anzahl von m -Ionen/Elektronen-Päckchen im Gas zwischen den Elektroden hinterlässt, so besteht noch eine Wahrscheinlichkeit von e^{-m} kein Grüppchen zu finden. Die Anzeige kann also höchstens $\eta = 1 - e^{-m}$ werden.

Rückschliessend würde man bei $\eta = 0,85$ also in der Kammer $m \approx 2$ Elektronengrüppchen im Elektrodenzwischenraum von 0,5 cm erwarten.

Setzt man diese Deutung als richtig voraus, so müsste das Auftreten einer diskreten Anzahl $0 \leq n \leq 8$ Funken als Ereignis E einer Binomialverteilung

$$W(E + \bar{E}) = 1 = \sum_{n=0}^8 \binom{8}{n} (1 - e^{-m})^{8-n} (e^{-m})^n$$

gehorchen. Der Vergleich mit der Verteilung experimenteller Werte zeigt eine sehr gute Übereinstimmung für $m = 1,8 \pm 0,1$ (Abb. 9).

Nach Heisenberg¹⁵⁾ (s. o.) liegen in O_2 Grüppchen mit 2-3 Elektronen vor, in He dürften es wegen der höheren Bildungsenergie pro Ionenpaar weniger sein. Demnach liegen in dem 0,5 cm breiten mit He gefüllten Zwischenraum 3,7 Elektronen (s. Teil A 1) in 1,8 Gruppen vor, d.h. jedes primäre Anstoss (δ)-Elektron (100 eV) erzeugt im Mittel ein weiteres. Die Methode ist also geeignet, die Anzahl der primär erzeugten Elektronen abzuschätzen!

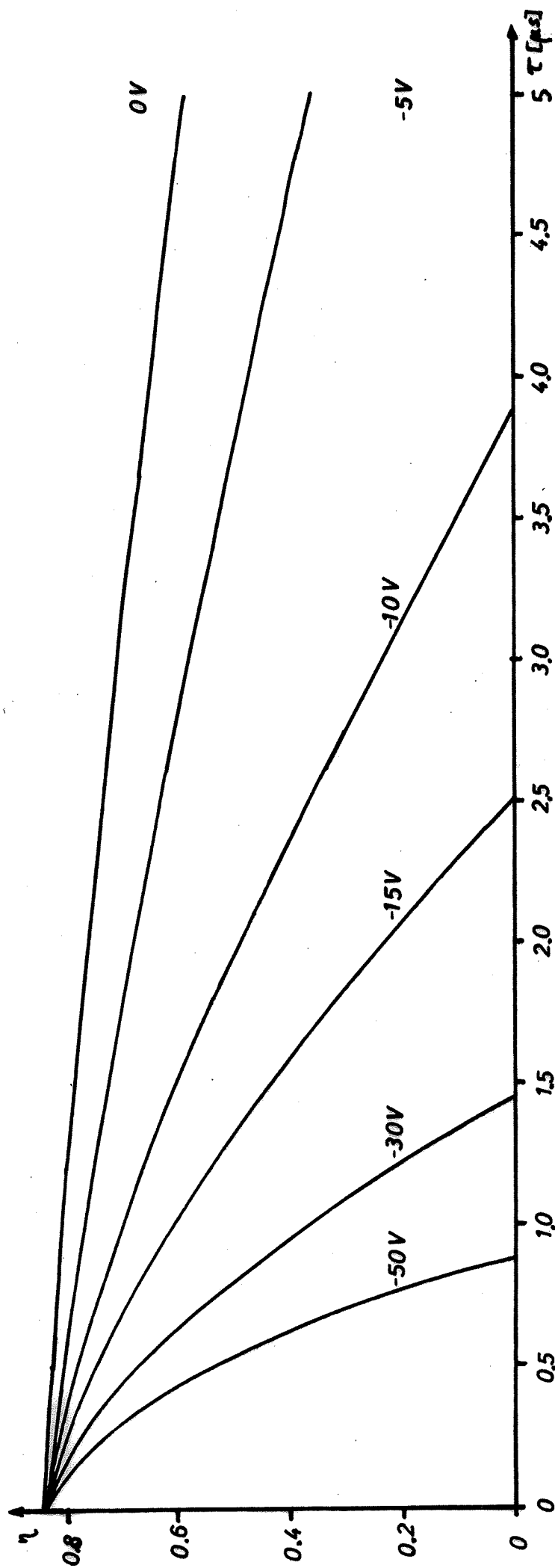


ABB.10 ANSPRECHVERMÖGEN als Funktion der VERZÖGERUNG Parameter: U_a (dem Impuls entgegengerichtet)

$$\eta(U_a, \tau, t') = \left(1 - e^{-m\left(1 - \frac{\bar{v}(U_a) \cdot \tau}{s}\right) e^{-\frac{t'}{\tau}}}\right)$$

Werte berechnet nach Beziehung: (a)

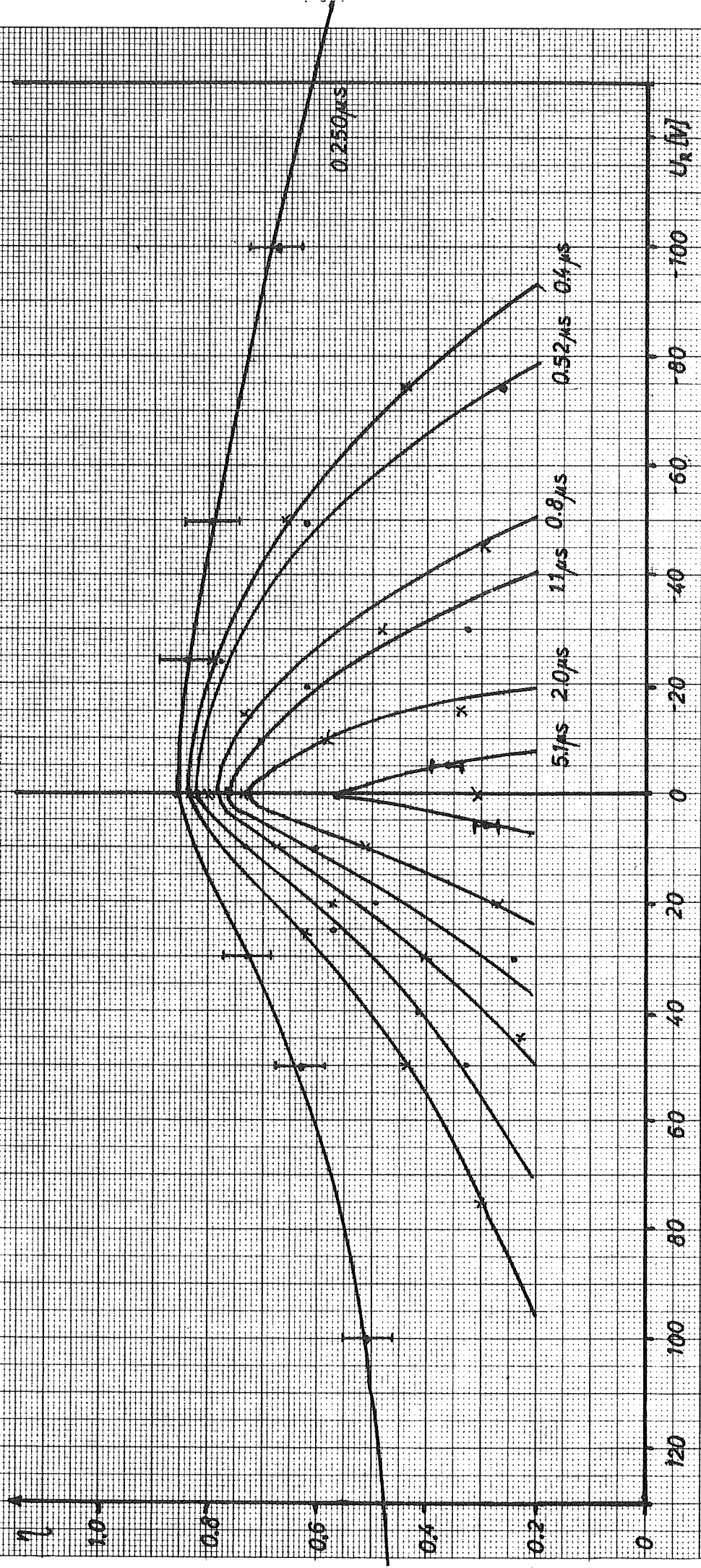
Driftgeschwindigkeit $\bar{v}(U_a)$ s. ABB.11

ABB.7 ANSPRECHVERMÖGEN η als Funktion des REINIGUNGSFELDES U_k Parameter: Gesamtverzögerung τ

Versuchskammer (s.ABB.5)

1 atm He Fluß: $2 \frac{1}{h}$

Impuls: 13.2 kV RC = 750 ns



Feld und Impuls gleicher Polarität

Feld umgekehrt zur Impulspolarität

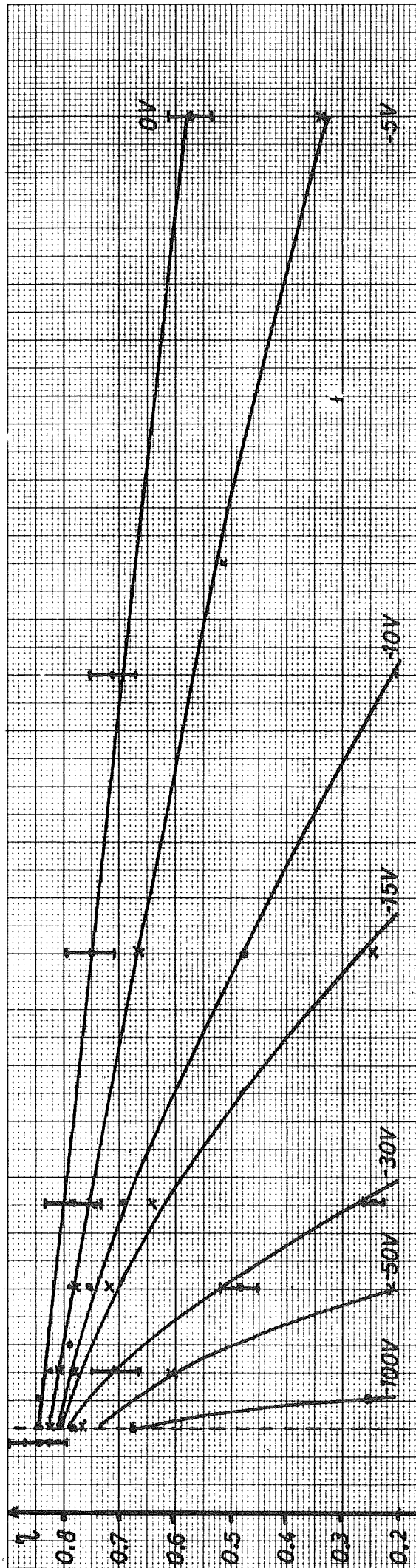


ABB.8a ANSPRECHVERMÖGEN als Funktion der VERZÖGERUNG Parameter: U_k (dem Impuls entgegengerichtet)

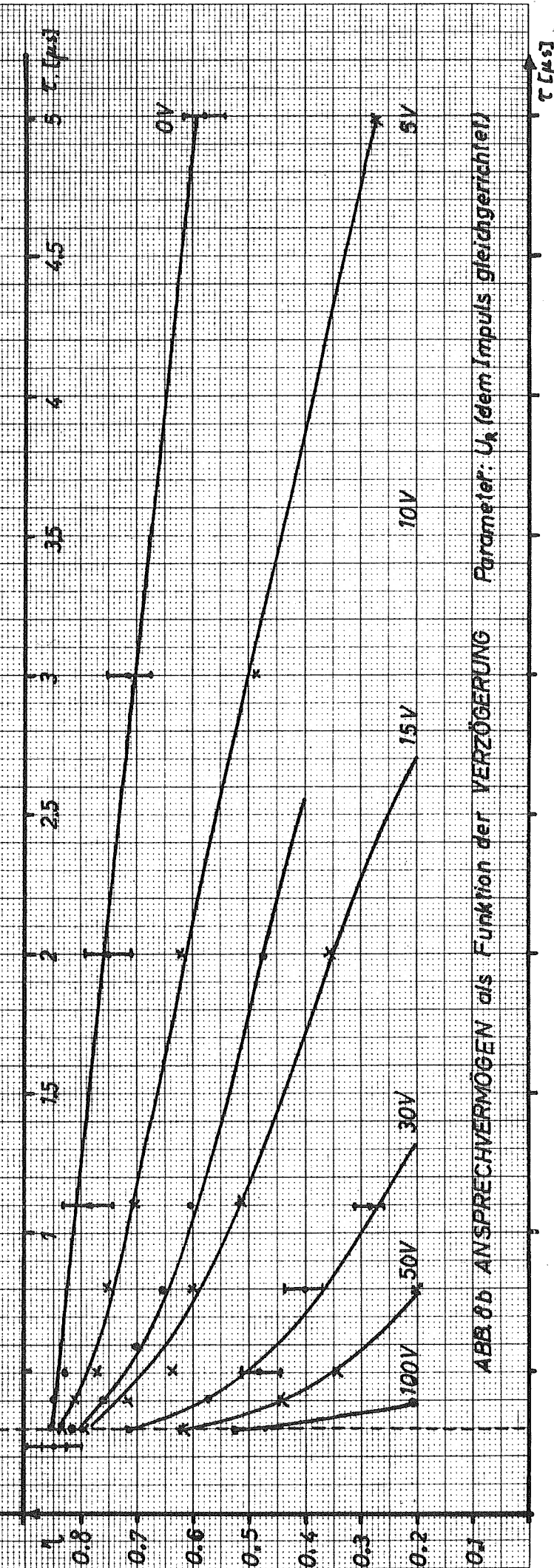


ABB.8b ANSPRECHVERMÖGEN als Funktion der VERZÖGERUNG Parameter: U_k (dem Impuls gleichgerichtet)

$n = \text{Anzahl von Versuchen / Funken}$

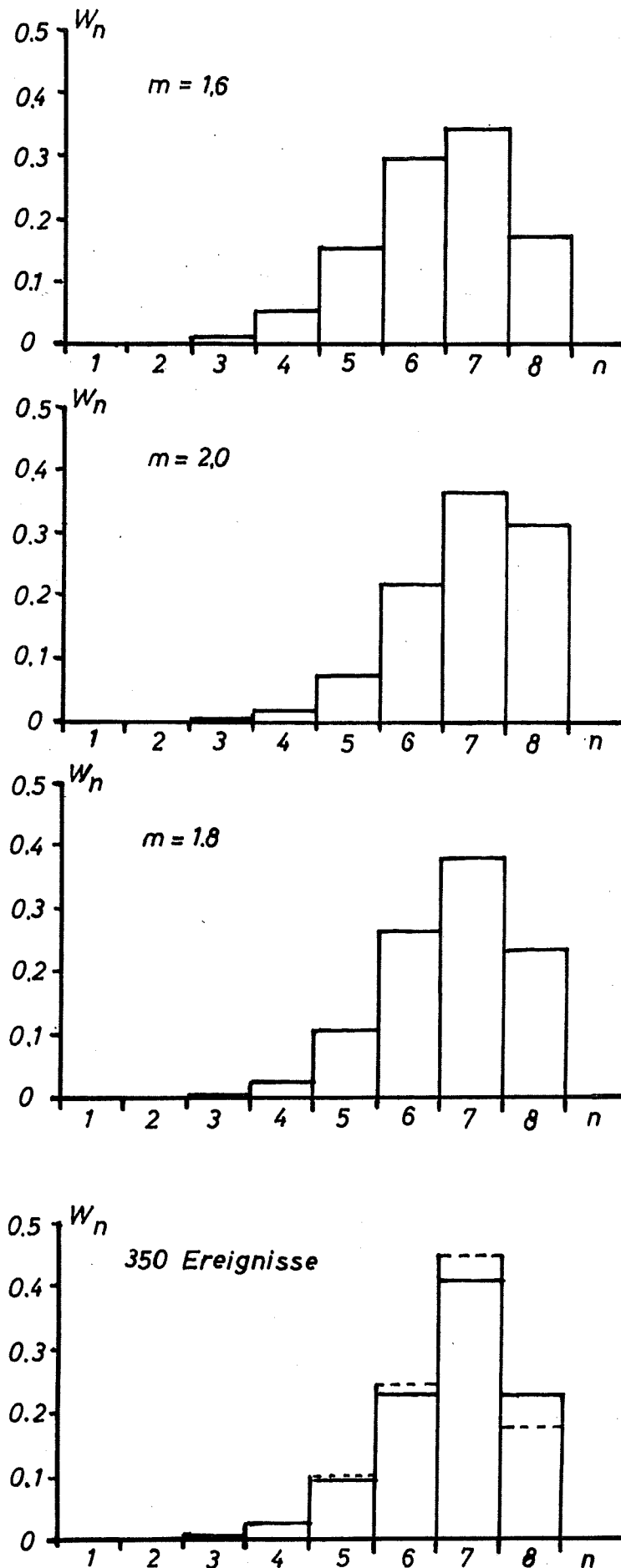


ABB.9 Verteilung der Häufigkeit einer diskreten Anzahl n von Funken im Vergleich mit der Theorie

Ist m = Mittelwert der Poisson-verteilten Ionenpäckchen im Elektrodenzwischenraum, so tritt das Ereignis E = Erfolg; Funken; mit der Wahrscheinlichkeit: $W(E) = 1 - e^{-m}$ ein.

Bei 8 Versuchen gehorcht die Anzahl der Erfolge $0 \leq n \leq 8$ der Binomialverteilung:

$$W(E+(E)) = 1 = \left((1 - e^{-m}) + e^{-m} \right)^8 = \sum_{n=0}^8 \binom{8}{n} (1 - e^{-m})^n (e^{-m})^{8-n}$$

Im Vergleich zeigt sich recht empfindlich: $m = 1,8 \pm 0,1$

----- Korrektur, ein Zwischenraum war $\approx 8\%$ zu gross, Anzeigeverlust $\approx 25\%$.

In Ar wäre $m \approx 20$ und damit kein spürbarer Anzeigeverlust messbar. Dies wurde auch festgestellt. Nimmt man an, die Kammer sei so eingestellt, dass sie auf Grund eines Elektrons bereits einen "richtigen" Funken erzeugen kann, so kann die Anzeigewahrscheinlichkeit unter Vernachlässigung von Diffusion und Rekombination durch folgenden analytischen Ausdruck beschrieben werden:

$$\eta(u_R, \tau, t') = 1 - e^{-m(1 - \frac{v(u_R) \cdot \tau}{s})e^{-\frac{\tau}{t'}}} \quad (a)$$

Dabei ist η = Ansprechwahrscheinlichkeit
 m = Mittelwert der Elektronenhäufchen/ s_0
 $v(u_R)$ = Elektronendriftgeschwindigkeit als Funktion von U_R
 S_0 = Plattenabstand
 s_0 = Abstand des entferntesten Elektrons von der Anodenplatte
 t' = e^{-1} -Zeit der Anlagerung

Die Elektronen werden durch die Abdrift linear und von der Anlagerung exponentiell vermindert, die Berücksichtigung der Häufchenstruktur und der Poisson-Verteilung liefert dann (a). Abb. 10 zeigt die nach (a) errechneten Kurven. Es wurde $t' = 7,2 \mu s$ zur Anpassung der Kurve $\eta(0, \tau)$ gewählt. Dies entspricht (Teil A 2) einer Gasunreinheit von Luft und Kleberdämpfen entsprechend 0,35 ‰ O_2 -Äquivalent und scheint in seiner Größenordnung vernünftig. Für die anderen Kurven wurde $\bar{v}(U_R)$ als freier Parameter vorgegeben. Die Abb. 11 zeigt in wie weit das gerechtfertigt ist.

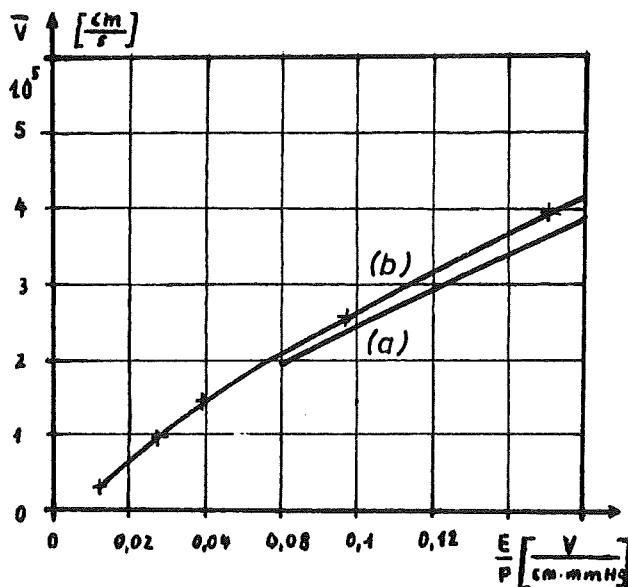


ABB. 11

- (a) in spektralreinem Helium
Messungen von 21, 22)
- (b) als Parameter gefordert bei
He + 0,35 ‰ O_2 -Äquivalent
 $S = S_0 - x_0/2$
 $x_0 = S_0/m$ = mittlerer Abstand
zweier Elektronen-
grüppchen

Die Diskrepanz ist verständlich, wenn man z. B. den Einfluss von 1 ‰ N_2 auf $\bar{v}$ in Argon betrachtet. (s. Abb. 1)

Damit ist gezeigt, dass im Falle eines Reinigungsfeldes umgekehrt zum Hochspannungsimpuls die Beziehung (a) die Kurvenschar $\eta(U_R, \tau)$ richtig beschreibt.

Auch die Kennlinien von z. B. Kaftanov²⁷⁾ und Baynkov²⁸⁾ zeigen eine gute Übereinstimmung mit diesen Berechnungen.

Falls das Reinigungsfeld und der Hochspannungsimpuls gleiche Polarität haben, scheinen andere Verhältnisse vorzuliegen, die auf der Abhängigkeit des Lawinaufbaus vom Ort der primären Elektronen beruhen dürften⁴⁰⁾.

Die nach Raether²⁹⁾ für die schnellere "Streamer"-Entladung kritische Gasverstärkung $e \approx 10^8$ wird u. U. nicht erreicht, da der Abstand $d = s - \bar{v}(U_R) \cdot \tau$ der startenden Elektronen von der Anodenplatte bereits zu klein ist. Das bedeutet eine längere Aufbauzeit, sie wurde von Fischer und Zorn³⁴⁾ bei einem Plattenabstand von $s_0 = 1,56$ mm beobachtet.

Burleston, Roberts et al.¹⁰⁾ stellten ebenfalls die Asymmetrie der Kennlinien bezüglich des Reinigungsfeldes fest.

Meyer⁴⁰⁾ gibt punktweise Berechnungen für $\eta(\tau = \text{const}, U_R) = 1 - e^{-1}$ an. Leider lässt sich aus seinen Betrachtungen keine zutreffende Beziehung analog zu (a) für den Verlauf der Kennlinien mit dieser Polarität des Reinigungsfeldes ableiten.

Teil C - Vergleichende Untersuchung von Hochspannungstriggern unter besonderer Berücksichtigung der Funkenstrecke

1) Vorbetrachtung:

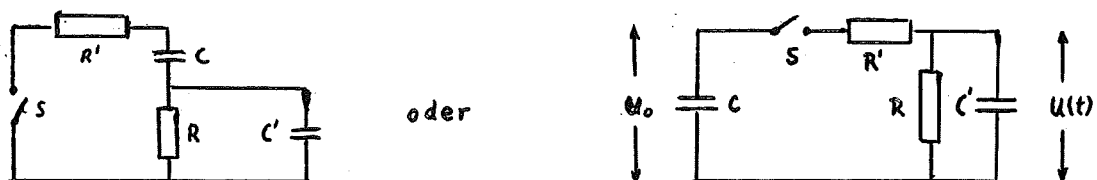
Es ist die Aufgabe eines Triggers, nach dem logischen Signal in möglichst kurzer Zeit einen schnell ansteigenden, stromstarken Hochspannungsimpuls zu erzeugen. Es seien noch einmal die Argumente für eine geringe Gesamtverzögerung gegeben:

- a) kleine $(\omega \times B)$ -Versetzung bei Kammern im Magnetfeld,
- b) kürzeres Kammergedächtnis bedeutet höhere zulässige Teilchenströme und besseres zeitliches Auflösungsvermögen.

Eine Minimalkalkulation für alle Schaltelemente ohne Konstruktionsangaben enthält die Arbeit von Fischer und Zorn³⁹⁾. Im allgemeinen wächst mit der Schnelligkeit eines elektronischen Systems zugleich dessen Instabilität.

Da die Gesamtverzögerung des Systems ausschlaggebend ist, wurde dem Trigger eine Schaltzeit von der Grössenordnung der Photomultiplierlaufzeit, d.h. 30 bis 40 ns für 56 AVP, zugebilligt.

Dadurch scheiden von vornherein alle Thyratrons als Hochspannungsschalter aus, da sie selbst unter besten Verhältnissen erst in ca. 80 ns durchbrechen. Ein weiterer Grund gegen ihre Verwendung liegt darin, dass ihr maximaler Schaltstrom die Grössenordnung von 10^3 A hat. Das verlangsamt die Anstiegsflanke des Hochspannungsimpulses, speziell bei Kammern mit hoher Eigenkapazität, wie man sich durch die folgende Betrachtung des charakteristischen Entladungskreises klarmachen kann:



Der auf die Spannung U_0 aufgeladene Kondensator C wird vom Schaltelement S mit dem Innenwiderstand R' mit der Kammer der Eigenkapazität C' und einem Parallelwiderstand R zur Zeit $t = 0$ verbunden.

Für den Einschaltvorgang gilt die Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 U(t)}{dt^2} + \left(\frac{1}{R'C'} + \frac{1}{R'C} + \frac{1}{R'C'} \right) \frac{dU(t)}{dt} + \frac{1}{R'C'RC} U(t) = 0$$

Sie hat unter den Anfangsbedingungen:

$$U(0) = U(\infty) = 0 \quad \text{und} \quad \left. \frac{dU}{dt} \right|_0 = \frac{U_0}{R'C}$$

die Lösung:

$$U(t) = \frac{2 U_0}{R'C'} \frac{e^{-\left(\frac{1}{R'C'} + \frac{1}{R'C} + \frac{1}{R'C'}\right) \frac{t}{2}}}{\sqrt{\left(\frac{1}{R'C'} + \frac{1}{R'C} + \frac{1}{R'C'}\right)^2 - \frac{4}{R'C'RC}}} \sin \sqrt{\left(\frac{1}{R'C'} + \frac{1}{R'C} + \frac{1}{R'C'}\right)^2 - \frac{4}{R'C'RC}} \frac{t}{2}$$

Unter der Voraussetzung: $R'C', R'C \ll RC', RC$ erhält man die Näherung:

$$U(t) = \frac{C}{C + C'} U_0 \left(e^{-\frac{t}{R'(C+C')}} - e^{-\frac{t}{R'(C+C')}} \right)$$

Aus der Voraussetzung folgt zugleich: $R'(C + C') \ll R(C + C')$. Damit weiss man den Spannungsverlauf an der Kammer unter der Bedingung, dass kein Funken entsteht. Der Impuls steigt exponentiell mit $R'(C + C')$ an, erreicht nicht ganz den vom kapazitiven Spannungsteilerverhältnis vorgegebenen Wert und verschwindet exponentiell mit $R(C + C')$. Da C und C' i. A. festliegen, bestimmt R' = Innenwiderstand des Schalters die Anstiegsflanke.

Betrachtet man die Energie des Ersatzkreises vor und nach dem Einschalten, so besteht die Differenz:

$$\Delta W = \frac{1}{2} C U_0^2 - \frac{1}{2} (C + C') U_{\max}^2(t) \approx \frac{1}{2} \frac{C'}{C + C'} C U_0^2$$

Dieser bei grossen Kammern beträchtliche Wert kann bei geringen Ohm'schen Verlusten nur in Form von Schwingungen abgestrahlt werden. Die Elektronik muss daher störunanfällig und gut abgeschirmt gebaut werden; eine Beobachtung des Hochspannungsimpulses wird sehr erschwert.

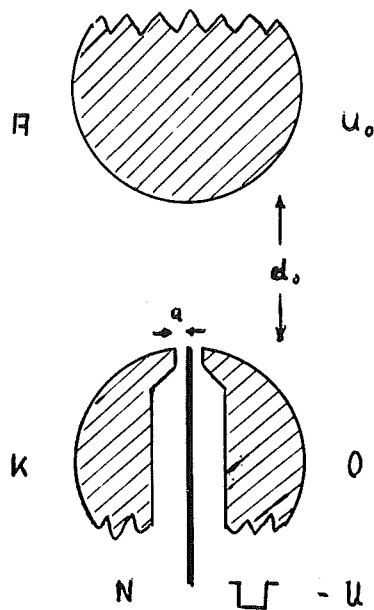
Dämpfungswiderstände, -bei einem coaxialen Aufbau etwa der Wellenwiderstand - sind einer Vergrösserung von R' gleichbedeutend, verlangsamen

also die Anstiegsflanke und beseitigen die Vorteile der Funkenstrecke über Thyratrons. Eine Bandfilterkombination, bestehend aus der Induktivität des Zuleitungsdrahtes und dessen Streukapazitäten, vermag hochfrequente Oberwellen, die auf der Kammergeometrie stehende Wellen verursachen können, fernzuhalten. Durch Vorschalten einer Induktivität von $1,5 \mu\text{H}$ (und 10 Ohm) wird das Ansprechvermögen von $96 \% \pm 7 \%$ auf $90 \pm 7 \%$ vermindert. (Teil D)

Die Beobachtungen der Gruppe Stierlin bei CERN scheinen die Verhältnisse zu bestätigen.

2.) Trigger mit Nadelfunkensstrecke NFS

a) Aufbau und Funktion:



Auf die Nadel N wird die Impulsspannung $-U$, die ein mehrfaches (10x) der statischen Durchbruchspannung von N gegen K beträgt, gegeben. Dadurch entsteht längs a in kurzer Zeit ein Primärfunke. Er erzeugt ein leitendes Plasma, welches vom statischen Feld U_0/d in Richtung der Anode A gezogen wird. Diese "vorgesobene" Kathode verkleinert d , der kleinere Krümmungsradius lässt das Feld inhomogener und stärker werden, so dass der Durchschlag erfolgt.

Wegen der kurzen Aufbauzeiten und der hohen Durchbruchsspannungen (d_0 klein) empfiehlt sich Stickstoff für diesen Zweck als Gasatmosphäre.

b) Vorversuche:

Eine kleine, druckfeste Funkenstrecke, bestehend aus zwei Messing-Kugelsegmenten und einer Wolfram-Nadel wurde ohne Gasdurchfluss mit einer Schaltung ähnlich der in Fig. 18 gezeigten, betrieben. Ein Impulsgenerator, nur aus einer Röhre EFP 60, erwies sich als schnell, aber nicht ganz betriebssicher.

Die Anodenelektrode liess sich mit einer Mikrometerschraube genau einstellen.

Dieser Trigger zeigte folgende Nachteile:

- 1) Aussenfunken zu ungünstig angebrachten Halterungsschrauben,
- 2) Ab $U_0 = 16$ kV Funken zum Rand der Kugelsegmente,
- 3) Hoher Abbrand der Messingelektroden, Staubbeslag (ZnO_2)
Unterschiede zwischen Zünd- und Löschspannung,
- 4) Kurzschluss der Primärfunkenstrecke durch Verrussen.

Die konsequenten Gegenmassnahmen:

- 1') Konstruktionsänderung (oder Verkleben mit Silastik,)
- 2') Grössere Kugelsegmente,
- 3') V2A-Elektroden, fliessende N_2 -Atmosphäre,
- 4') Grösserer Abstand a zwischen Nadel und Kathode, (sorgfältige Justierung von N , damit der Primärfunke keine Stelle bevorzugt, Gasstrom der Abbrandablagerungen aus der Injektionsstrecke bläst),

führten fast zwangsläufig zur Konstruktion Abb. 12, die in ähnlicher Form von Roberts¹²⁾, Bleuler etc.⁸⁾ und schon zuvor in Frascati benutzt wurde.

c) Hauptanlage:

Abb. 13 zeigt den elektrischen Aufbau des ganzen Triggers. Die Schaltelemente arbeiten nicht-linear ausserhalb der Kennlinien in genau ausgewählten stabilen Bereichen. Sie können ohne Schaltungsänderung beliebig ausgetauscht werden.

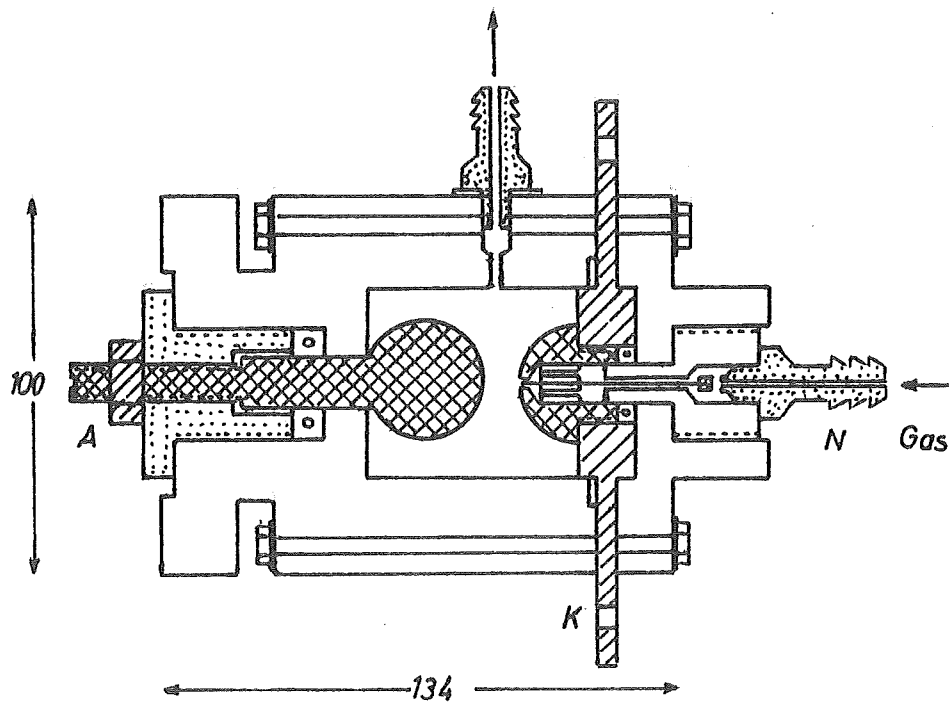


ABB.12 NADELFUNKENSTRECKE M 1:2

$d = 0-1\text{ cm}$ Nadel $\phi 1\text{ mm}$ Kathodenaussparung $\phi 1,3\text{ mm}$

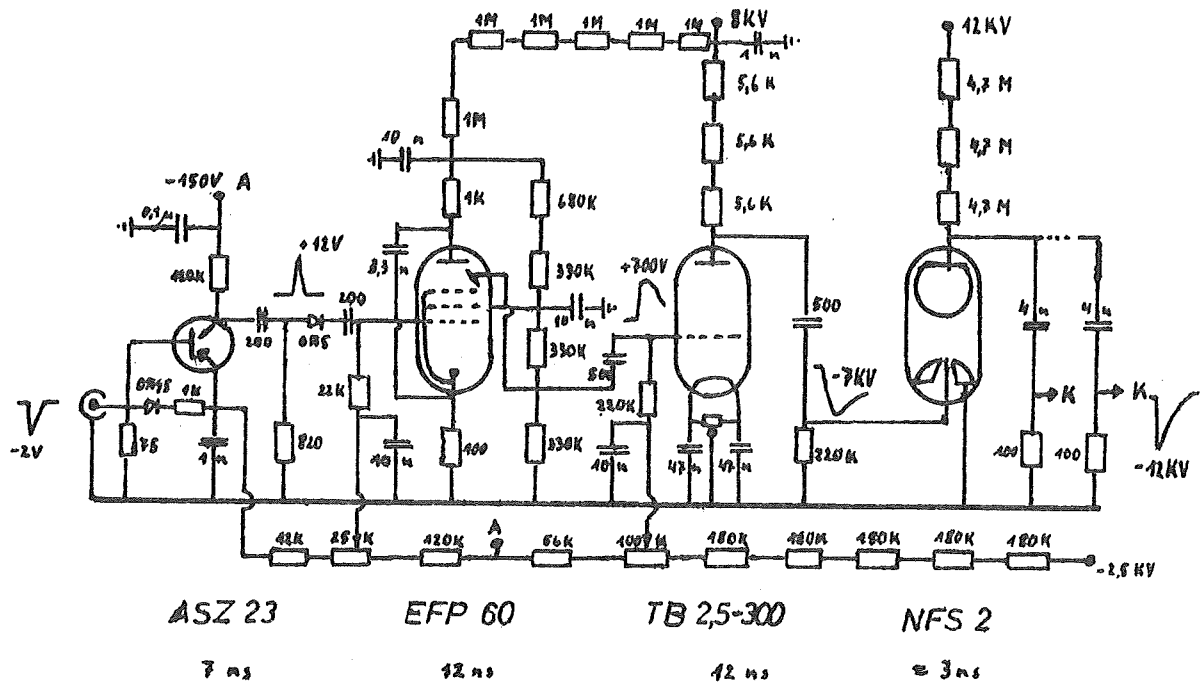


ABB.13 HOCHSPANNUNGSTRIGGER II

Ein Lawinentransistor bildet aus drei Gründen die Eingangsstufe:

- 1) Er arbeitet als Schwellendiskriminator, d.h. er reagiert auf Impulse $\leq 1,4$ V überhaupt nicht,
- 2) Signale $\geq 1,5$ V werden durch ein zeitlich und in der Höhe konstantes Ausgangssignal beantwortet, unabhängig von der Form und Länge des Eingangsimpulses. (Limiter).
- 3) Eine Eingangsspannung von -2 V entspricht der DESY-Norm.

Grössere Schnelligkeit und Ausgangsimpulshöhen liefern ausgesuchte Transistoren des Typs 2N501, dagegen erweist sich der ASZ23 als vollkommen betriebssicher und in seinen Daten weitgehend konstant.

Zur Erzeugung schneller Impulse im Bereich von 10^2 bis 10^3 V ist die "Röhre" EFP60 bislang unübertroffen³⁹⁾. Ihre eigenartige Konstruktion mit einem geringen Gitterdurchgriff, kleinen Eigenkapazitäten und Vervielfachung des Kathodenstromes durch eine Prelldynode (Impulsmässig bis 10 A!) ermöglicht hohe Verstärkungen in kurzer Zeit. Die Handhabung ist jedoch schwierig, Die angegebene Schaltung ist eine unkritische Anwendung, jede von 15 Röhren gleichen Typs funktionierte richtig.

Anstelle der Hochfrequenz-Sendetriode TB 2,5-300 sind beliebige andere Trioden oder Tetroden hoher Spannungsfestigkeit und grossen Kathodenstromes verwendbar. (z.B. 4 PR 60 A) Im Interesse eines schnellen stromstarken Impulses wurde ein kleiner Anodenarbeitswiderstand gewählt, der dem maximal zulässigen Kathodenstrom entspricht.

d) Arbeitsdiagramm:

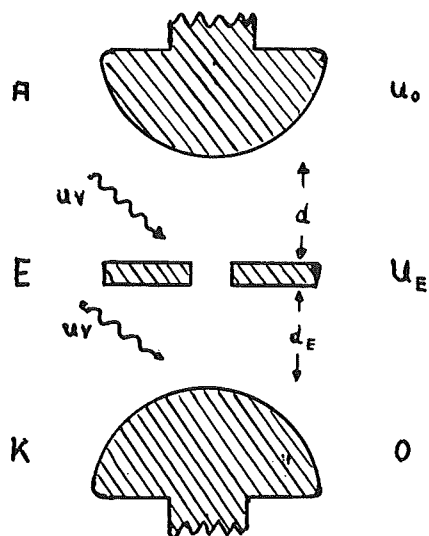
Die Messwerte wurden Oszillogrammen entnommen. (Tectronix 581, Einschub 82-2-STRAHL, Anstiegszeit ≈ 6 ns). Als Definitionspunkt der Zeit diente jeweils 90 % der maximalen Impulshöhe.

Der Eingangsimpuls von einem Quecksilbergenerator wurde als Zeitnullmarke betrachtet. Da die Primärfunkenstrecke vor 90 % des TB 2,5-300 -Impulses zündet, erhält man als kürzeste Verzögerung 28 bis 29 ns. Die Zeitwerte streuen statistisch um den angegebenen Messwert, die Schwankung wurde mitgemessen und beträgt etwa:

5 % im Bereich 30 - 70 ns	($\geq 95\%$ aller Impulse liegen
12 % " " 70 - 200 ns	innerhalb dieser Bereiche)
$\approx 100\%$ " " 200 - 1000 ns	
- 80/+400 % " 1000 - 8000 ns	

3.) Drei Elektroden-Funkenstrecke mit UV-Injektion(EFS)

a) Aufbau und Funktion:



Die Strecke wird gezündet, indem man U_E abschaltet. Waren U_E , U_0 nur etwas kleiner als die Durchbruchspannungen, so liegt dann U_0 zwischen A und E, d.h. eine Überspannung von ca. 100 %.

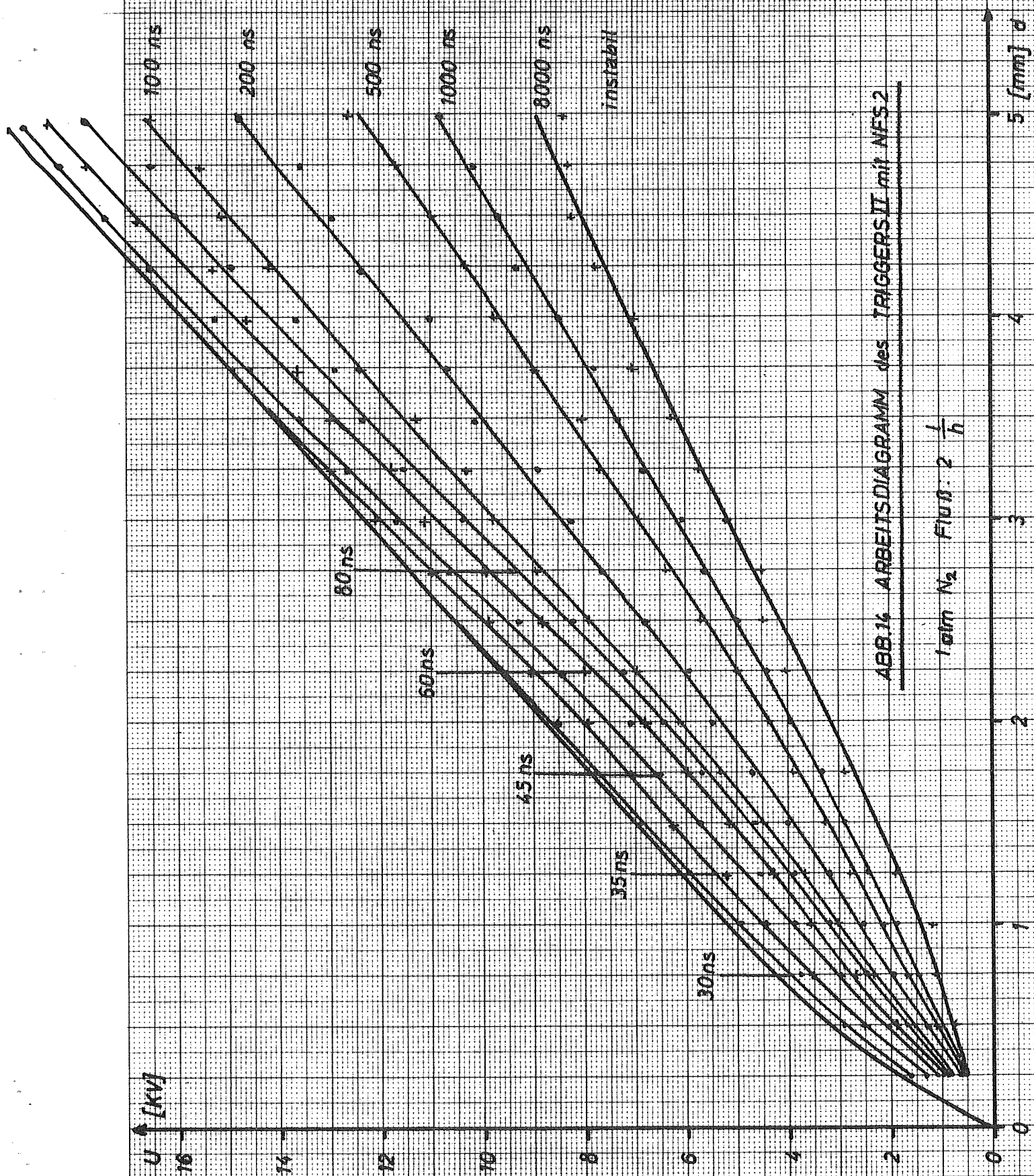
Der Primärfunke A erzeugt UV-Quanten, die durch das Loch in E an K Photoelektronen bilden und K-E zum Durchbruch bringen.

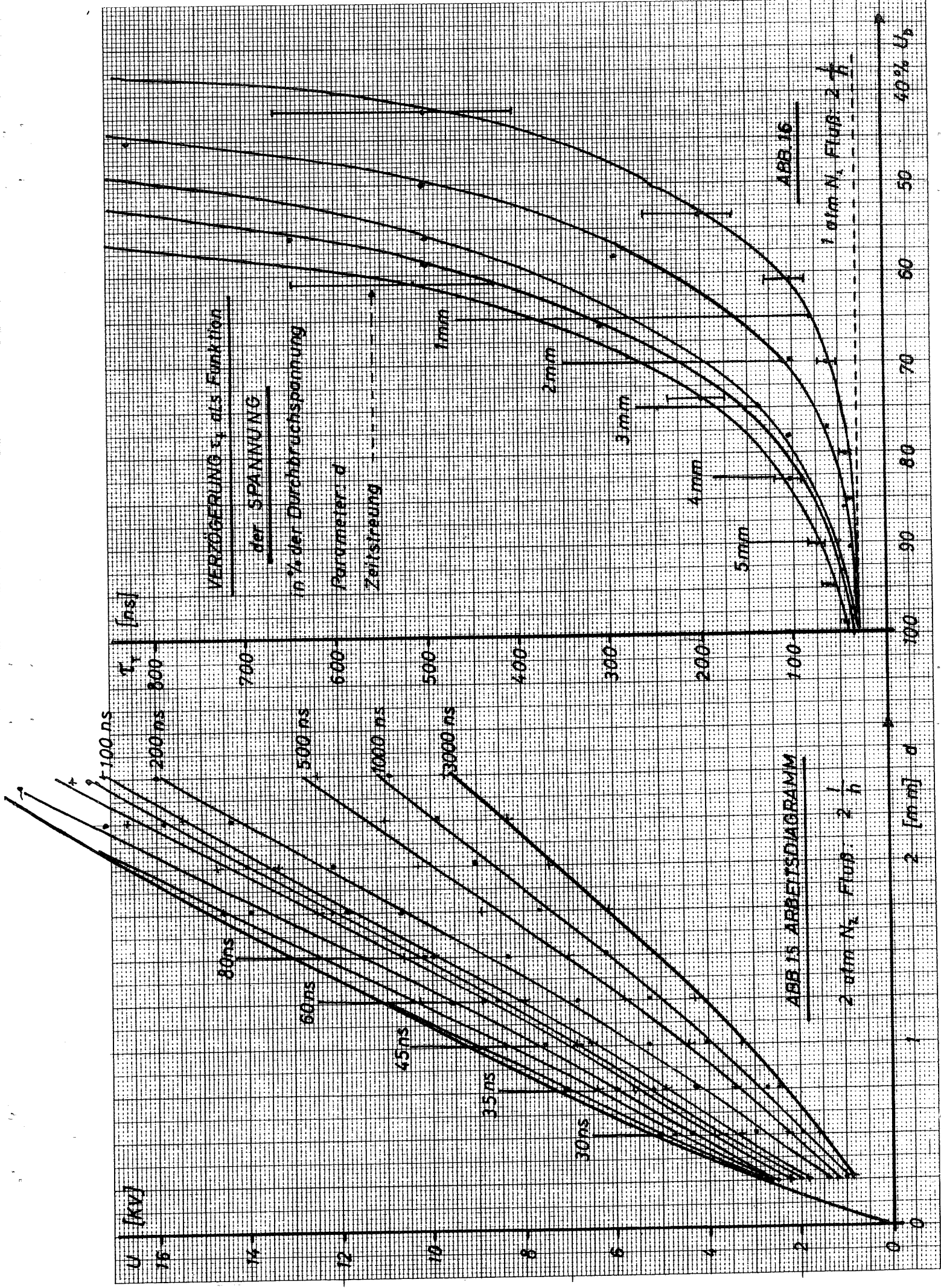
Voraussetzung für den Funken A-E ist laut Strigel ⁴²⁾ ein Elektron.

Eine Vorionisation durch kosmische Höhenstrahlung, etc. ist viel zu gering, Feldemission ist bei diesen Feldstärken noch nicht zu erwarten.

Nach Ll. Jones ⁴¹⁾ treten bei $E \approx 10^5$ V/cm je nach Vorbehandlung aus einer kalten Kathode a) glatt, Eisen $10^0 - 10^4$

b) oxydiert $\approx 10^6$ Elektronen/s aus.





Dementsprechend wurde eine Zündung mit grosser Streuung nach im Mittel $2 \mu s$ beobachtet.

Eine Vorionisation der Luft kann man durch ein Präparat, besser eine UV-Lampe erreichen. Dieses Prinzip wurde bereits von Byrant und Neumann⁴³⁾ und Fletcher³³⁾ bei der Messung der Aufbauzeiten eines Funkens in Luft verwandt. (Bei 50 % Überspannung war $\tau_f = 10 \text{ ns}$, bei 80 % 5 ns, bei 100 % 3,5 ns).

Zur Bestrahlung wurde eine Philips OZ 4W-Ozonlampe im Abstand von 4 cm mit einem zylindrischen Metallspiegel angebracht, um eine möglichst hohe Bestrahlungsintensität zu erhalten. In einer äusserst hochohmigen Messanordnung wurden bei 90 % der Durchschlagsspannung E-A ein schwankender Sprühstrom von $\approx 10^{-9} \text{ A}$, der (~~wahrscheinlich~~) uninteressant ist, und ein konstanter Anteil durch UV-Licht von $3 \times 10^{-9} \text{ A}$ gemessen. Unter der Voraussetzung, dass die Ionenpaare homogen längs x gebildet werden, misst man also die vom Gas über $0 \leq x \leq d$ vervielfachte Ladungsmenge in der Zeiteinheit.

$$\bar{V} = \frac{I_{\text{mult}}}{I_{\text{prim}}} = \frac{1}{d} \int_0^d e^{\alpha x} dx = \frac{1}{\alpha d} (e^{\alpha d} - 1) = 80,6$$

Der Townsend-Koeffizient α unter den vorliegenden Bedingungen wurde dem Buch von Brown¹⁸⁾c entnommen.

Der gemessene Strom von $3 \times 10^{-9} \text{ A}$ entspricht $1,87 \times 10^{10}$ Elektronen/s, was bei der gemittelten Gasverstärkung von 80,6 auf $2,33 \times 10^8$ primärerzeugter Ionenpaare schliessen lässt. Man sollte also unter Zugrundelegung der Poisson-Statistik erwarten, dass nur etwa 18,4 % aller Impulse mehr als 4,3 ns verzögert werden. Das stimmt mit den Messungen überein. Im Minimum der Gesamtverzögerung wurden maximal 5 ns Zeitschwankung bei weniger als 20 % der Impulse festgestellt. [Conversi⁴⁴⁾ benutzte eine ähnliche Strecke und fand einen maximalen Schaltstrom von $5 \times 10^{-4} \text{ A}$. Abb. 17 zeigt die Funkenstrecke. Sie ist sehr einfach gebaut. Die Elektroden sind polierte Schloss-Schrauben, die sich in Luft besser als Messing und V2A-Stahl erweisen.

Für den Hochspannungstrigger I (Abb. 18) gilt das unter 2d) Gesagte ebenfalls. Drei Trigger dieses Typs wurden gebaut. Sie weisen weitgehend gleiche Daten auf und werden im μ -Leptonen-Experiment von Rohde und Engler verwandt.

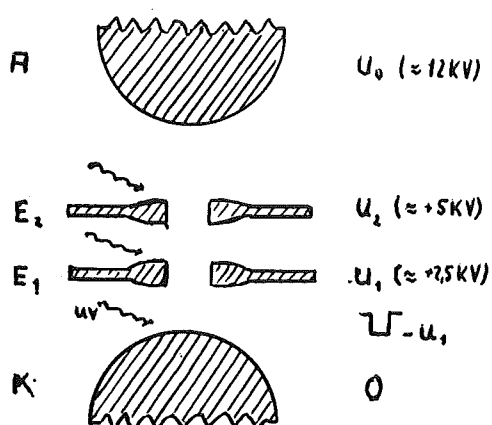
Eine Vorversion derselben wird zum Betrieb der Versuchskammer benutzt.

b) Arbeitsdiagramm:

Die Messpunkte wurden auch mit dem Oszillographen gewonnen, wegen der Störung durch Schwingungen war er 7 m von der Funkenstrecke entfernt. Die obere Begrenzung des stabilen Arbeitsbereiches bildet wie im Teil 2 die Durchbruchsspannung, die untere liegt schon bei $\tau_r = 1 \mu s$, was trivialerweise daran liegt, dass der Hochspannungsimpuls an der Elektrode E nicht länger anhält.

Während der Messungen blieb der Abstand K-E: $d_1 = 1,4 \text{ mm}$ sowie der Hochspannungsimpuls konstant. Verändert wurde nur die Position der Anodenschraube. Die Zeitschwankungen sind etwas grösser als die des Trigger II.

c) Vier-Elektrodenstrecke:



Sie bietet den Vorteil, selbst einen Faktor 2 der Spannungsverstärkung zu übernehmen, wodurch eine Ansteuerung mit nur einer Röhre E 280 F möglich wurde. Die Kapazität von E_1 $C_{E1} = 14 \text{ pF}$ verlangsamte den Anstieg des $-2,5 \text{ kV}$ Impulses bereits auf 35 ns .

Mit einer Minimalverzögerung von $65 + 15 / -5 \text{ ns}$ liefert dieser Trigger ein ähnliches Arbeitsdiagramm wie Abb. 19, jedoch ist die Zeitschwankung etwa doppelt so hoch.

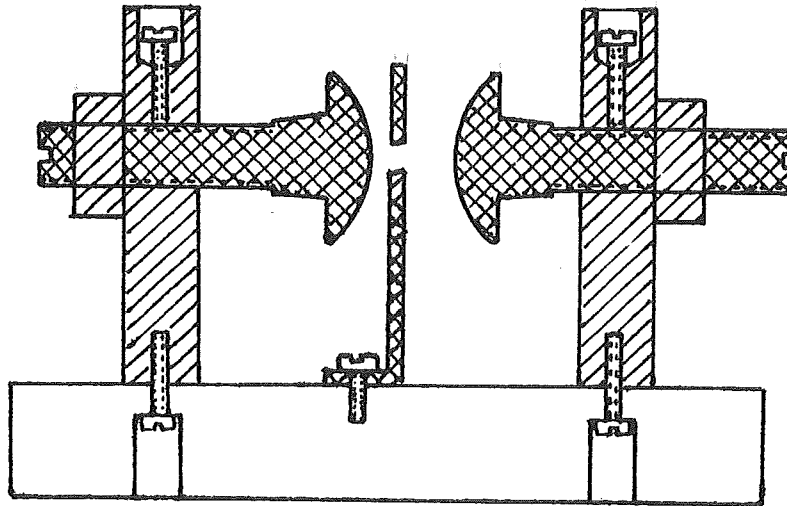


ABB.17 3-ELEKTRODEN-FUNKENSTRECKE M 1:1

$d, d_1 = 0-1 \text{ cm}$

Radius $r \approx 1.5 \text{ cm}$

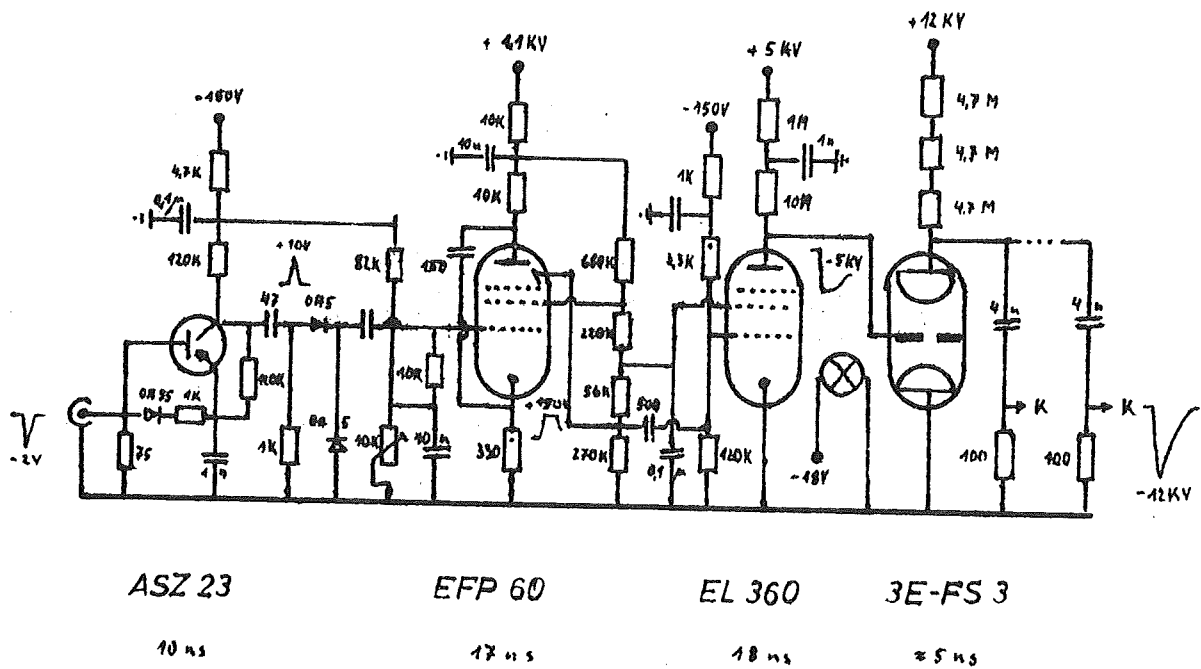


ABB. 18 HOCHSPANNUNGSTRIGGER I

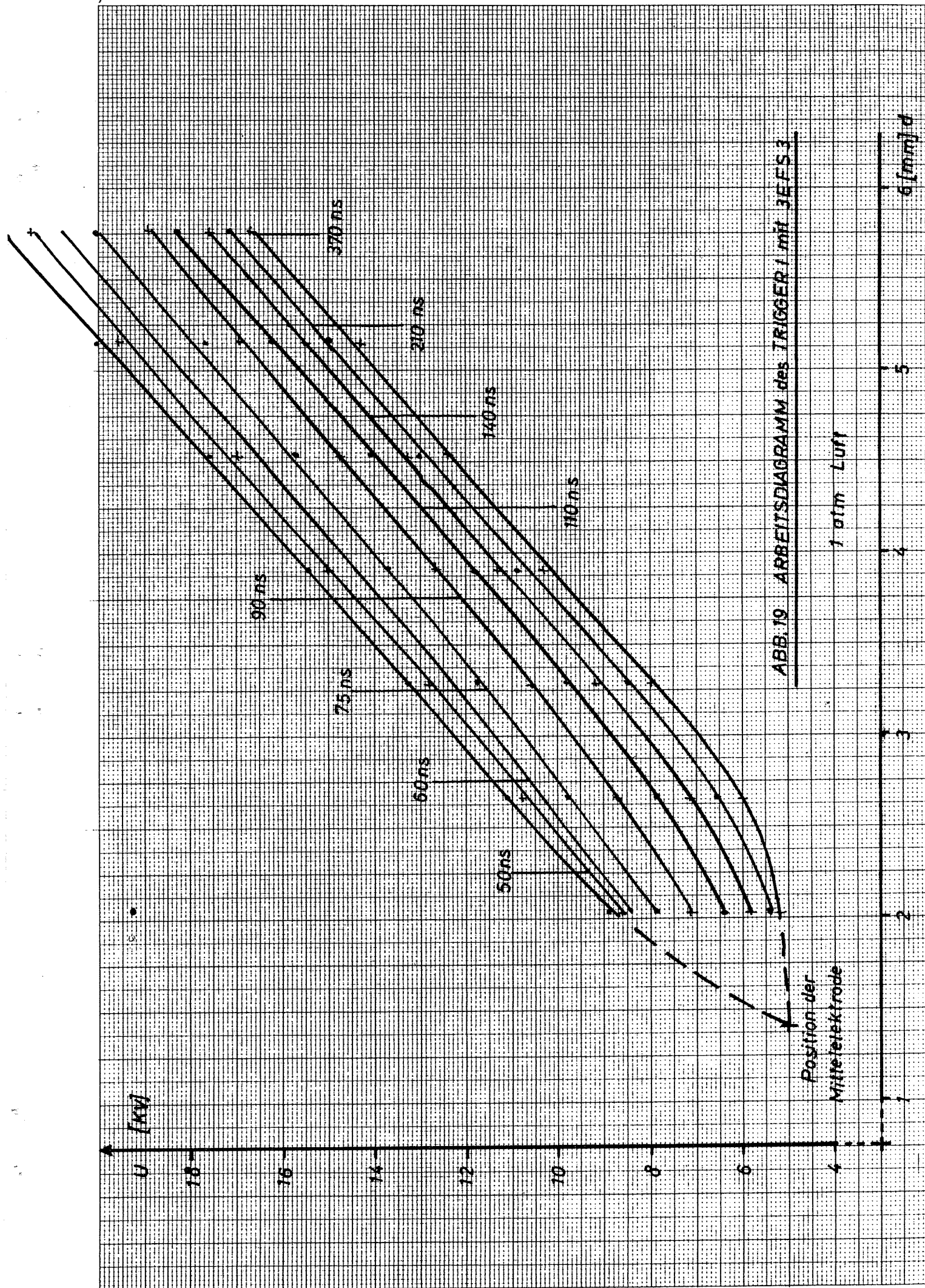


ABB.19 ARBEITSDIAGRAMM des TRIGGER 1 mit 3EFS.3

1 atm Luft

Position der
Mitttelektrode

Eine Verallgemeinerung dieses Prinzips führt zu einer (Kaskaden)-Funkenstrecke mit n Zwischenelektroden E_i , die in Abständen von z. B. $d_0/2^i$ von der Anode gestaffelt die Spannungen $U_i = U_0/2^i$ tragen. Zur Ansteuerung ist nur ein Impuls von $-U_0/2^n$ auf die erste Elektrode nötig, die weiteren Strecken erhalten sukzessive die fast zweifache Durchbruchsspannung, so dass nach $n + 1$ Funkenaufbauzeiten der Durchbruch erfolgt.

Eine Grenze dieser Anordnung wird vom Elektrodenabbrand gegeben. Er hängt im Wesentlichen von der Schaltstromstärke ab und ist von der Grössenordnung 0,1 mm pro Elektrodenoberfläche bei 5×10^4 Impulsen im interessierenden Bereich.

Schon bei der 4-Elektroden-Strecke ($n = 2$) ändern sich aus diesem Grunde die Betriebsdaten nach 5×10^4 Impulsen wesentlich, da der kleinste Abstand der Elektroden nur 0,6 mm beträgt.

4.) Vergleich bzgl. Lebensdauer, Schnelligkeit und Aufwand

Die beiden ausführlich beschriebenen Trigger I und II sind zum Betrieb von Funkenkammern in gleicher Weise brauchbar und wurden auch praktisch erprobt.

Die kritische Stelle der Nadelfunkenstrecke ist die Umgebung der Nadel, die einem hohen Abbrand und der Gefahr des Verrussens besonders ausgesetzt ist. Nach einer genauen Justierung der Nadel und bei einem Stickstoff-Gasstrom von 0,1 l/min überstand die Strecke in einem Dauerversuch, wobei im 10 Hz-Betrieb jeweils $15 \times 2,3$ nF (von 12 kV) auf je 10 Ohm entladen wurden, 2×10^5 Schaltvorgänge bei 10 Fehlimpulsen. Die Verzögerung nahm in dieser Zeit um 10 ns zu. Das entspricht genau dem gemessenen Elektrodenabbrand von 0,25 mm, wie man aus Abb. 14 ersieht.

Die 3-Elektroden-Strecke besitzt keinen derartig empfindlichen Punkt. Im Laufe von Funkenkammertests absolvierte sie $\gg 2 \times 10^5$ Funken ohne wesentliche Änderung der Daten. Da man zudem die Elektroden leicht auswechseln kann, (es war noch nie erforderlich) braucht man nur die Lebensdauer der Quecksilber UV-Lampe (≈ 200 h) zu beachten.

Die geringste Gesamtverzögerung ist:

bei Trigger I mit 3-EFS 3	48 ns
bei Trigger II mit NFS 2	29 ns

Ein Vergleich von Abb. 13 mit Abb. 18 zeigt, dass der Unterschied zum grössten Teil von der Elektronik herrührt. Trigger I kann durch wenige Änderungen in der Schaltung auf 35 ns gebracht werden.

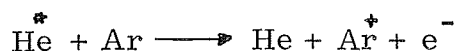
Nach Messungen von Fischer und Zorn³⁹⁾, ferner Mistry⁷⁾, an ähnlichen Funkenstrecken in Stickstoff ergaben sich Anstiegszeiten von ≈ 7 ns bei 1 atm, dagegen ≈ 3 ns bei 4 atm. Da die Zeitersparnis von 4 ns klein gegen die Gesamtverzögerung ist, zudem die Elektroden bei hohem Druck weit mehr zerstäuben, wurde ein Betrieb bei Überdruck als nicht unbedingt nötig angesehen. Eine gekapselte Funkenstrecke ist jedoch innerhalb komplexer Apparaturen, insbesondere bei H_2 -Targets vorzuziehen. Ein Vergleich bezüglich des Aufwandes spricht wegen der extrem einfachen Konstruktion für Trigger I.

Teil D - Betrieb einer grossen Funkenkammer

Die Anordnung besteht aus 56 AVP Multipliern in DESY-Normgehäusen, die über Trapezlichtleiter^{mit} NE 102 Szintillatorstücken von 30 x 15 x (1, 2) cm verbunden sind und in einem Abstand von 50 cm übereinander stehen. Dazwischen befinden sich 4 Einheiten einer von U. Kötz²¹⁾ aus 40 μ -Aluminiumfolien angefertigten 75 x 30 cm grossen Kammer mit je 4 Heliumgefüllten Zwischenräumen von 1 cm. Über einen Rauschdiskriminator, einen Limiter nach Stuckenberg und eine auf 2 N 700 Transistoren umgearbeitete Koinzidenz nach Sugarman erfolgt die Ansteuerung des Trigger II, der die μ -Leptonenspuren in der Kammer mit einem Exponentialimpuls von 11,3 kV, RC = 500 ns bei 4 nF Entladekondensator pro Hochspannungsplatte sichtbar macht.

Nach Einschalten des Gassystems, welches die restliche Luft durch erhitztes Kalzium bindet, das Argon jedoch nicht, begann die Kammer mit 5,5 kV zu laufen, dieser Effekt verschwand nach einem gründlichen

Durchspülen mit Helium und dürfte auf den Penning-Effekt zurückzuführen sein.



Sodann wurde der Einfluss der Zuleitungsinduktivitäten nach oben abgeschätzt, indem willkürlich $L = 1,5 \mu\text{H}$ vor die Platten geschaltet wurden. Die Ansprechempfindlichkeit sank dadurch von $96 \pm 7 \%$ auf $90 \pm 7 \%$ ab.

Der Einfluss des Entladekondensators auf die Anzahl der angezeigten Spuren wurde untersucht, indem zunächst eine, später bis zu 6 der 8 Hochspannungsplatten parallel geschaltet mit einem Kondensator von 4 nF betrieben wurden. Eine Hälfte der obersten und der untersten Einheit lief immer unter Normalbedingungen, um die Bahnen sicher zu markieren. U_0 musste gemäss dem kapazitiven Spannungsteilerverhältnis korrigiert werden, denn die Eigenkapazität lag bei $C' = 610 - 6 \times 610 \text{ pF}$. Die Diskriminatorschwellen für die Multiplierimpulse lagen so hoch, dass ein beträchtlicher Anteil von Ereignissen mit mehr als einem Teilchen zugleich mitregistriert wurde.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit η in Abhängigkeit der Teilchenzahl i und der Anzahl parallel geschalteter Hochspannungsplatten k gibt Tab. 3:

Tab. 3 $\eta [\%]$

$k \backslash i$	1	2	3	4, 7*)
1	95,5	90,1	73,8	
2	91,7	83,0	70,2	
3	89,2	76,7	64,4	
4	90,2	66,9	66,1	67,2
5	91,3	75,2	65,8	53,4 *)
6	91,7	78,1	71,9	62,5
Fehler	± 3	± 12	± 23	± 40

Arbeitsdaten

$U_0 = 11,3$ kV bei $k = 1$, 1 atm He, $\tau_{\text{total}} = 95 - 100$ ns, $U_R = 0$
90° Stereo-Aufnahmen, Verkleinerung 40 : 1

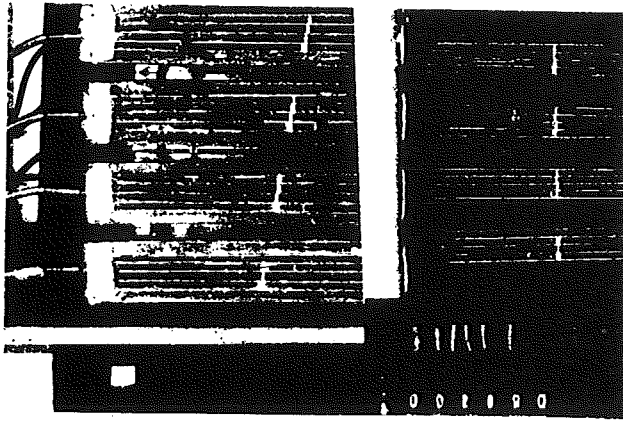
Film Isopan-Ultra 25/10 DIN, Blende 11

Es besteht eine Möglichkeit, η für k gleichzeitig einfallende Teilchen (in Abständen $\gg 2,5$ mm) zu messen. Denkt man sich ein Plattenpaar mit k Spuren in k Teilstücke mit je einer Spur unterteilt und diese übereinandergestellt vor, so entspricht das k parallelgeschalteten Plattenpaaren, die von einem Teilchen durchdrungen werden. Beide Anordnungen müssen mechanisch (bzgl. s_0) und elektrisch äquivalent sein. Für gleiche Spurenzahlen $k \times i = \text{const.}$ wäre dann $\eta = \text{const.}$

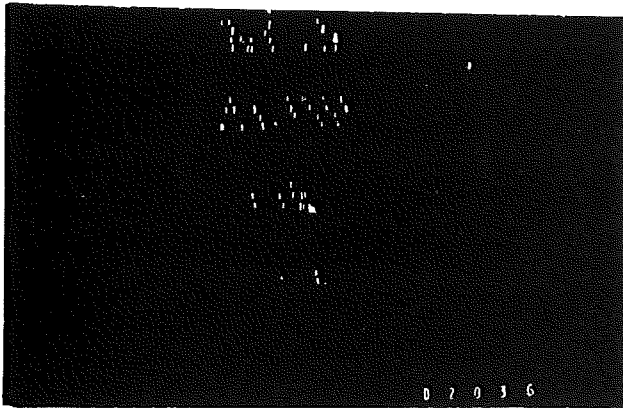
Die Messresultate Tab. 3 zeigen, dass eine Eichmessung derart grosser Kammern in dieser Art nicht möglich ist, da wegen ihrer grossen ($C' \neq C_e$) Eigenkapazitäten keine elektrische Äquivalenz geschaffen werden kann.

Für wachsendes k wurden die Funken - wie erwartet - lichtschwächer, schärfer und - verblüffenderweise - in ihrer Helligkeit gleichmässiger.

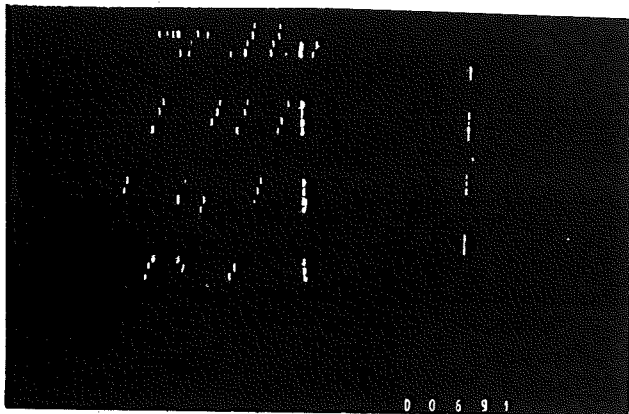
Im Gegensatz zu der Arbeit von Agrinier etc.⁴⁶⁾ wurde ein Unterschied der Funkenhelligkeit bedingt durch unterschiedliche Iondichte der Spuren nicht beobachtet. Die Ursache dafür könnte die grosse Steilheit des benutzten Hochspannungsimpulses sein, denn auch Charpak⁴⁹⁾ beobachtete in seinen Entladungskammern, die mit lang anhaltenden Impulsen (μs) knapp oberhalb der Durchbruchsspannung in Penning-Gasen (Jod-Zusatz) arbeiten, eine Proportionalität zwischen Spurionisationsdichte und Funkenhelligkeit, sofern der Impuls nicht schneller als 20 ns anstieg.



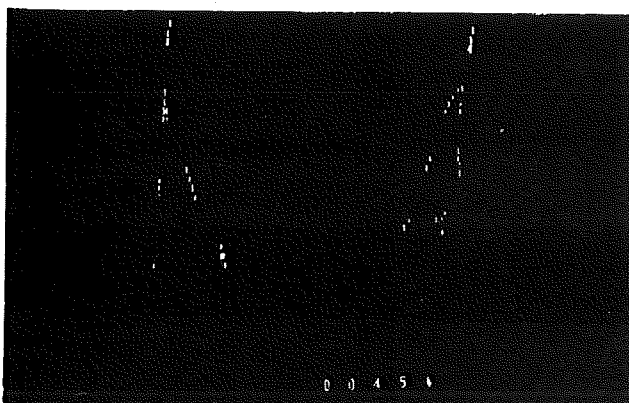
u - Lepton in der
Funkenkammer
rechts: Spiegel bild
(k = 1)



Schauer
Spiegelbild
lichtschwach
(k = 5 !)



Schauer (4Spuren)
und Einzelereignis
(k = 4)



Anstoßereignis
 $d_{\min} = 5\text{mm}$
(k = 3)

Zusammenfassung

Es werden einige Abschätzungen über die Betriebsbedingungen einer Funkenkammer gegeben. Sie betreffen die Anzahl der Elektronen in der Teilchenspur, sowie deren zeitliche Abnahme durch Reinigungsfelder, Bildung negativer Ionen und Diffusion. Ausserdem werden die Voraussetzungen diskutiert, unter denen die Gasverstärkung zur Funkenbildung führen kann.

Die Eigenschaften einer Versuchsfunkenkammer, die extrem wenige Elektronen bzw. Ionen als Spur in den Gaszwischenräumen aufweist, bestätigen die vorher angestellten Überlegungen. Eine genauere Betrachtung liefert eine Beziehung, die das Ansprechvermögen der Kammer als Funktion der Verzögerung und des Reinigungsfeldes (dem Hochspannungsimpuls entgegengerichtet) in guter Übereinstimmung mit den Messungen beschreibt.

Untersuchungen am kritischen Schaltelement, der Funkenstrecke, führten zum Bau von zwei Hochspannungstriggern, die beschrieben werden. Sie erzeugen auf ein Eingangssignal von -2 V in 29 bzw. 48 ns einen stromstarken Hochspannungsimpuls von $4 - 20\text{ kV}$ und sind in gleicher Weise zum Betrieb von Funkenkammern geeignet.

Literatur

- 1.) J. W. Keuffel, Phys. Rev. 73, 531 (1948), Rev. Sc. Instr. 20, 202 (1949)
- 2.) F. Bella + C. Franzinetti, Nuovo Cim. 10, 1335, 1461 (1953),
- 3.) P. G. Henning, Diss. Hamburg (1953), Atomenergie 2, 81 (1957),
- 4.) T. E. Cranshaw + J. F. de Beer, Nuovo Cim. 5, 1107 (1957)
- 5.) S. Fukui + S. Miyamoto, Nuovo Cim. 11, 113 (1959)
- 6.) K. Goulianos, Diss. Columb. U.S. At. En. Com. AT (30-1) Nevis 113 (1963),
- 7.) N. B. Mistry, Diss. Columb. Nevis 111 (1963),
- 8.) Bleuler, Caldwell, Elsner, Harting, Jones, Middelkoop, Zacharov, Nucl. Instr. + Meth. 20, 208 (1963)
- 9.) H. L. Anderson, Nucl. Electr. I, Belgrad, 263 (Mai 1961),
- 10.) G. R. Burleston, A. Roberts, T. A. Romanowski, Belgrad ...
- 11.) Handbuch der Physik, Band 34
- 12.) Evans, The Atomic Nucleus, 658,
- 13.) Fünfer + Neuert, Zählrohre u. Szint. Zähler , 247
- 14.) Finkelburg, Einf. i. d. Atomphysik, 72,
- 15.) Heisenberg, Kosm. Strahlung, Paul a) 471, b) 350, 318, c) 489
- 16.) Meek + Craggs, El. Breakdown in Gases, a) 26, 29, b) 261, 259,
- 17.) v. Engel, Ionized Gases a) 73, b) 120, c) Abb. 92,
- 18.) Brown, Basic Data of Plasma Physics a) 173, b) 49,
- 19.) R. A. Nielsen, Phys. Rev. 50, 95 (1936),
- 20.) J. A. Hornbeck, Phys. Rev. 83, 374 (1951),
- 21.) Colli, Facchini, Rev. Sci. Instr. 23, 39 (1952),
- 22.) U. Kötz, Diplomarbeit, Hamburg 1963,
- 23.) Kirshner + Toffolo, Journ. of Appl. Phys. 23, 594 (1951),
- 24.) J. L. Cronin, Rev. Sc. Instr. 32, 496 (Symp.),
- 25.) Culligan, Harting, Lipman, CERN 61-25,
- 26.) Schneider, F., Nucl. Instr. + Meth. 20, 153, (1963),
- 27.) Kaftanov etc., Nucl. Instr. + Meth. 20, 195 (1963)
- 28.) Baynkov, etc. " " " " 199 "
- 29.) Raether, Erg. d. ex. Natw. 22, 73 (1949),
- 30.) M. Druyvesteyn + F. M. Penning, Rev. Mod. Phys. 12, 87 (1940),

- 31.) Beall, Cork, Murphy, Wenzel, Nuovo Cim. 20, 502 (1961),
- 32.) F. B. Dickey, Jr, Journ. of Appl. Phys. 23, 1336 (1952)
- 33.) R. C. Fletcher, Phys. Rev. 76, 1501 (1949),
- 34.) J. Fischer, G.T. Zorn, Rev. Sci. Instr. 32, 500,
- 35.) Handbuch der Physik, v. Engel, 21, 504 (1956),
- 36.) Cronin, Engels, Dyka, Roth, Rev. Sci. Instr. 33, 946 (1962),
- 37.) Faissner, Ferrero, Nucl. Instr. + Meth. 20, 161,
- 38.) Peter, Tuapkin, Pisarev, Chu-Lyang, Nucl. Instr. + Meth. 20, 201,
- 39.) J. Fischer, G.T. Zorn, IRE Trans. of Nucl. Sc. NS9, Nr. 3, 261 (1962)
- 40.) M. A. Meyer, Nucl. Instr. + Meth. 23, 284 (1963),
- 41.) Llwyllyn-Jones, Ionisation + Breakdown in Gases,
- 42.) R. Strigel, Wiss. Veröffentl. Siemens Werke 11, 52 (1932),
- 43.) Byrant, Neumann, Trans. AIEE 59, 813 (1940),
- 44.) Conversi, Rev. Sc. Instr. 33, 777 (1962)
- 45.) Rossi-Staub, Ionization Chambers and Counters,
- 46.) Agrinier, Koechlin, Parlier, J. de Physique 24, 312 (1963),
- 47.) B.C. Maglic, Nucl. Instr. + Meth. 20, 166 (1963),
- 48.) F. Krienen , " " " " 168 "
- 49.) G. Charpak, L. Massonnet, Rev. of Sc. Instr. 34, 664 (1963)

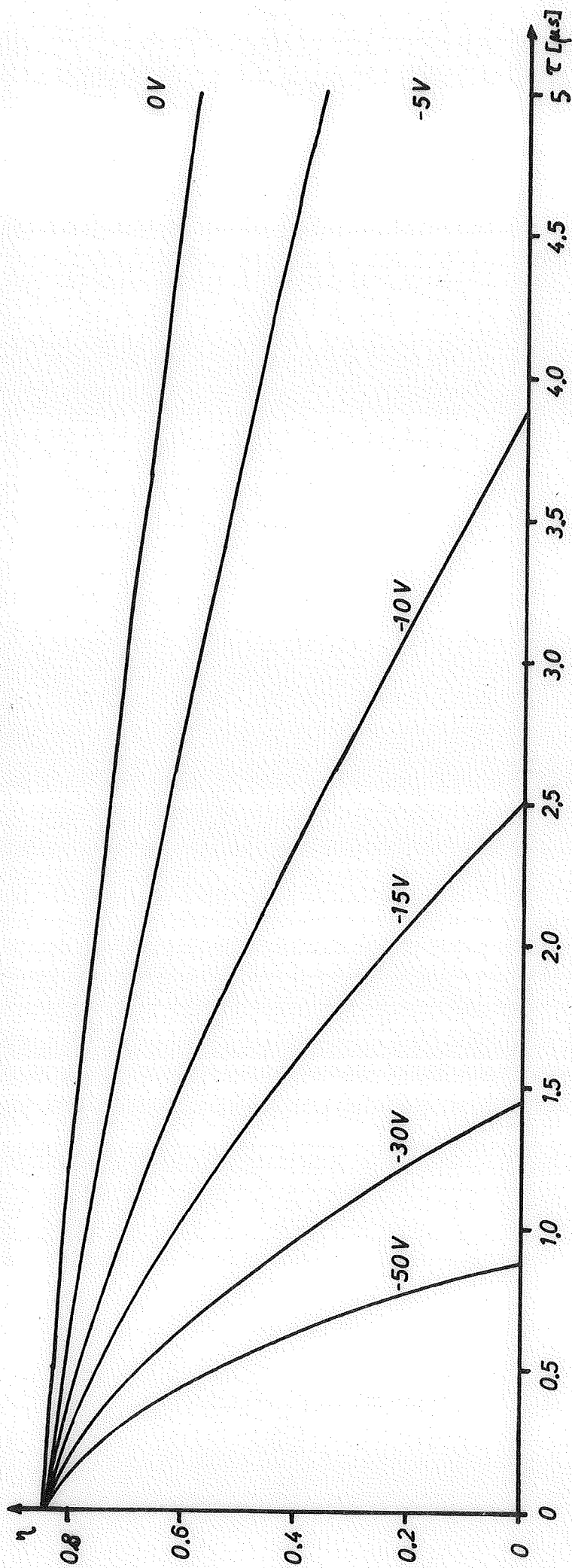


ABB.10 ANSPRECHVERMÖGEN als Funktion der VERZÖGERUNG Parameter: U_R (dem Impuls entgegengerichtet)

$$\eta(U_R, \tau, t') = \left(1 - e^{-m\left(1 - \frac{\bar{v}(U_R) \cdot \tau}{\tau_0}\right)} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}\right)$$

Werte berechnet nach Beziehung: (a)

Driftgeschwindigkeit $\bar{v}(U_R)$ s. ABB. 11

Driftgeschwindigkeit $\bar{v}(U)$ z. Abb. 11

Werte berechnet nach Beziehung: (a)

$$\left(\frac{\tau}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{2 \cdot (U \cdot \tau)}{2} - (1) \cdot m - (1) \right) \right) \cdot \int (U \cdot \tau \cdot t) = (1) - (1)$$

Abb. 10 Anschlagvermögen als Funktion der Verzögerung

