

EIN EXPERIMENTELLES MODELL ZUR
ABSCHÄTZUNG DES DURCHSCHLAGSVER-
HALTENS VON GASEN IM INHOMOGENEN
ODER LOKAL GESTÖRTEN FELD

Betreuer:

G. Biasiutti

Verfasser:

P. Mauchle

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
Aufgabenstellung	2
I. EINLEITUNG	4
II. THEORETISCHE BETRACHTUNG DES STREAMERS UND DES NACHFOLGENDEN DURCHSCHLAGES	5
1. Allgemein	5
2. Der positive Streamer	5
3. Der durch den positiven Streamer eingeleitete Durchschlag	8
4. Der negative Streamer	9
III. VERSUCHSAUFBAU, MESSANORDNUNG UND MESSKRITERIUM	10
1. Versuchsaufbau	10
2. Messanordnung	12
3. Erzeugung der Feldinhomogenität	14
4. Synchronisation Zündimpuls-Messung	14
5. Messung der kritischen Feldstärke E_{krit}	15
IV. MESSUNGEN	20
1. Messung mit Bordaprofil	20
2. Messung mit Rogowskiprofil	24
V. ZUSAMMENFASSUNG	28
Literaturverzeichnis	30

Institut für Elektrische Energieübertragung und Hochspannungstechnik

Fachgruppe Hochspannungstechnik
Prof. Dr. Walter Zaengl

STUDIENARBEIT SS 1982

Bearbeiter: Mauchle, Peter

Thema: Ein experimentelles Modell zur Abschätzung des Durchschlagsverhaltens von Gasen im inhomogenen oder lokal gestörten Feld.

Ausgabe: 20. April 1982

Abgabe: 16. Juli 1982

Das Fachgebiet, welches der vorliegenden Arbeit übergeordnet ist, trägt oft die Bezeichnung "Neue gasförmige Dielektrika". "Neu" bezieht sich dabei nicht auf die betreffenden Gase oder Gasgemische, sondern auf deren Anwendung als Isoliermedien in gekapselten Hochspannungsanlagen. Der Gedanke bei der Untersuchung solcher Gase ist die Substitution des heute vielverwendeten SF₆ durch ein noch vorteilhafteres Isoliermedium (gleiche Konstruktion der Anlagen, jedoch höhere zulässige Betriebsfeldstärken).

Für die Beurteilung der Anwendbarkeit verschiedener Komponenten bedarf es jedoch nicht nur der Kenntnis ihrer Durchschlagsfestigkeit im homogenen Feld (inhärente elektrische Festigkeit), sondern auch des Durchschlagverhaltens im inhomogenen oder lokal gestörten Feld. Doch gerade diese Untersuchungen sind wegen der grossen Anzahl der Parameter äusserst zeitaufwendig, und die Resultate verschiedener Arbeiten sind nur bedingt vergleichbar (Vielfalt der Elektrodenanordnungen).

Aufgrund dieser Schwierigkeit soll nun versucht werden, statt der eigentlichen Untersuchung dieses Verhaltens eine bestimmte Gaseigenschaft zu messen, welche möglicherweise gewisse Voraussagen darüber zulässt.

Idee: Falls in einer beliebigen Feldanordnung eine Entladung einsetzt (durch z.B. starke Inhomogenität oder freies Partikel usw.) so führt diese nur dann zu einem Durchschlag, wenn die angelegte mittlere Feldstärke U/d einen bestimmten gasspezifischen, druckabhängigen Wert übersteigt (minimale Durchschlagfeldstärke).

Experiment: In einem Homogenfeld wird auf der erdseitigen Platte mittels Zündstift periodisch eine Entladung ausgelöst; die zwischen den Platten angelegte Feldstärke wird nun so lange erhöht, bis die gezündete Entladung zur Gegenelektrode vorwächst, bzw. bis sich ein Durchschlag ausbildet.

Aufgabenstellung:

1. Aufbau der Versuchsanordnung:

Unter Verwendung eines bestehenden Prüfgefäßes (Druck bis 2 bar, Spannungen bis ca. 300 kV) soll eine geeignete Apparatur für diese Untersuchung aufgebaut werden.

2. Erprobung der Apparatur:

Die ersten Messungen sind in atmosphärischer Luft durchzuführen (offener Gefäß-Seitenstutzen); dabei ist insbesondere der Einfluss des Zündstifts (Feldinhomogenität) sowie der Energie und Polarität des Zündfunken auf die gemessenen minimalen Durchschlagfeldstärken zu untersuchen.

3. Vergleich mit Literaturdaten:

Die einzigen bekannten Messungen dieser Art beziehen sich auf Luft (vgl. Literaturangaben). Man überprüfe diese Werte mit der eigenen Apparatur.

Ferner ist die Frage zu klären, ob für die beabsichtigten Untersuchungen die Feldstärke für das Vorwachsen der Entladung, oder für das Ausbilden eines Durchschlags entscheidend ist.

4. Untersuchung von SF₆:

SF₆ soll bei beiden Polaritäten in Funktion des Drucks untersucht werden.

In einer kleinen Literaturrecherche wähle man einige zuverlässige Untersuchungen von SF₆ im inhomogenen oder lokal gestörten Feld aus und kläre ab, ob ein Zusammenhang im Sinne des beschriebenen Modells gefunden werden kann.

Literatur:

Andersson N.E., An investigation of the positive point streamer corona, Part II. Arkiv för Fysik, 1958, 13, 35, 441-479.

Griffiths R.F. und C.T. Phelps, The effects of air pressure and water vapour content on the propagation of positive corona streamers, and their implications of lightning initiation. Quart. Journal Royal Meteorological Society, London, 1976, 102, 419-426.

Betreuer: G. Biasiutti

W. Zaengl
(W. Zaengl)

I. EINLEITUNG

Der steigende Verbrauch an elektrischer Energie verlangt immer grössere Energieübertragungsanlagen. Um bei der Vergrößerung dieser Anlagen die Verluste möglichst klein zu halten, wird dabei angestrebt, den Strom nicht erhöhen zu müssen, sondern nur die Spannung. Höhere Spannungen bedingen aber wiederum grössere geometrische Anordnungen, vor allem bei den Schaltanlagen. Da zu monströse Schaltanlagen aber auch wieder verpönt sind und der zur Verfügung stehende Raum meistens beschränkt ist, müssen diese Anlagen gekapselt werden. In den gekapselten Anlagen gelangen die ^{ist eine Frage der Spannung} isolierenden Gase zur Anwendung. Erst durch sie können die geometrischen Abmessungen wieder stark verkleinert werden. Da die gekapselten Anlagen stark optimiert sind, ist es wichtig, um Katastrophen in den Schaltanlagen zu vermeiden, zu wissen, wie die isolierenden Gase auf Störungen der elektrischen Felder reagieren.

In dieser Arbeit geht es darum das Durchschlagsverhalten und die Durchschlagskriterien von Gasen in einem gestörten Homogenfeld zu untersuchen.

Da bei herkömmlichen Messungen des Durchschlagsverhaltens in inhomogenen Feldern das Resultat sehr stark von der Geometrie der Spitze oder der Kante abhängig ist, liegt dieser Arbeit die Idee zu Grunde, diese geometrischen Abhängigkeiten zu eliminieren. Dazu wird eine Inhomogenität oder Störung simuliert, indem ein homogenes Feld durch einen periodischen Spannungsimpuls auf der erdseitigen Elektrode lokal gestört wird.

Ein Teil der Arbeit besteht darin, eine Anordnung dieser Feldstörung zu finden, die einen möglichst geringen Einfluss auf äussere Parameter, wie Elektrodenabstand, Spannungsimpuls und Anordnung der Nadel hat. *die Homogenität des äusseren Feldes hat.*

Weiter ist anzustreben, dass bei Messungen die gleichen Resultate erzielt werden, wie sie schon in früheren Arbeiten erhalten wurden, denn nur so kann eine selbstvertretende Messmethode für das Durchschlagsverhalten isolierender Gase in inhomogenen Feldern gefunden werden.

sehr schlecht!

II. THEORETISCHE BETRACHTUNGEN DES STREAMERMECHANISMUS UND DES NACHFOLGENDEN DURCHSCHLAGES

1. Allgemein

Bevor ein Durchschlag in einem elektrischen Feld erfolgen kann, muss zuerst ein Entladekanal aufgebaut werden. Dieser Kanal wird durch Ladungswolken aufbereitet. Es bestehen verschiedene Theorien darüber, wie dieser Entladungskanal entstehen soll. Dieser Arbeit liegt die Theorie des Streamermechanismus zu Grunde.

Bei der Theorie des Streamermechanismus wird der Elektrodenabstand nicht von jeder Ladungswolke durchwandert, sondern es werden neue Wolken durch Photonen angeregt. Diese Photonen stammen aus Rekombinationsvorgängen in der Spitze älterer Wolken.

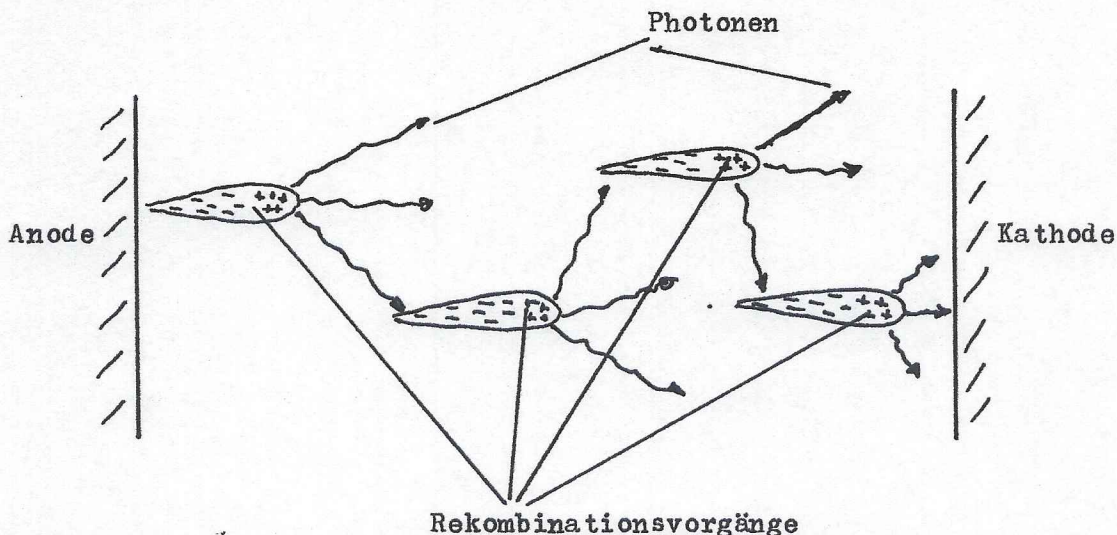


Fig.1: Prinzipielle Ausbreitung des Streamers

2. Der positive Streamer

Unter positivem Streamer versteht man denjenigen Streamer, der sich von der Anode zur Kathode fortbewegt, das heisst, dass die Spitze einer einzelnen Ladungswolke positiv und deren Schwanz negativ geladen ist...

Ueber den positiven Streamer bestehen zwei gegensätzliche Theorien.

2.1. Model nach Wright

Wright (1964) nimmt an, dass der Streamerkanal stark leitend ist, so dass die Streamerspitze annähernd das Anodenpotential aufweist. Das elektrische Feld vorne an der Streamerspitze wird somit stark vergrößert, was durch die veränderten geometrischen Anordnungen bedingt ist.

2.2. Dawson- und Winnmodel

Dawson und Winn (1965) sehen den Streamer jedoch als eine isolierte Raumladung, die hinter sich eine mässig leitende, kurze Bahn hervorruft. Das Vorwachsen des Streamers/geschieht durch die durch Photoionisation entstandenen Ladungswolken und durch die raumladungsbedingte Vergrösserung der lokalen Feldstärke. Der Kanal spielt dabei eine kleine oder sogar überhaupt keine Rolle.

Die experimentellen Arbeiten von Dawson (1965), Acker und Penney (1969) und Phelps (1971) bestätigen die letztere Interpretation. Daher übernehme ich auch die Theorie von Dawson und Winn

Wenn die Streamerspitze isoliert ist, so führt eine Betrachtung der elektrischen Energie auf die Gleichung

$$\frac{du}{dx} = q \cdot E_a - q \cdot E_o \quad (1)$$

Literaturangabe!

Dabei ist u das innere Energiepotential der Raumladung, das in der Spitze enthalten ist.

q ist die in der Spitze mitgeführte Ladung.

E_a ist das die Streamerspitze umgebende elektrische Feld.

E_o ist eine Quantität, welche die Dimension einer elektrischen Feldstärke hat, so dass $q \cdot E_o$ die pro Wegeinheit verlorene Energie bedingt durch Ionisation, Rekombination und verlorene Ladungen darstellt.

$q \cdot E_a$ repräsentiert die pro Wegeinheit gewonnene Energie, welche durch die Wechselwirkung zwischen der Streamerspitze und des umgebenden Feldes hervorgerufen wird.

Die Gleichung (1) gilt für einen einzelnen isolierten Streamer. Ein solcher kommt aber kaum einzel vor, sondern es treten immer mehrere Streamer gleichzeitig auf. Dieses ganze System kann nun aber von der Anode und Kathode isoliert betrachtet werden.

Es gilt die Annahme, dass für ein konstantes homogenes elektrische Feld zwischen Anode und Kathode mit einer Feldstärke, die grösser als E_o ist, ein Gleichgewicht herrscht. Da für eine Feldstärke $E > E_o$ die Verluste $q \cdot E_a$ der Streamerspitze gedeckt sind, kann der Streamer anwachsen und sich sogar verzweigen. Dabei wird für die weitere Berechnung angenommen, dass u , q und E_o annähernd konstant und unabhängig von der angelegten Feldstärke E bleiben.

Da u und q als konstant betrachtet werden, ergibt sich für das ganze System, das N Streamers enthält.

$$U = N \cdot u ; Q = N \cdot q$$

dabei ist U die gesamte innere Energie und Q die gesamte Ladung des Systems.

Aus der Gleichung (1) folgt somit

$$\frac{dU}{dx} = Q(E_a - E_o) \quad (2)$$

Mit der Substitution $U = \frac{u}{q} \cdot Q$ in (2)

$$\text{folgt} \quad \frac{dQ}{dx} = \frac{q}{u} \cdot Q(E_a - E_o)$$

die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt

$$Q = Q_o \exp\left(\frac{q}{u}(E_a - E_o)x\right) \quad (3)$$

Mit einer weiteren Annahme, dass die Geschwindigkeit mit der sich der Streamer ausbreitet bei konstant angelegtem Homogenfeld konstant bleibt, kann die Gleichung (3) neu geschrieben werden.

v ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Streamers.

$$x = v \cdot t$$

$$\implies Q = Q_o \exp\left(\frac{qv}{u}(E_a - E_o)t\right) \quad (4)$$

2.3. Bilanz der Theorie nach Dawson und Winn

Diese Energiebetrachtung führt zum Schluss, dass die Ladung des Streamers, wenn $E_a > E_o$ ist, exponentiell ansteigt. Dies zeigt sich auch tatsächlich im Experiment, durch die Verästelung des Streamers mit zunehmendem Weg und durch die exponentielle Zunahme der Ladung bei der Vergrößerung des Elektrodenabstandes d .

Die Bedingung, dass Q anwächst ist, dass

$$E_a - E_o > 0$$

Wenn die elektrische Feldstärke E des Homogenfeldes in die Energiebetrachtung mit einbezogen wird, dann wird

$$E'_a = E_a + E$$

und es gilt für das Anwachsen des Streamers die Bedingung

$$E'_a - E_o > 0$$

$$\implies E_a + E - E_o > 0$$

$$\Leftrightarrow E > E_o - E_a$$

daraus ergibt sich $E_{krit} = E_o - E_a$

$$\implies Q = Q_o$$

Das heisst die Ladung des Streamers wird nicht vergrössert sondern bleibt Q_o , also ist E_{krit} die minimale Feldstärke, die benötigt wird, damit ein Streamer vorwachsen kann.

Die kritische Feldstärke E_{krit} wurde von Phelps, Acker und Penney experimentell bestimmt. Sie erhielten in atmosphärischer Luft einen Wert, der bei 4kV/cm liegt.

3. Der durch den positiven Streamer eingeleitete Durchschlag

Hinter den durch Photonen erzeugten positiven Ladungswolken des Streamers entstehen kurze, schwach leitende, negativ geladene Kanäle. Das heisst, wenn die Streamerspitze die Kathode erreicht hat, ist noch kein leitender Kanal zwischen den Elektroden hergestellt, sondern erst vereinzelte kurze Stücke. Bei einer Erhöhung der homogenen Feldstärke zwischen den Elektroden werden mehr Ladungswolken und somit auch mehr kurze Kanäle erzeugt. Wenn die homogene Feldstärke den Durchschlagswert E_D erreicht hat, haben sich so viele leitende Kanalstücke ausgebildet, dass sie einander berühren und somit der leitende Kanal zwischen Anode und Kathode hergestellt ist und der Durchschlag erfolgen kann. ✓

4. Der negative Streamer

Beim Vorwachsen des negativen Streamers fällt die Erregung neuer Ladungswolken durch Photonen weg. In diesem Fall bildet sich eine Elektronenlawine, die von der Kathode zur Anode wächst. Somit wird ein Kanal ausgebildet, dessen Verbindung zur Kathode nicht abbricht. Sobald dieser Kanal die Anode erreicht hat, ist der Entladungskanal hergestellt, und es erfolgt der Durchschlag. Daher fällt die Feldstärke E_{krit} , die zum Vorwachsen des Streamers benötigt wird annähernd mit der Durchschlagsfeldstärke E_D zusammen.

Für das Anwachsen des Streamers ist die lokale Feldstärke E_{lok} verantwortlich. Diese setzt sich zusammen aus der homogenen Feldstärke E und der inhomogenen Feldstärke, welche durch die negative Ladung der Streamerspitze, der Anodenspannung und dem sich verkürzenden Abstand d' zwischen Streamerspitze und Anode bedingt ist.

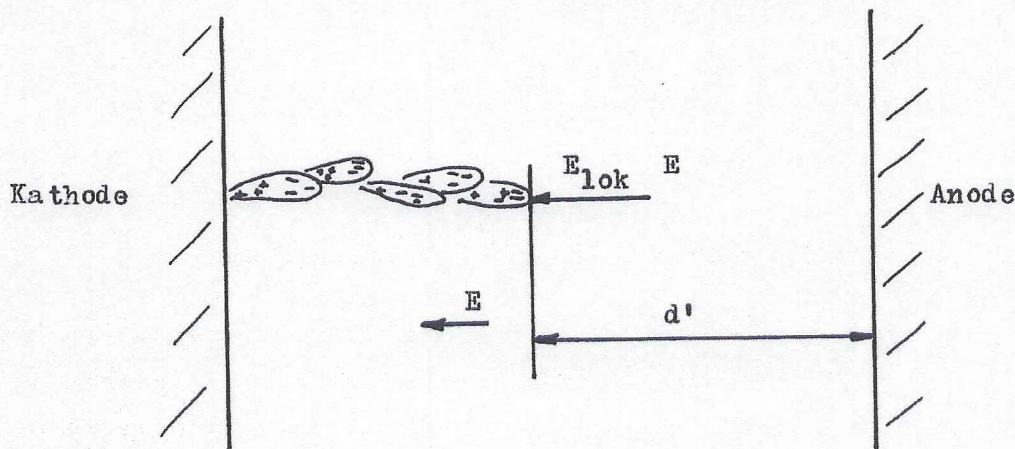


Fig.2: Model des negativen Streamers

III. VERSUCHSAUFBAU, MESSANORDNUNG UND MESSKRITERIUM

1. Versuchsaufbau

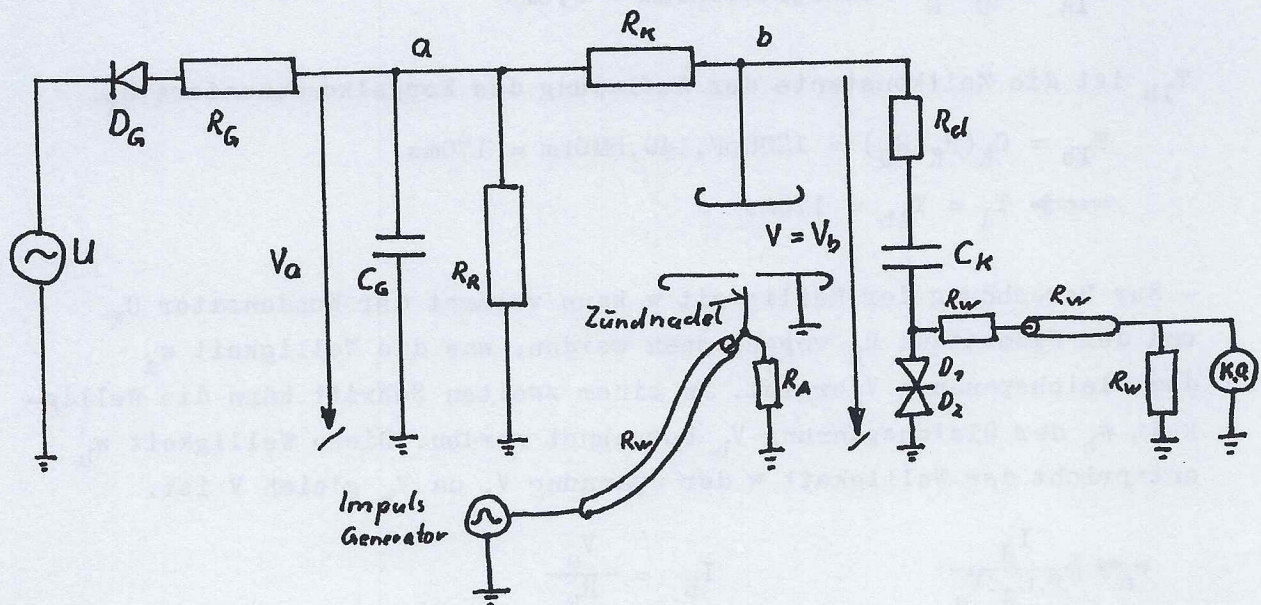


Fig.3: Schaltplan der gesamten Versuchsanordnung

Bestückungsliste

R_G	500kOhm	C_G	1200pF
R_R	280M0hm	C_K	1200pF
R_K	140M0hm	D_G	Hochspannungsdiode (Bambergelement)
R_d	2kOhm	D_1, D_2	Schutzdioden
R_W	50 Ohm		
R_A	100 Ohm (500 Ohm)		

Als Spannungsquelle diente ein Hochspannungstransformator. Dessen Wechselspannung wurde durch den Einweggleichrichter (C_G, D_G, R_G) in eine Hochgleichspannung V umgewandelt. (Für den Fall, dass man eine positive Hochgleichspannung benötigte, wurde die Diode D_G umgekehrt.)

Die gleichgerichtete Hochspannung V liegt nach der Aufladezeit T_1 an der oberen Elektrode (Punkt b) und variiert nur noch mit der Welligkeit w . Der Widerstand R_R wurde angebracht, damit die Gleichspannung V verändert werden kann, denn wenn R_R unendlich gross wäre, so könnte V nur gesteigert aber nicht mehr verringert werden, was eine Regulierung und somit eine genaue Bestimmung der kritischen Spannung V_{krit} verunmöglicht hätte.

1.1. Berechnung von T_1 und w

- T_1 ist die grössere der beiden Zeitkonstanten T_{1a} und T_{1b} .

T_{1a} ist die Zeitkonstante der Aufladung des Kondensators C_G .

$$T_{1a} = C_G \cdot R_G = 1200 \text{ pF} \cdot 500 \text{ k}\Omega = 0.6 \text{ ms}$$

T_{1b} ist die Zeitkonstante der Aufladung des Koppelkondensators C_K .

$$T_{1b} = C_K (R_K + R_G) = 1200 \text{ pF} \cdot 140,5 \text{ M}\Omega = 170 \text{ ms}$$

$$\implies T_1 = T_{1b} = 170 \text{ ms}$$

- Zur Berechnung der Welligkeit w kann vorerst der Kondensator C_K und der Widerstand R_K weggelassen werden, was die Welligkeit w_a der Gleichspannung V_a ergibt. In einem zweiten Schritt kann die Welligkeit w_b der Gleichspannung V_b berechnet werden. Diese Welligkeit w_b entspricht der Welligkeit w der Spannung V , da V_b gleich V ist.

$$w_a \approx \frac{I_R}{2f \cdot C_G \cdot V_a} \quad I_R = \frac{V_a}{R_R}$$

$$\implies w_a \approx \frac{1}{2f \cdot C_G \cdot R_R} = 0.03$$

$$R_d \ll R_K \quad R_d \ll \frac{1}{\omega C_K}$$

$$\Delta V_b = \Delta V_a \cdot \frac{1}{1 + \omega C_K R_K} = w_a \cdot V_a \cdot \frac{1}{1 + \omega C_K R_K}$$

Die Frequenz der Welligkeit w_a ist 50 Hz.

Im aufgeladenen Zustand von C_K und C_G ist $V_a = V_b$.

$$\implies w_b \approx \frac{\Delta V_b}{V_b} = w_a \cdot \frac{V_b}{V_b} \cdot \frac{1}{1 + \omega C_K R_K} = 5,6 \cdot 10^{-4}$$

Da die Welligkeit der Gleichspannung V an der oberen Elektrode gering und das Spannungsteilverhältnis $\frac{R_R}{R_R + R_G} \approx 1$ ist, wurde zur Spannungsmessung die Amplitude der Wechselfeldspannung U mit der Messmethode nach Chub-Fortescue bestimmt.

2. Messanordnung

2.1. Messung mit Hilfe des Koppelkondensators C_K

Zur Bestimmung der Spannung, die es benötigt, damit ein Streamer den Elektrodenabstand d überbrückt, oder dass sonst eine Entladung stattfindet, dient der Koppelkondensator C_K . Bei einem schnellen Stromstoss oder einer schnellen Spannungsveränderung sieht dieses einsetzende Signal den grossen Widerstand R_K als Unterbruch und geht daher über den Koppelkondensator zur Messanordnung.

2.2. Messung am KO

Gemessen wird der Stromstoss mit Hilfe eines KO's, indem der Spannungsimpuls, der vom Stromimpuls erzeugt wird, über einem 50 Ohm-Widerstand gemessen wird.

Die Dioden D_1 und D_2 dienen zur Spannungsbegrenzung, das heisst am KO erscheint eine maximale Spannung von $2U_{sperr}$ (Wanderwelle). Ein Durchschlag zwischen den Elektroden ist aber trotzdem zu vermeiden, weil ein Diode nicht plötzlich auf eine rasch ansteigende Ueberspannung reagieren kann, sondern erst nach einer bestimmten Zeit die Spannung beschränkt.

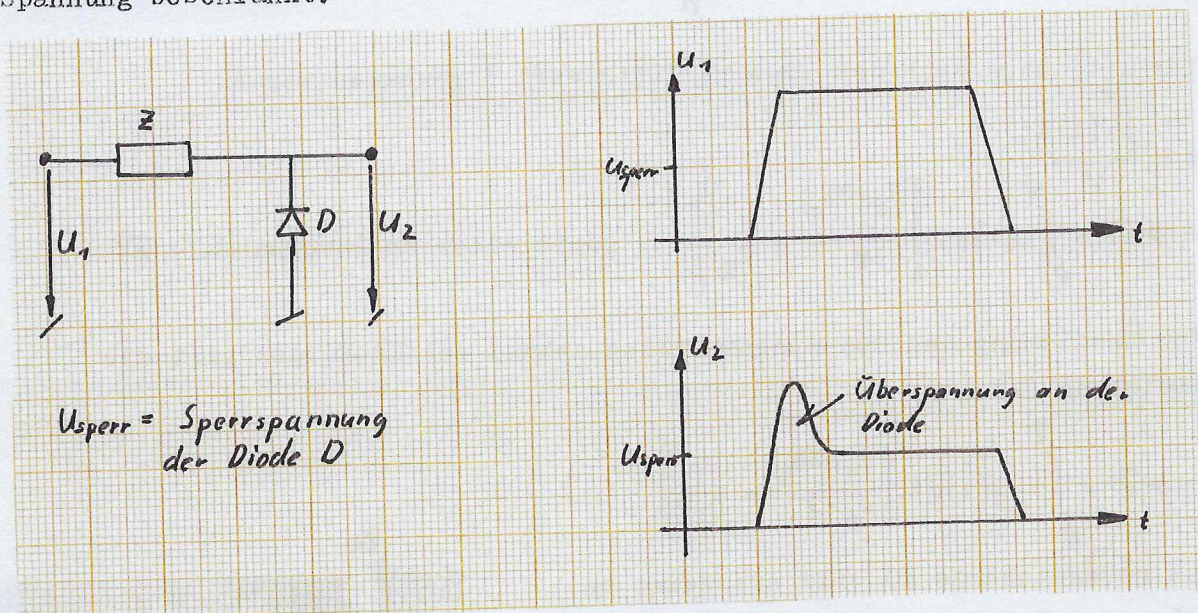
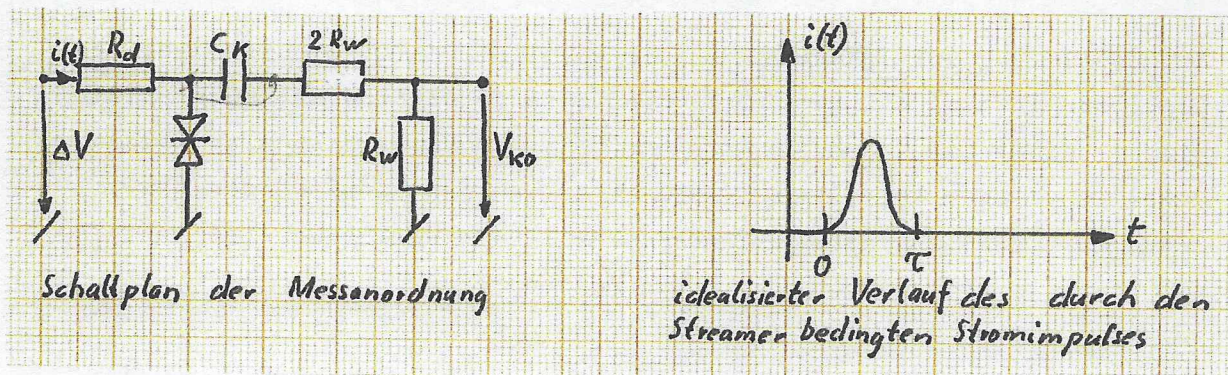


Fig.4: Dynamische Diodenkennlinie

2.3. Dämpfung des Stromimpulses

Der Widerstand R_d dient zur Dämpfung, des durch den Aufbau bedingten Messschwingkreises.

2.4. Berechnung des durch den Stromimpuls bedingten Spannungsabfalls V an der oberen Elektrode



$$\Delta V = R_d \cdot i(t) + \frac{1}{C_K} \int i(t) dt + 3R_w \cdot i(t)$$

$$V_{KO} = i(t) \cdot R_w \implies i(t) = \frac{V_{KO}(t)}{R_w} \quad (a)$$

$$i(t) = \begin{cases} i(t) & 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$\implies \Delta V = i(t) \cdot (R_d + 3R_w) + \frac{1}{C_K} \int_0^\tau i(t) dt$$

für $i(t)$ kann auch der lineare Mittelwert $\bar{i}$ genommen werden

$$\bar{i} = \frac{\int_0^\tau i(t) dt}{\tau}$$

$$\implies \Delta \bar{V} = \int_0^\tau i(t) dt \cdot \left[\frac{R_d + 3R_w}{\tau} + \frac{1}{C_K} \right] \quad \text{gemittelter Spannungsabfall } \Delta \bar{V}$$

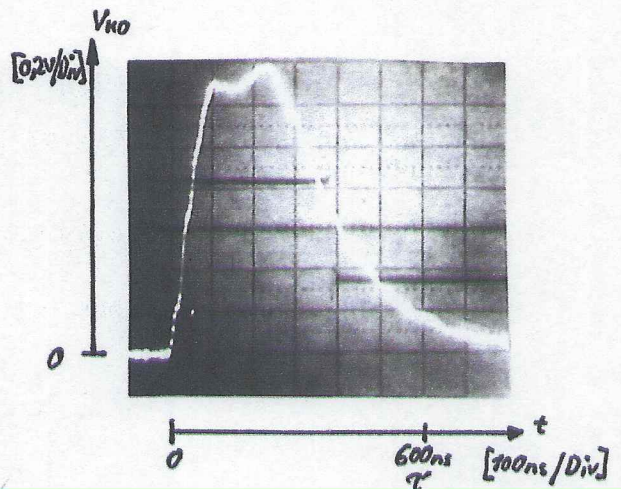
Zur Bestimmung des Spannungsabfalles anhand des KO-Bildes gilt die Gleichung (a)

$$\implies \Delta \bar{V} = \int_0^\tau V_{KO}(t) dt \cdot \left[\frac{R_d + 3R_w}{R_w \cdot \tau} + \frac{1}{C_K \cdot R_w} \right]$$

Das nebenstehende KO-Bild erscheint bei $d=5\text{cm}$ und $E=E_{\text{krit}}=4\text{kV/cm} \implies V=20\text{kV}$

Aus der unter der Spannungskurve liegenden Fläche lässt sich $\Delta \bar{V}$ berechnen.

$\Delta \bar{V} \approx 45\text{V}$, was gegenüber V vernachlässigt werden kann.



3. Erzeugung der Feldinhomogenität

3.1. Triggerung

Der Triggerimpuls auf der erdseitigen Elektrode wurde mit einem Pulska 10 A Impulsgenerator gegeben.

Der Impuls hat eine Anstiegszeit von 10ns, einem RC-Abfall von $T = 150\text{ns}$ und einer Spannungsspitze von $\hat{V}_{\text{imp}} = +10\text{kV}$.

3.2. Anordnung des Zündstiftes

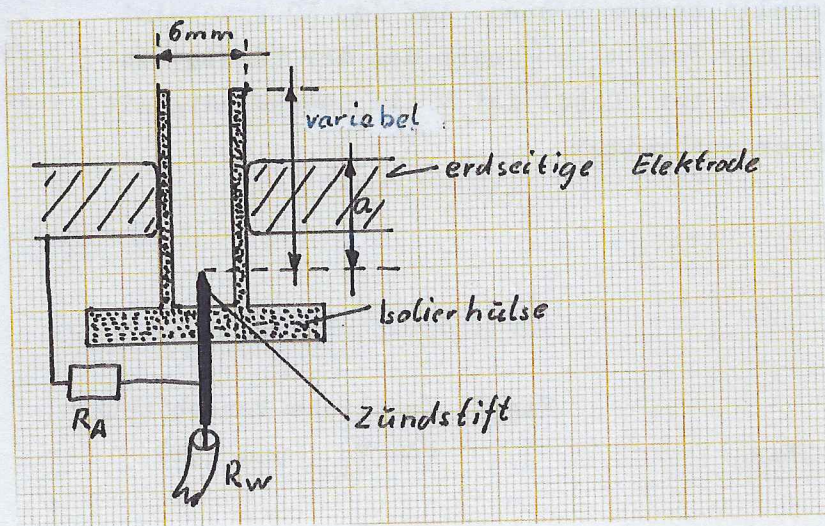


Fig.5: Zündstiftnordnung M 2:1

Der Zündstift ist mit einer Isolierhülse von der erdseitigen Elektrode getrennt, so dass zwischen Zündstift und der Erdelektrode kein Durchschlag erfolgen kann. Diese Hülse ist verschiebbar, so dass sich der Abstand a , das heisst der Abstand den die Zündstiftnadel zur Oberfläche der Erdelektrode besitzt, variieren lässt.

Da bei einem Abschlusswiderstand $R_A = R_W = 50\text{ Ohm}$ der Spannungsimpuls zu tief ist, um einen Streamer zu erzeugen, wird das Koaxialkabel mit $R_A = 100\text{ Ohm}$ abgeschlossen. Dies ergibt einen Spannungsimpuls $\hat{V}_{\text{Imp}} = +13\text{kV}$. Mit diesem Spannungsimpuls lässt sich ein Streamer gut erzeugen.

4. Synchronisation Zündimpuls-Messung

Der KO wurde extern vom Pulsgenerator getriggert, damit auf dem KO sehr genau die Vorgänge zur Zeit der Störung des homogenen Feldes aufgezeichnet wurden.

5. Messung der kritischen Feldstärke E_{krit}

5.1. Messkriterium

Als kritische Feldstärke wird diejenige Feldstärke bezeichnet, die benötigt wird, damit der durch den Zündimpuls erregte Streamer bis zur Gegenelektrode vorwächst. Sobald der Streamer und die mit ihm verbundene Ladung Q (bei $E=E_{krit}$ ist $Q=Q_0$; II.2.3.) die Kathode er-reicht, muss ein Strom $i(t)$ über den Koppelkondensator C_K fließen und auf dem KO festgestellt werden können. Auf dem KO erscheint dieser Stromimpuls nach der Zeit $t_0 = \frac{d}{v}$ nach dem der Zündimpuls seinen Spitzenwert erreicht hat. Dabei ist v die Geschwindigkeit, mit der sich der Streamer ausbreitet.

*Schon
früher:
Ladung
braucht um,
bewegt sich!*

↑ falsch!

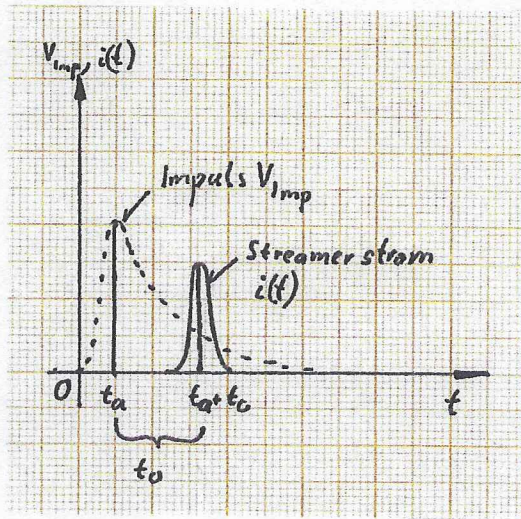


Fig.6: Zeitliche Verschiebung von V_{Imp} und $i(t)$

Vorzeit! Lang!

5.2. Beobachtung des Streamers

Um eine Bestätigung darüber zu erhalten, dass die Spitze, die auf dem KO erscheint (Bild 4), tatsächlich vom Streamer herrührt, wurde das Vorwachsen des Streamers gleichzeitig zur elektrischen Messung auch noch optisch beobachtet.

Um den Streamer gut zu erkennen, musste in vollkommener Dunkelheit und mit dem dunkel adaptierten Auge beobachtet werden. Um störende Spiegelungen der Kathode auszuschalten, wurde deren Elektrode elektrostatisch schwarz beschichtet.

Wenn die Feldstärke $E < E_{krit}$ ist, wächst der Streamer etwas in Raum vor und erlischt wieder, je grösser E wird, umso weiter wächst der Streamer vor. Sobald er die Kathode erreicht, erscheint auf dem KO der bei jedem Elektrodenabstand gleichgrosse Stromimpuls (Bild 4).

Wenn E aber grösser als E_{krit} wird, so ist eindeutig festzustellen, dass die grösse des Stromimpulses mit der Zunahme des Elektrodenabstandes d auch zunimmt, was heisst, dass die Ladung Q grösser geworden ist (II.2.2. Gleichung 3), zugleich beobachtet man visuell eine Verästelung des Streamers. *Wie wurde das gemessen?*

5.3. Interpretation des KO-Bildes

Die vier folgenden KO-Bilder habe ich bei konstantem Elektrodenabstand $d = 5\text{cm}$, konstantem Nadel-Erdelektrodenabstand $a = 4\text{mm}$ und variabler Feldstärke E aufgenommen.

$I [4\text{mA/Div}]$

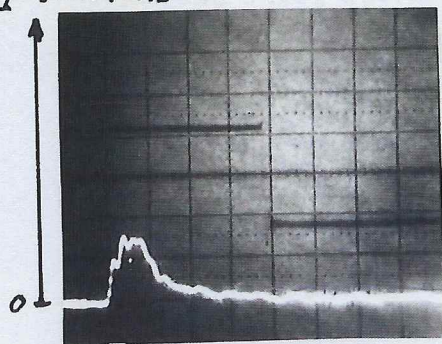


Bild 1: $E = 0\text{kV/cm}$

$I [4\text{mA/Div}]$

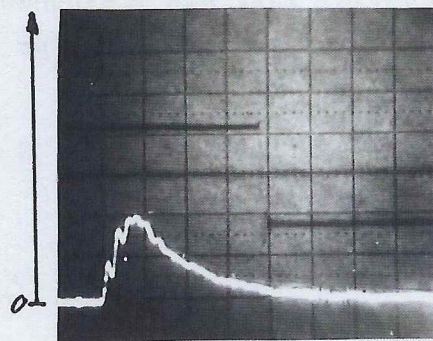


Bild 2: $E = 1.5\text{kV/cm}$

Vom Streamer an der Kathode erzeugter Stromimpuls

$I [4\text{mA/Div}]$

$I [4\text{mA/Div}]$

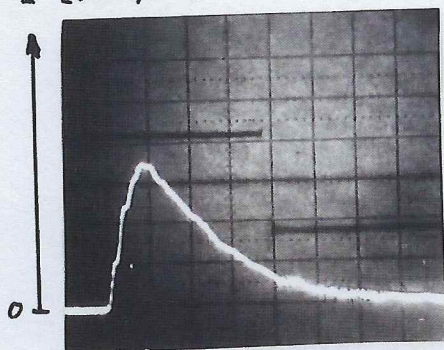


Bild 3: $E = 3\text{kV/cm}$

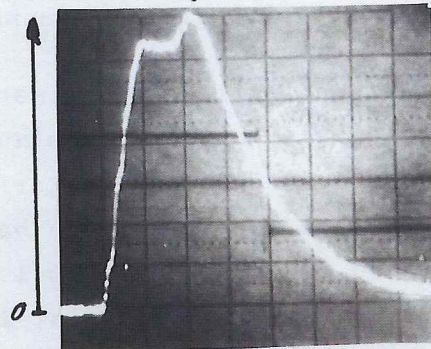


Bild 4: $E = 4\text{kV/cm}$

Der Buckel, der bereits schon bei $E=0\text{kV/cm}$ (Bild 1) erscheint, rührt von dem Spannungsimpuls an der Nadel her. Dabei werden Elektronen aus der Kathode gelöst und diese ionisieren die nahe an der Kathode liegende Luftschicht (Dicke x). Das Ansteigen dieses Buckels mit der Vergrösserung der Feldstärke E (Bilder 2,3,4) wird bewirkt durch die Superposition der homogenen und der vom Spannungsimpuls herrührenden inhomogenen Feldstärke. *?*

$$v_{el} = b \cdot E \quad b = \text{Beweglichkeit eines Teilchens}$$

$$b_{el} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{kVs} \quad E = E_{krit} + \frac{V_{Imp}}{d} \approx 6.6 \text{ kV/cm}$$

$$x = t_{el} v_{el} = t_{el} \cdot b_{el} \cdot E \approx 1.5 \text{ cm} \quad (d=5 \text{ cm} \quad t_{el}=500 \text{ ns})$$

x ist die Dicke der an der Kathode ionisierte Luftschicht bei einer angelegten homogenen Feldstärke $E = E_{krit}$.

Diese Ionen driften zur erdseitigen Elektrode, so dass beim nächsten Spannungsimpuls ($f = 1 \text{ Hz}$) wieder die ganze Luftschicht zwischen den Elektroden neutral ist. Die treibende Feldstärke ist jetzt nur noch die homogene Feldstärke, da der Spannungsimpuls als beendet betrachtet werden kann.

$$b_{Ion} \approx 10^3 \text{ cm}^2/\text{kVs} \quad E = E_{krit} = 4 \text{ kV/cm} \quad d=5 \text{ cm}$$

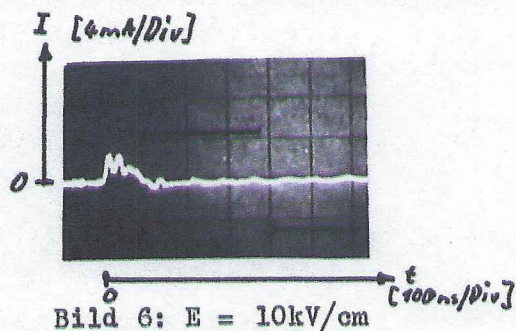
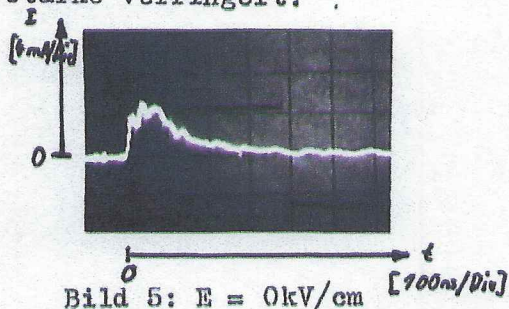
$$t_{Drift} = \frac{d}{b_{Ion} \cdot E} \approx 1.25 \text{ ms} < \frac{1}{f}$$

→ s. Anm. S. 15!

Der in 5.1. erwähnte Stromimpuls erscheint nach der Zeit t_0 und wird dem Buckel überlagert, das heisst die kritische Feldstärke E_{krit} , bei der der Streamer bis zur Kathode vorwächst, ist leicht und mit Sicherheit festzustellen.

5.4. KO-Bild bei positiver Hochspannung

Wie in II.4. erwähnt erreicht der negative Streamer die Anode erst bei einem knapp unter der Durchschlagsfeldstärke liegendem Wert. Dies bestätigt sich, indem der unter III.5.1. erwähnte Stromimpuls ausbleibt. Wohl ist der Buckel wie bei III.5.3. Bild 1 auch wieder zu erkennen (Bild 5), aber dieses mal wird er mit ansteigender Feldstärke verringert (Bild 6). Dies ist darauf zurückzuführen, dass die homogene die durch den Spannungsimpuls verursachte inhomogene Feldstärke verringert.



$d = 5 \text{ cm} \quad a = 4 \text{ mm}$

5.5. Negativer Spannungsimpuls

Um einen negativen Spannungsimpuls zu erhalten, musste zwischen dem Impulsgenerator und die Zündnadel ein Transformator geschaltet werden. Bei diesem Transformator kann je nach Schaltungsart ein positiver oder ein negativer Spannungsimpuls abgegriffen werden.

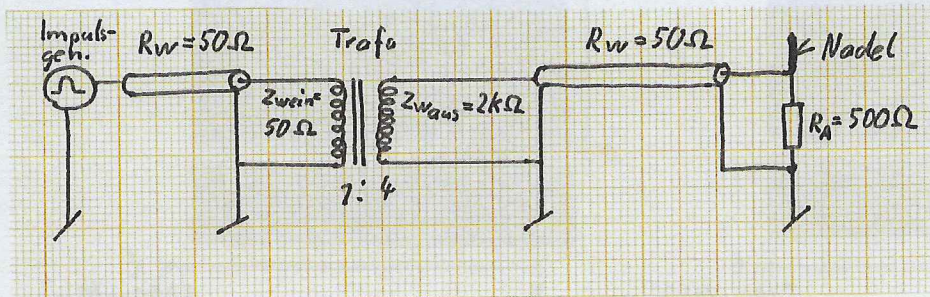


Fig.7: Impulsschaltung mit Transformator

Der Trafo transformiert den Spannungsimpuls auf 40kV. Beim Uebergang vom Trafo auf das nachfolgende Koaxialkabel wird der grösste Teil der Spannung reflektiert und es gelangt nur noch die Spannung $U_f = 40kV \cdot (1-r)$ in das Koaxialkabel.

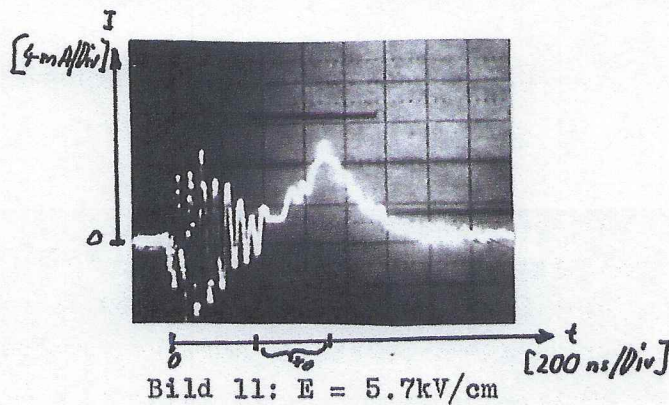
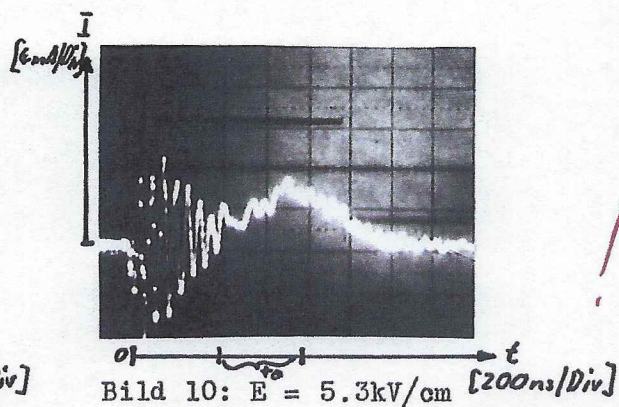
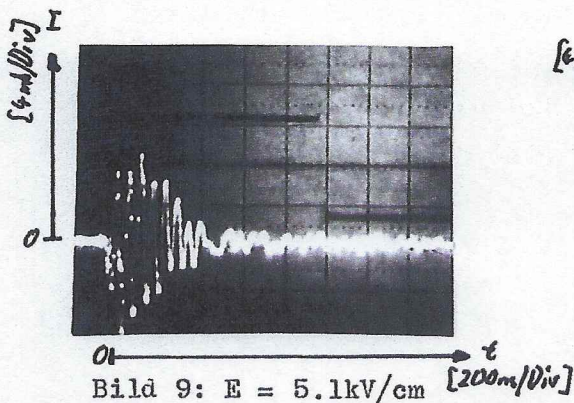
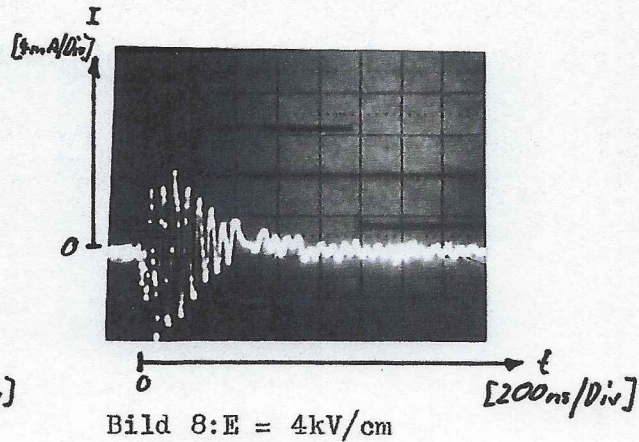
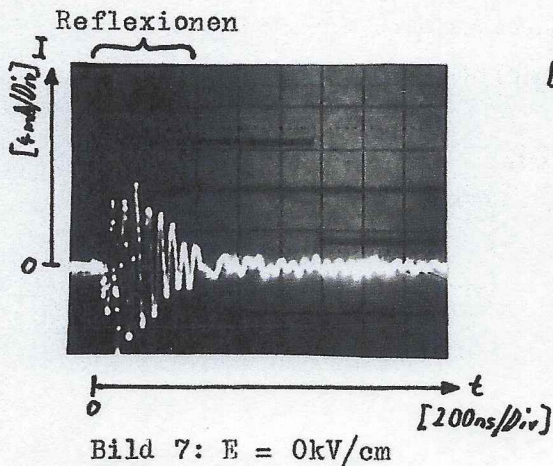
$$r = \frac{R_W - Z_{w_{aus}}}{R_W + Z_{w_{aus}}} = \frac{-1.95k\Omega}{2.05k\Omega} = -0.95$$

$$\implies \underline{U_f = 2kV}$$

Um auf die zur Erregung eines Streamers benötigte Spannung zu gelangen, muss das Koaxialkabel hochohmig abgeschlossen werden $R_A = 10R_W = 500 \Omega$. Durch diesen hochohmigen Abschlusswiderstand wird der Spannungsimpuls im Koaxialkabel hin und her reflektiert und dadurch aufaddiert, und so erreicht er die benötigte Spannung. Diese sieben Reflexionen ($V_{Imp} = 7 \cdot U_f = 14kV$) sind auch auf den KO-Bildern zu erkennen (Bild 7-11).

Bei der kritischen Feldstärke erscheint auch bei dieser Messung nach der Zeit t_0 des Erreichens von V_{Imp} der unter III. 5.1. erwähnte Stromimpuls (Bild 10). Zuerst ist er klein (Bild 10) und mit der Steigerung der Feldstärke wird der Impuls grösser (Bild 11).

Die fünf folgenden KO-Bilder habe ich bei konstantem Elektrodenabstand $d=7\text{cm}$, konstantem Nadel-Erdelektrodenabstand $a=2\text{mm}$ und variabler Feldstärke aufgenommen.



Bei Bild 9/10: Negativer Trigger-Kuppl. "triggert"

offensichtlich einen pos. Strom ausschliesslich bei
ober krit. Feldstärke!

Unklar ist ferner, ob geerdete Elektrode Fluoreszenz
weil!

IV. MESSUNGEN

1. Messungen mit Bordaprofil

Die nachfolgenden Messresultate wurden mit einer Elektrodenanordnung erzielt, bei der die erdseitige Elektrode aus einer ebenen Kreisplatte mit abgerundeten Kanten bestand. Der Durchmesser der Platte beträgt 22 cm und der Radius der Abrundung zirka 1.5 cm. In der Mitte dieser Platte befindet sich die unter III.3.2 erwähnte Zündanordnung. Als Hochspannungselektrode wurde eine Elektrode mit Bordaprofil verwendet. Der Zündimpuls hatte immer eine positive Polarität und die 50-Ohm Zuleitung war mit $R_A=100\text{ Ohm}$ abgeschlossen(III.3.2). Sämtliche Messungen fanden in atmosphärischer Luft bei Zimmertemperatur statt.

Mit diesem Versuchsaufbau liessen sich die kritische Feldstärke E_{krit} , die Durchschlagsfeldstärke E_D und die Zeit t_0 , die der Streamer benötigt, um den Elektrodenabstand d zu überbrücken, bestimmen.

1.1. Messung der kritischen Feldstärke E_{krit} bei negativer Hochspannung V

pos. Streamer

Die kritische Feldstärke E_{krit} wurde in Funktion des Elektrodenabstandes d aufgenommen. a ist der Abstand zwischen der Nadelspitze der Zündvorrichtung und der Oberfläche der Erdelektrode(Fig.:5). Dieser Abstand a diente bei der Messung als Parameter.

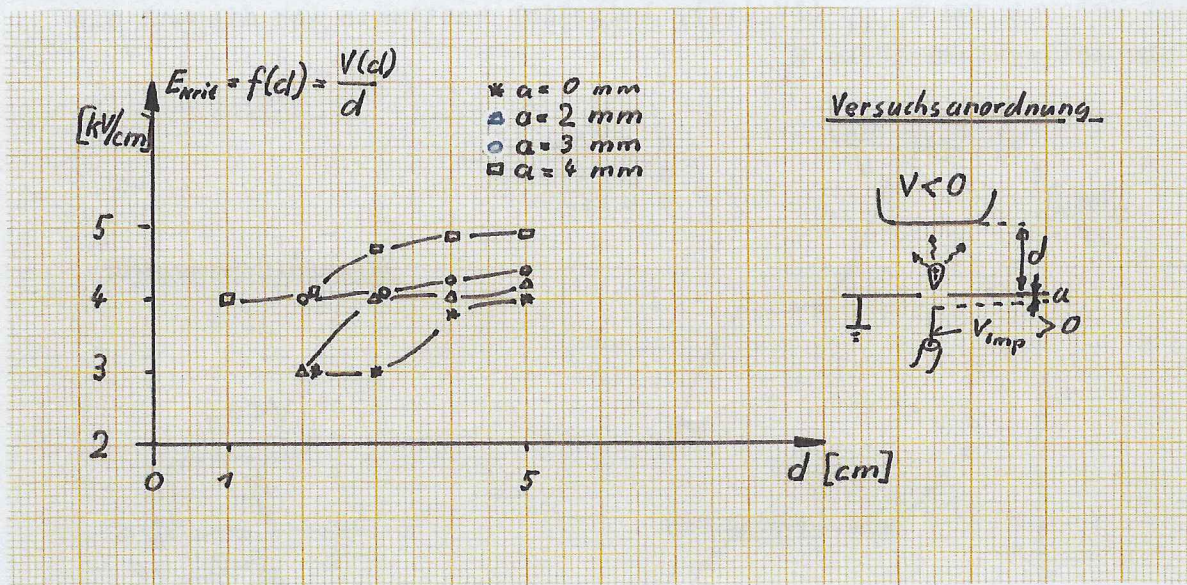


Fig.8: $E_{\text{krit}} = f(d)$ mit Parameter a

Als erstes zeigt diese Messreihe, dass E_{krit} mit kleinem Elektrodenabstand kleiner wird, was daher rührt, dass das Homogenfeld durch den Zündimpuls gestört und somit die resultierende Feldstärke, die für das Vorwachsen des Streamers nötig ist, höher wird als die gemessene homogene Feldstärke E_{krit} .

Weiter sieht man klar den Einfluss des Abstandes a . Je weiter die Nadelspitze unter der Oberfläche der Erdelektrode ist, desto grösser wird die zum Vorwachsen des Streamers benötigte Feldstärke E_{krit} . Dies rührt daher, da ein grosser Teil der elektrischen Energie dazu aufgebracht werden muss, damit die Ladungen das Loch in der Erdelektrode überhaupt verlassen können und so die gemessene Feldstärke über dem Wert liegt, der zur reinen Fortpflanzung des Streamers im Homogenfeld benötigt wird.

1.2. Messung von E_{krit} bei positiver Hochspannung V

Die kritische Feldstärke, die bei positiver Hochspannung benötigt wird, konnte und musste nicht bestimmt werden, da sie beinahe mit der Durchschlagsfeldstärke E_D zusammenfällt (II.4). *oder ganz*

1.3. Messung der Durchschlagsfeldstärke E_D bei negativer Hochspannung V

Der Versuchsaufbau und die Messungen waren genau die gleiche, wie bei der Messung von E_{krit} (IV.1.1), lediglich bestimmte ich diesmal die Durchschlagsfeldstärke E_D .

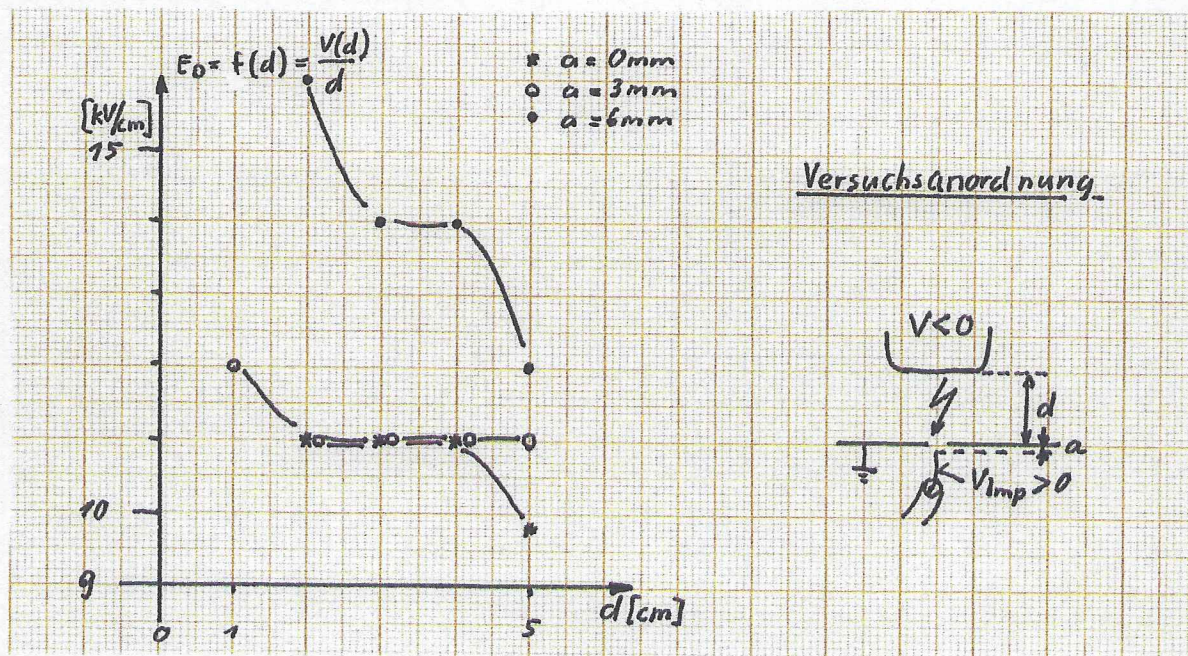


Fig.9: $E_D = f(d)$ mit Parameter a

Bei den kurzen Nadel-Erdelektrode-Abständen a ist die Durchschlagsfeldstärke annähernd konstant.

Die höheren Werte von E_D beim grossen Abstand a , werden daher rühren, dass für einen Durchschlag nicht mehr die Impulsspannung der Nadelspitze alleine massgebend ist, sondern die geometrische Anordnung des Loches im Platteninnern ebenso eine Rolle spielt.

1.4. Messung der Durchschlagsfeldstärke E_D bei positiver Hochspannung V

Vom unter IV.1.1. beschriebenen Versuchsaufbau wurde lediglich die Polarität der Hochspannung geändert, sonst wurde alles beim alten belassen.

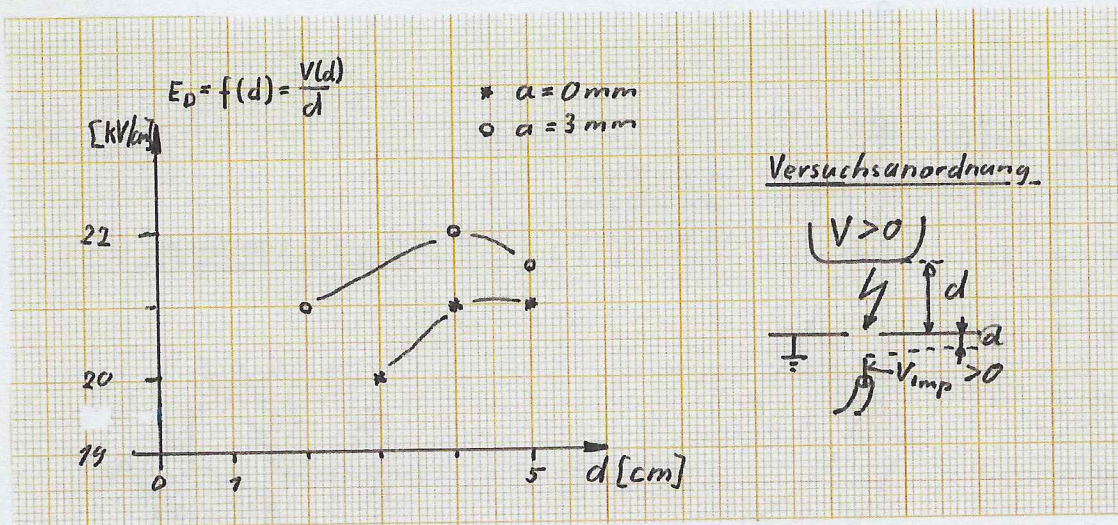


Fig.10: $E_D = f(d)$ mit Parameter a

Die Ergebnisse zeigen bezogen auf den Abstand a das gleiche Verhalten, wie es unter IV.1.3. beobachtet werden konnte. Bei kleinem Abstand a ist die Durchschlagsfeldstärke annähernd konstant ($\pm 5\%$). Die Abweichungen rühren daher, dass die Feldstärke sehr hoch ist, das heisst sich nahe bei der Durchschlagsfeldstärke eines Homogenfeldes befindet. Dies erschwert eine exakte Messung. Für den Abstand $a = 6 \text{ mm}$ ist aus der Figur 10 nichts zu finden. Für diesen Abstand wurde aber ebenfalls eine Messreihe aufgenommen. Der Durchschlag erfolgte dabei Ausnahmslos zwischen den Elektroden, das heisst der Zündstiftspannungsimpuls spielt dabei keine Rolle.

1.5. Messung der Streamerausbreitungsgeschwindigkeit v

Mit der genau gleichen Messanordnung wie unter IV.1.1. beschrieben, nahm ich noch eine Messreihe auf, bei der ich die Zeit t_0 , die der Streamer braucht um von der Nadelspitze zur Kathode zu gelangen, bestimmte (III.5.1.)

Bedingungen: negative Hochspannung V

positiver Spannungsimpuls V_{Imp}

$E = E_{\text{krit}}$ (aus IV.1.1. zu entnehmen)

Die Geschwindigkeit v berechnet sich aus d , a und t_0

$$v = \frac{d+a}{t_0}$$

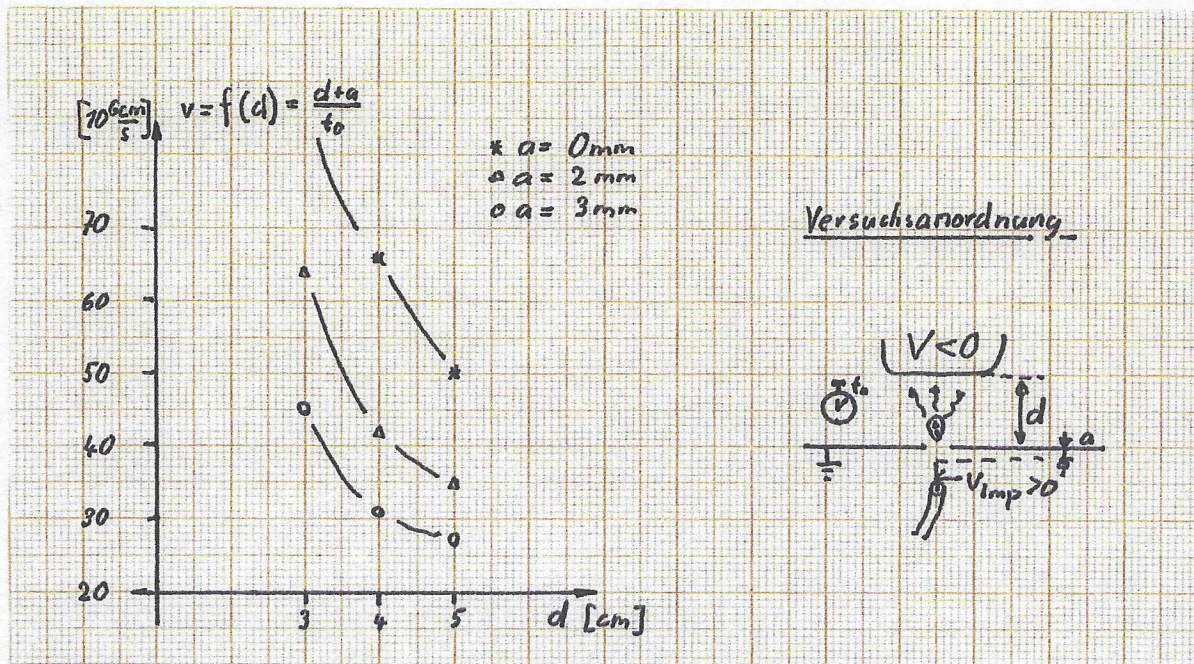


Fig.11: $v = f(d)$ mit Parameter a

Diese Messreihe zeigt vor allem, dass die Geschwindigkeit v des Streamers weit über der Driftgeschwindigkeit von Elektronen oder Ionen liegt:

$$v_{\text{el}} = b_{\text{el}} \cdot E \quad b_{\text{el}} \quad 5 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{kVs}} \quad E \quad 4.5 \text{ kV/cm}$$

$$\implies v_{\text{el}} = 2.25 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

Diese um eine Zehnerpotenz höhere Geschwindigkeit kommt daher, dass der grösste Teil der Strecke durch Photonen überwunden wird.

Mit kürzerem Abstand a nimmt die Geschwindigkeit zu, da die Zeit, die die Ladungen brauchen, um an die Erdelektrodenoberfläche zu gelangen, kürzer wird.

Wieso v kleiner für d grösser?

2. Messung mit Rogowskiprofil

Um ein noch strenger homogenes elektrisches Feld zu erhalten, wechselte ich von der unter IV.1. beschriebenen Versuchsanordnung die Gegenelektrode aus. Das heisst an Stelle des Bordaprofils verwendete ich eine Elektrode mit Rogowskiprofil. Mit diesem Versuchsaufbau führte ich dann wieder die gleichen Messungen wie unter IV.1. aus. Lediglich auf die Bestimmung der Streamergeschwindigkeit v verzichtete ich. Als neue Messung kommt dafür die Bestimmung von E_{krit} bei negativer Impulsspannung V_{Imp} dazu (III.5.5).

*was ich
das erzieht.*

2.1. Messung der kritischen Feldstärke E_{krit} bei negativer Hochspannung V -----

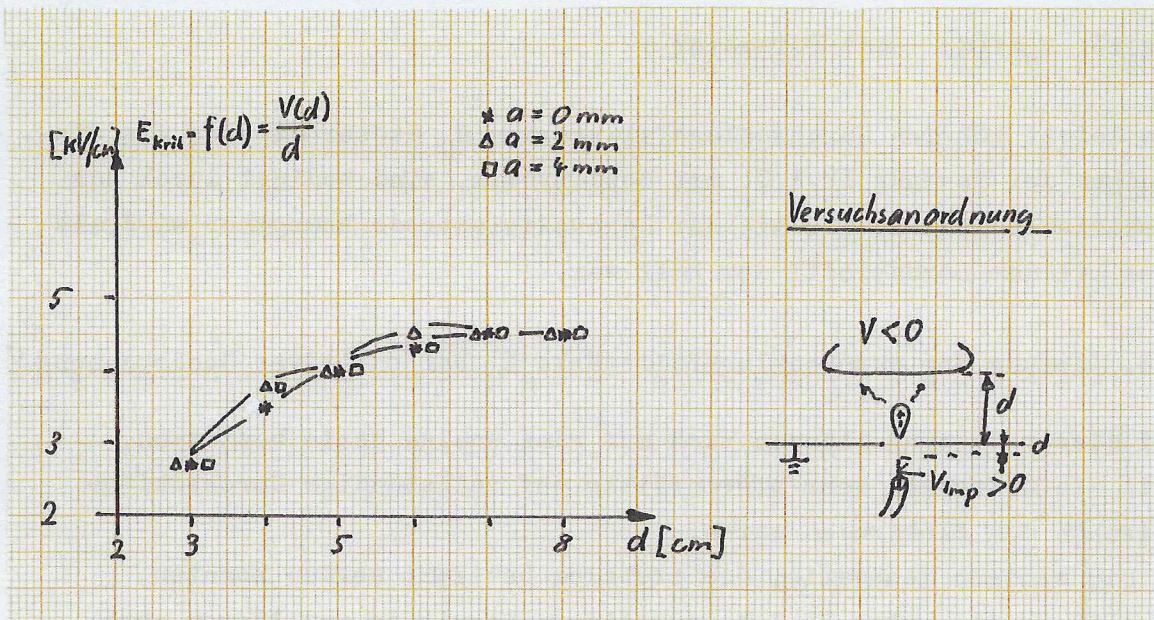


Fig.12: $E_{krit} = f(d)$ mit Parameter a

Die kritische Feldstärke wird in einem grösseren Bereich von a unabhängig von diesem Parameter als dies mit dem Bordaprofil der Fall war.

Die annähernd konstante Feldstärke E_{krit} wird erst bei einem Abstand $d > 5 cm$ erreicht, was daher rührt, dass sich der Einfluss der Zündnadel bei kleinen Schlagweiten vergrössert.

→ wird der Bohrung in der Elektrode

2.2. Messung der Durchschlagsfeldstärke E_D bei negativer Hochspannung V

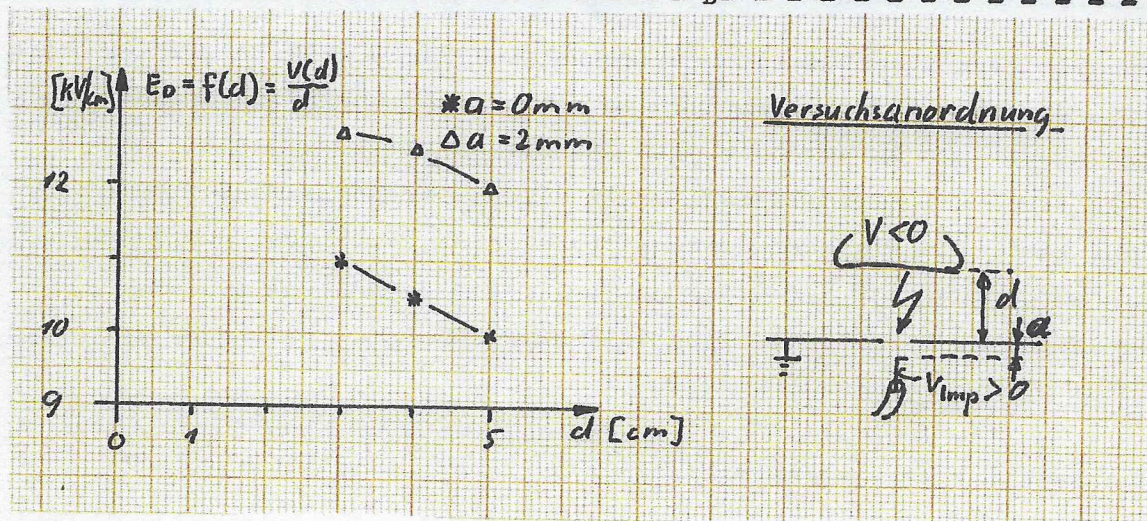


Fig.13: $E_D = f(d)$ mit Parameter a

Die leicht höheren Durchschlagsfeldstärken E_D dieser Messung als diejenigen der Messung IV.1.3. mit Bordaprofil, sind bedingt durch das elektrische Feld E , das mit der Rogowskielktrode homogener wird, als dies mit dem Bordaprofil der Fall war.

2.3. Messung der Durchschlagsfeldstärke E_D bei positiver Hochspannung V

Bei dieser Messung liessen sich nur ganz wenige Werte bestimmen, weil die Messungen sehr störanfällig auf selbständige Durchschläge zwischen den Elektroden waren.

Die wenigen Messwerte, die trotzdem bestimmt werden konnten, bestätigen die unter IV.1.4. erhaltenen Resultate und liegen auch bei etwa $21kV/cm$.

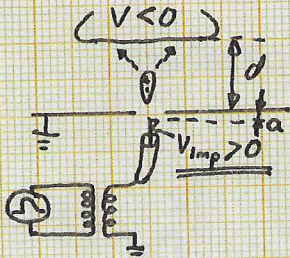
2.4. Messung der kritischen Feldstärke E_{krit} bei negativer Hochspannung und negativem Spannungsimpuls V_{Imp}

Bei dieser Messung lies ich den Zündimpuls durch den in III.5.5. erwähnten Transformator umformen. Als Referenzmessung nahm ich auch noch eine Messreihe mit positivem Spannungsimpuls und Trafo auf.

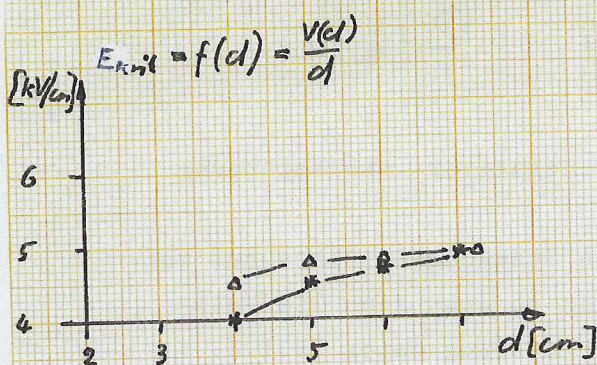
Positive Impulsspannung

Negative Impulsspannung

Versuchs anordnung



* $a = 0 \text{ mm}$
 $\Delta a = 2 \text{ mm}$



Versuchsanordnung

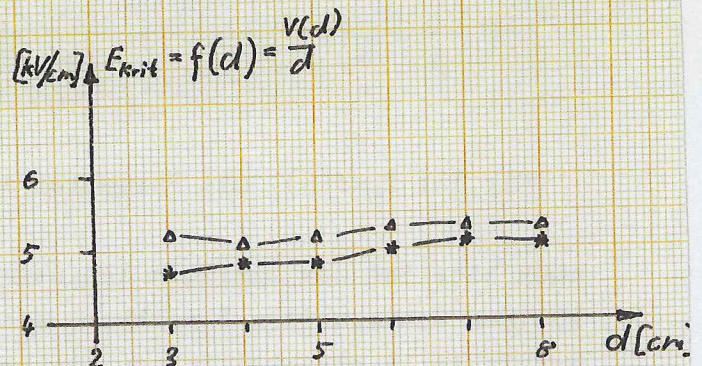
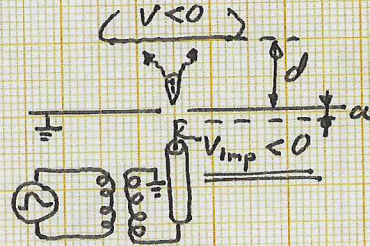


Fig.14: Gegenüberstellung positive-negative Impulsspannung

Die höhere Feldstärke E_{krit} , wenn der Impuls transformiert wird aber immer noch positiv bleibt, ist dadurch begründet, dass der Spannungsimpuls an der Nadel durch die vielen Reflexionen (III.5.5.) nicht mehr so energiereich ist, wie wenn er ohne Trafo direkt ab dem Impulsgenerator der Zündnadel zugeführt werden kann (IV.1.1.)

Die Ursache, dass die Feldstärke E_{krit} bei einem negativen Spannungsimpuls höher ist, die Differenz aber mit zunehmendem Elektrodenabstand abnimmt, ist, dass durch den negativen Spannungsimpuls die Spannung Nadel - Kathode und somit auch die elektrische Feldstärke E verkleinert wird. Daher wird bei einem negativen Spannungsimpuls eine grössere kritische Feldstärke E_{krit} benötigt, damit ein Streamer vorwächst.

2.5. Messung der Durchschlagsfeldstärke E_D bei negativer Hochspannung V und negativem Spannungsimpuls V_{Imp}

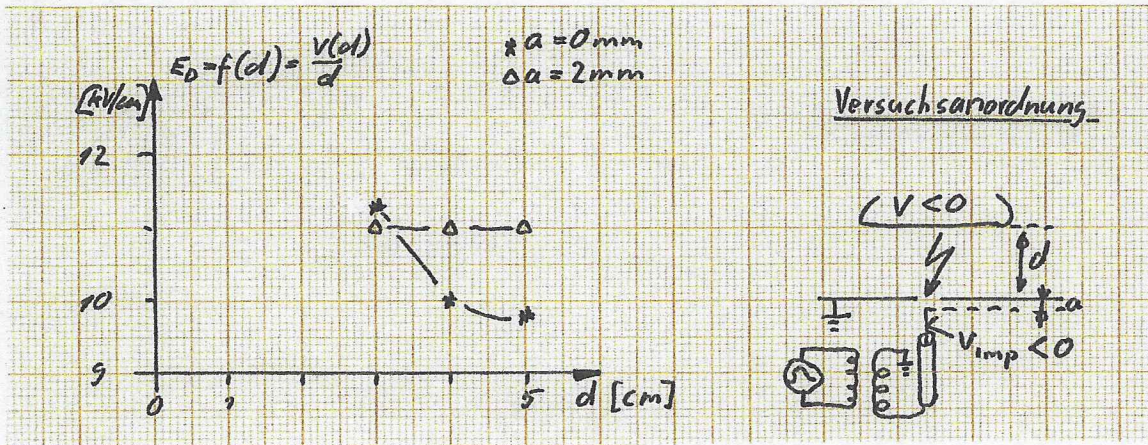


Fig.15: $E_D = f(d)$ mit Parameter a und negativer Impulsspannung

Auch hier ist der Einfluss des negativen Spannungsimpulses nur bei kleinen Schlagweiten bemerkbar. Ansonsten bewegen sich die Messresultate im gleichen Rahmen wie bei der Messung unter IV.1.3.

Handwritten note: Vergleichung mit IV.1.3, auch Impuls-
spannung, auch Impuls-
spannung.

V. ZUSAMMENFASSUNG

Die in den Messungen erhaltenen Resultate sind sehr stark von den äusseren Bedingungen abhängig und somit auch stark verschieden. Wenn diese Fülle von Messresultaten auf den ersten Blick auch unübersichtlich erscheint, so wurden doch die im theoretischen Teil angebrachten Erläuterungen zum grössten Teil bestätigt. *Welche?*

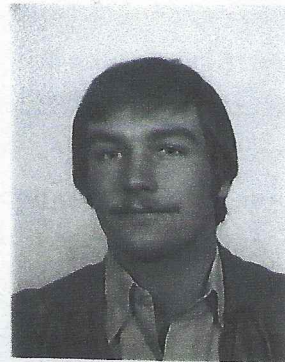
Wenn man sich auf die Absicht der Aufgabe besinnt, die darin bestand, eine stellvertretende, die praxisnahen Messungen ersetzende Messmethode zu finden, so anbietet sich die Feldstärkemessung, die für das Vorwachsen eines positiven Streamers benötigt wird. Dies, weil die bei dieser Messung erhaltene Feldstärke die geringste ist, bei der ein Ladungsträger zwischen Anode und Kathode überhaupt erst ausgetauscht werden kann. Wenn man also zu einem neu gefundenen *neue Werte* isolierenden Gas diese kritische Feldstärke E_{krit} angeben könnte, so wüsste man, dass bei einer Anlage in der diese Feldstärke nirgends überschritten würde, überhaupt kein Ladungsaustausch zwischen Anode und Kathode möglich wäre. *FD statt E_{krit}??*

Wie aus den Messungen ersichtlich ist, sind die Messresultate nicht allgemein gültig. Die Messanordnung ist nur in einem bestimmten Bereich gültig und ergibt die gleichen wie in früheren Arbeiten erhaltenen Messresultate. Die erste Bedingung ist, dass E_{krit} unabhängig vom Elektrodenabstand d ist, was ungefähr ab $d = 5\text{cm}$ der Fall ist. Eine weitere Bedingung ist auch, dass der Nadel-Erdelektrodenabstand a nicht grösser als etwa 4mm gewählt werden soll, damit E_{krit} auch von a unabhängig bleibt. Eine dritte Bedingung, die einen noch genaueren Wert von E_{krit} ergibt, ist, das elektrische Feld noch strenger homogen zu machen, was durch eine Erdelektrode mit Rogowskiprofil erreicht würde. }

Da eine kritische Feldstärke von ungefähr 4.5kV/cm sehr niedrig ist und eine Kapselung von Schaltanlagen bei Einhaltung dieses Wertes unmöglich wäre, ist als nächstes zu untersuchen, wie sich E_{krit} in Funktion des Druckes und anderer Isoliergase als Luft verhält. Als Ziel einer weiteren Arbeit wäre anzustreben, dass man die Anlage soweit ausbauen könnte, dass es möglich ist $\frac{E_{krit}}{p} = f(pd)$ irgend eines beliebigen Isoliergases anzugeben und dadurch einen Zusammenhang zu $\frac{E_0}{p} = f(pd)$ zu finden.

Danke

Herzlich bedanken möchte ich mich bei Herrn G. Biasiutti und
Herrn H. Hürlimann für Ihre tatkräftige Unterstützung bei
dieser Semesterarbeit.



Zürich, 16. Juli 1982

P. Mauchle

P. Mauchle

Literaturverzeichnis

- Anderson N.E., An investigation of the positive streamer corona
Part II. Arkiv för Fysik, 1958, 13, 35, 441-479
- Phelps C.T., Positive streamer system intensification and its possible
role in lightning initiation,
Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1974,
Vol.36, pp.103-111. Pergamon Press
- Griffiths R.F and C.T. Phelps, The effects of air pressure and
water vapour content on propagation of positive
corona streamers, and their implication of lightning
initiation. Quartal Journal Royal Meteorological
Society, London, 1976, 102, 419-426
- Dawson G.A. and W.P. Winn, A model for streamer propagation,
Z. Phys., 183, 159-171, 1965
- Dawson G.A., The lifetime of positive streamers in a pulsed point-
to-plane gap in atmospheric air, Z. Phys., 183,
172-183, 1965
- Prof. Dr. W. Zaengl, GLF Hochspannungstechnik