

Elektrisch getriggerte Funkenstrecken
in Stoßstromanlagen

G. Klement, H. Wedler

IPP 4/118

Mai 1974

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Elektrisch getriggerte Funkenstrecken
in Stoßstromanlagen

G. Klement, H. Wedler

IPP 4/118

Mai 1974

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

Die vorliegende Arbeit ist die erweiterte Fassung eines Vortrages, der im Rahmen des Elektrotechnischen Kolloquiums der TU München im Wintersemester 73/74 gehalten wurde. Als einer der wichtigsten Komponenten von Stoßstromanlagen mit kapazitiven Speichern kommt Funkenstrecken in der Hoch-Beta-Plasmaphysik ziemliche Bedeutung zu. Mit dieser Arbeit soll ein möglichst umfassender Überblick über die verschiedenen Funkenstreckenkonzepte gegeben werden, wobei besonderer Wert darauf gelegt wurde, historische Zusammenhänge aufzuzeigen. Aktuelle Probleme, wie z.B. die simultane Zündung, die von uns eingehend untersucht wurde, wurden nicht ihrer Bedeutung entsprechend ausführlich diskutiert. Die recht komplexen Vorgänge, die zum Stoßdurchbruch führen, wurden ebenfalls stark vereinfacht dargestellt. Ein besonderes Anliegen dieser Arbeit ist es, dem Leser klarzumachen, daß Funkenstrecken in Stoßstromanlagen wegen ihrer enormen Belastung nicht wartungsfrei sind und nur eine vergleichbar bescheidene Lebensdauer aufweisen, falls man den ökonomischen Rahmen solcher Anlagen nicht sprengen möchte.

This report is a detailed version of a short version presented at the Electrical Engineering Seminar held in the Winter Semester 1973/74 at TU Munich. As one of the most important components in capacitor banks, spark gaps occupy a prominent place in high- β plasma physics. This study is intended to present as comprehensive as possible a survey of the various spark gap concepts, special emphasis being placed on the historical context. Topical problems such as simultaneous ignition which we have investigated in detail have not been discussed at length as would befit their importance. The very complex phenomena leading to pulse breakdown have also been highly simplified. A special point is made to impress upon the reader that spark gaps in capacitor banks are not maintenance-free because of the heavy duty and have only a comparatively modest service life if the economic framework of such banks is not exceeded.

INHALTSVERZEICHNIS

1.	Einführung	Seite	1
2.	Kapazitive Speicher	"	2
3.	Die verschiedenen Schalterarten in Stoßstromanlagen	"	5
4.	Der elektrische Durchschlag in Luft	"	9
5.	Zweielektrodenfunkenstrecken	"	14
5.1	Zweielektrodenfunkenstrecken einfachster Art	"	14
5.2	Zweielektrodenfunkenstrecken mit Ferritentkopplung	"	15
6.	Dreielektrodenfunkenstrecken	"	16
6.1	Trigatronprinzip	"	16
6.2	Die klassische 3-Elektrodenfunken- strecke	"	18
6.3	Zündkennlinien	"	21
6.4	3-Elektrodenfunkenstrecken mit Simultanzündung	"	24
7.	Welligkeit und Zeitkonstante des Stromimpulses	"	27
8.	Die Erzeugung von Primärelektronen	"	30
9.	Zusammenfassung	"	32
10.	Literatur	"	36
11.	Abbildungen	"	39

Elektrisch getriggerte Funkenstrecken

in Stoßstromanlagen

G. Klement, H. Wedler

1. Einführung

Funkenstrecken mit elektrischer Triggerung werden in Stoßstromanlagen als Schalter für hohe Ströme benutzt. Stoßstromanlagen, deren Energie kapazitiv gespeichert wird, da die benötigte Leistung von > 1000 Gigawatt nicht unmittelbar aus dem Netz entnommen werden kann, werden in der Plasmaphysik eingesetzt, um in sehr kurzen Zeiten von z.B. $1 \mu\text{s}$ Magnetfelder aufzubauen, um damit Plasmen aufzuheizen, zu komprimieren und einzuschließen. Denn materielle Wände sind wegen der hohen Plasmatemperaturen von über 100 Mio. Grad nicht denkbar.

Neuerdings werden Stoßstromanlagen auch zum Pumpen von Hochleistungsimpulslasern und für die ohm'sche Heizung von Plasmen verwendet. Weitere Anwendungsmöglichkeiten sind die Magnetverformung, Magnetfelder für kollektive Teilchenbeschleuniger und Anlagen zum Prüfen von Hochspannungsleistungsschaltern.

Über die technologischen Probleme in Fusionsreaktoren existieren zahlreiche Arbeiten / 2, 3 /. Hier sei nur kurz erwähnt, daß die größten bisher gebauten kapazitiven Speicher etwa 10 MJ Energieinhalt haben. Für einen späteren Hoch-Beta-Fusionsreaktor sind alleine für die Stoßwellenaufheizung, mit der das Plasma schnell aus dem Bereich hoher Strahlungsverluste auf etwa 10 Millionen Grad aufgeheizt werden soll, mindestens 50 MJ notwendig.

Trotzdem wären die Abmessungen eines solchen Speichers, legt man die in Garching bereits erreichten Bruttoenergiedichten von 50 kJ/m^3 für kapazitive Speicher /30/ zugrunde, bescheiden im Vergleich zu den Abmessungen des eigentlichen Reaktors, der im Falle eines Hoch- β -Typs einen Torusdurchmesser von 70 m hätte, wie Reaktorüberlegungen von Köppendörfer zu entnehmen ist /36/. Dagegen wäre der kapazitive schnelle Speicher in einem Würfel von 10 m Kantenlänge unterzubringen (Abb. 11). Alle diese Zahlenangaben sind spekulativ. Dies gilt besonders für die in Ansatz gebrachte Energiedichte für kapazitive Speicher, die mit kürzer werdender Anstiegszeit des Stromimpulses wegen der nötigen feineren Unterteilung zwangsläufig abnimmt.

2. Kapazitive Speicher

Während induktive Speicher wegen ihrer hohen Energiedichte (20 J/cm^3) kapazitiven Speichern überlegen sind, ist, im Gegensatz zu kapazitiven Speichern, ihre Entladung in vorwiegend induktive Verbraucher nicht ohne weiteres möglich. Entweder sind kapazitive Zwischenspeicher erforderlich oder bei Anwendung des Widerstandstransfers können nur 25 % der gespeicherten Energie übertragen werden. So werden kapazitive Speicher voraussichtlich als Anstiegsspeicher für den schnellen Anstieg (Stoßwellenheizung) und induktive Speicher für das Power-Crowbar-System vorgesehen. Zu beachten ist natürlich, daß beim induktiven Speicher das Schaltproblem noch nicht zufriedenstellend gelöst ist. Die spezifischen Anlagekosten dürften etwa gleich hoch sein, soweit man dies für den induktiven Speicher übersehen kann. Die technischen Schwierigkeiten sind gegenwärtig beim induktiven Speicher sicher wesentlich größer.

Die in einer Anlage von z.B. 100 MJ gespeicherte Energie entspricht hinsichtlich der im Kurzschlußfall freigesetzten Leistung der Brisanz von etwa 15 kg Sprenggelatine. Es ist einzusehen, daß ohne Gefährdung der Anlage nicht beliebig große Energieblöcke unentkoppelt zu installieren sind. D.h.

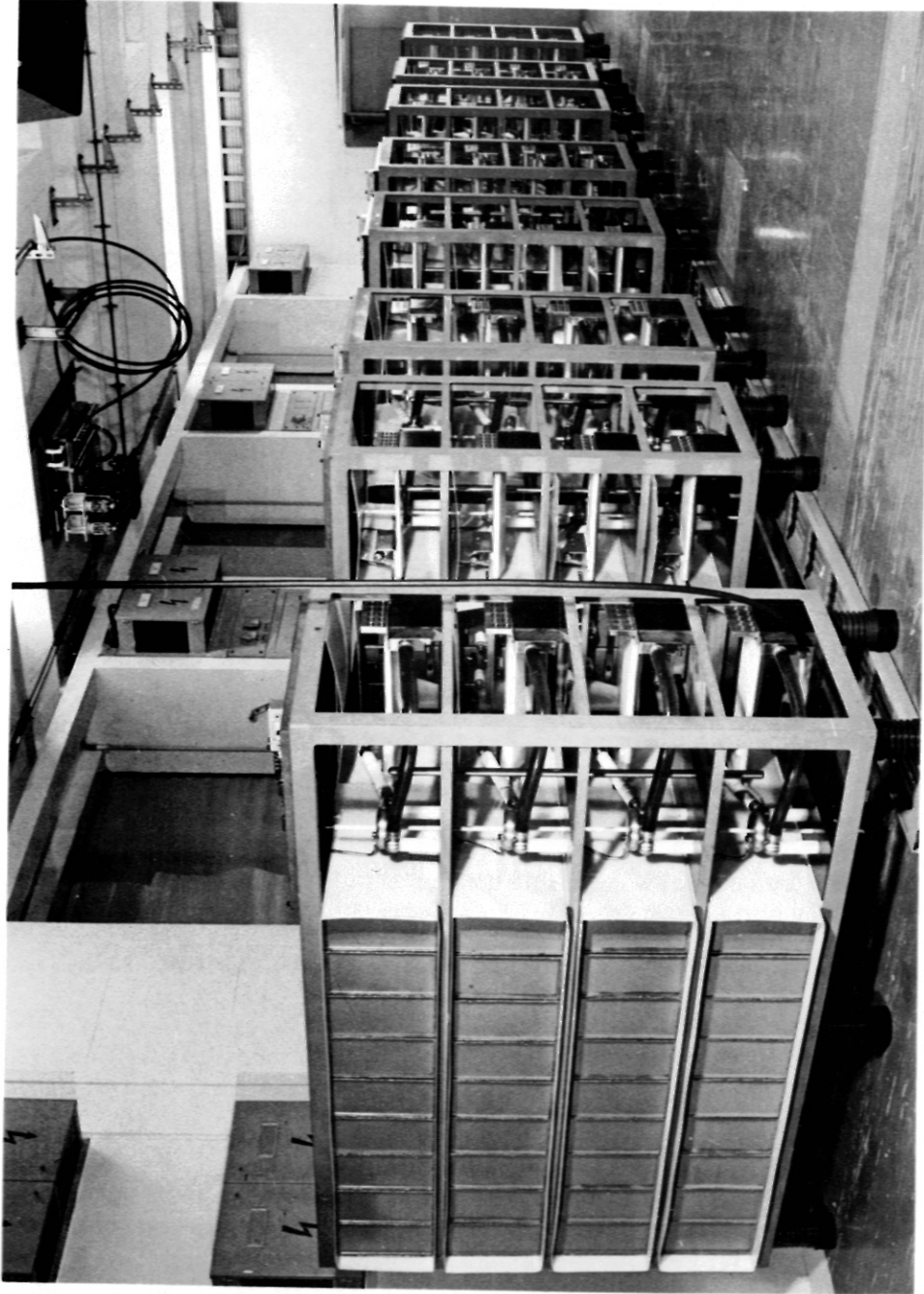


Abb.: 1 700 kJ-Stoßstromanlage für den 1000 J-Jodlaser Asterix III
Garching 1973 /30/

der Speicher muß in einzelne Kreise bis zu 100 kJ unterteilt werden. Diese Aufteilung ist auch aus einem anderen Grunde angebracht. Die Batterieinduktivität und die Belastung der Schalter läßt sich nur durch viele parallele Zweige drastisch einschränken. Bei einer vertretbaren Stückelung von 20 kJ-Blöcken müßte man immerhin für einen 50 MJ-Speicher 2500 Schalter installieren. Vermutlich reichen diese wegen der zu hohen Schalterinduktivität nicht aus. Eine Unterteilung ist unerläßlich, verursacht aber erhebliche Anforderungen an die Schaltelemente.

Abb. 12 gibt einen Eindruck von der Größe solcher Stoßstromanlagen. Sie zeigt die 2.7 MJ-Anlage Isar T1 in Garching.

Einen Einblick in die innere Struktur einer Kondensatoranlage gewinnt man aus Abb. 1. Sie zeigt die 700 kJ-Stoßstromanlage für den 1000 J-Jod-Laser. Die Batterie ist in 8 einzelne Gestelle unterteilt, die in einen Speicherteil und einen Funktionsteil für Schalter, Kurzschließer und Überwachungseinrichtungen aufgeteilt sind. Jedes Gestell besteht aus 4 Etagen die jeweils einen kompletten Baustein mit Kondensatoren, Funkenstrecken, Kurzschließer usw. aufnehmen:

Bei einer Ladespannung von 60 kV erreicht man mit einem Gestell folgende Werte:

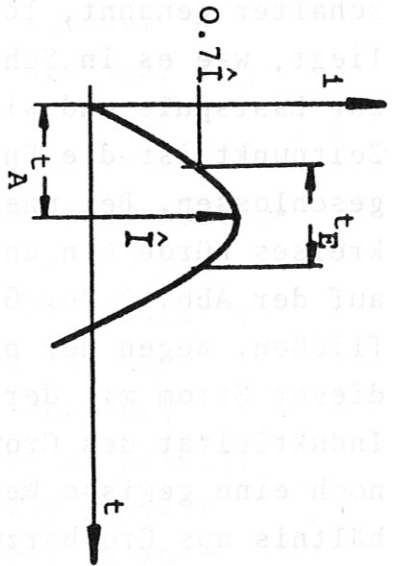
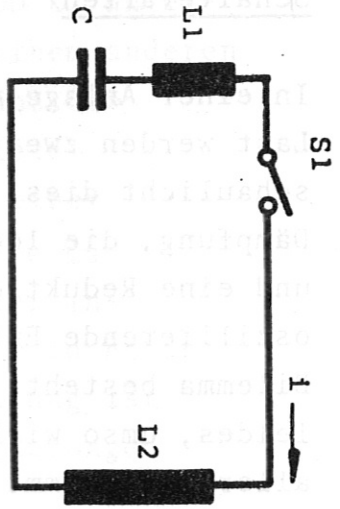
Gespeicherte Energie:	86 kJ
Bruttovolumen:	1.6 m ³
Volumen für Kond.:	0.5 m ³
Preis/Gestell:	ca. DM 40.000.--
Preis/J:	0.46 DM/J
Preis/MW:	4.-- DM/MW
Kurzschlußfrequenz:	125 kHz
Entladefrequenz:	60 kHz ($\eta_{ind} = 0.7$)
Scheitelstrom (60 kHz):	1.0 MA
Leistung (60 kHz):	10 GW

3. Schalterarten

In einer Anlage mit kapazitivem Speicher und induktiver Last werden zwei Schaltertypen benötigt. Abb. 2 veranschaulicht dies: Unter Vernachlässigung der schwachen Dämpfung, die lediglich eine geringe Phasenverschiebung und eine Reduktion des Stromes bewirkt, entsteht eine oszillierende Entladung gemäß Schaltung A. Folgendes Dilemma besteht: Je schneller der Anstieg des Magnetfeldes, umso wirkungsvoller ist die Aufheizung des Plasmas, allerdings nimmt die Einschlußzeit entsprechend ab. Ein zweiter Schalter, Kurzschließerschalter bzw. Crowbar-schalter genannt, löst dieses Problem. Dieser Schalter liegt, wie es in Schaltung B dargestellt wurde, parallel zur Lastspule und wird genau im Strommaximum, in diesem Zeitpunkt ist die Energie in der Spule gespeichert, kurzgeschlossen. Bei unendlicher Leitfähigkeit des Spulenkreises würde ein unendlich langer Stromimpuls, wie es auf der Abb. 2 der Übersicht wegen vereinfacht wurde, fließen. Wegen der nicht vermeidbaren Widerstände klingt dieser Strom mit der Zeitkonstante L_2/R_3 ab. Die endliche Induktivität des Crowbarschalters verursacht weiterhin noch eine gewisse Welligkeit, die proportional dem Verhältnis aus Crowbarzweiginduktivität L_3 zur Spuleninduktivität L_2 ist, und definiert wird als Verhältnis Differenz A-B zur Summe A+B. Um einen Kontakt des Plasmas mit der Wand zu vermindern, muß die Welligkeit, d.h. die Induktivität des Kurzschließerschalters, möglichst klein sein (siehe auch unter 7.).

In Abb. 13 ist ein kompletter Baustein mit Start- und Kurzschließerschalter abgebildet. Große Stoßstromanlagen bestehen aus vielen derartigen Bausteinen, die alle an der Lastspule parallel geschaltet sind.

Schaltung A



Scheitelstrom: $\hat{i} = \sqrt{VC/L}$

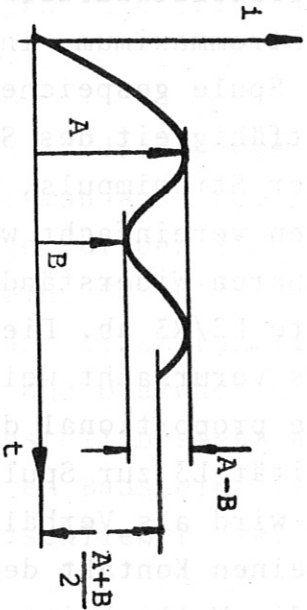
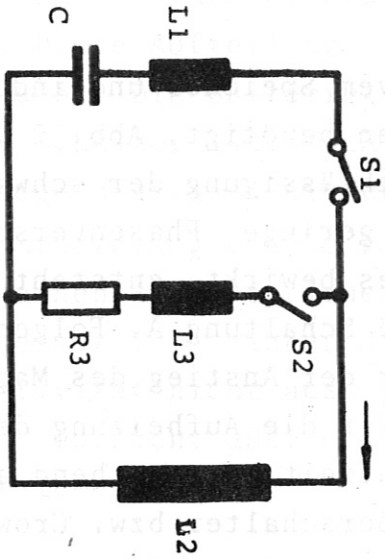
Anstiegszeit: $t_A = 0.5\pi\sqrt{LC}$

Einschluss (70%): $t_E = 0.5\pi\sqrt{LC}$

$$t_A \approx t_E$$

$$L = L1 + L2$$

Schaltung B



Scheitelstrom, Anstiegszeit wie A

$$\text{Welllängkeit: } W = \frac{L3}{L2} = \frac{A-B}{A+B}$$

$$A+B = 2 \frac{L2}{L2+L3} \text{ A}$$

$$A-B = 2 \frac{L3}{L2+L3} \text{ A}$$

für $L3 \ll L2$

$$t_E \approx 0.25 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C} + 0.35 \cdot L2/R3$$

Abb.: 2 Ersatzschaltung für kapazitive Stoßstromanlagen mit induktiver Last

A: Oszillierende Entladung

B: Crowbarentladung (Schaltzeitpunkt für S2: Strommaximum)

Start- und Kurzschließerschalter sind die schwierigsten Elemente kapazitiver Energiespeicher. Sie stellen das eigentliche Problem dar.

Die an Schaltern in Stoßstromanlagen zu stellenden Anforderungen lassen sich wie folgt kurz skizzieren.

1. Eine mit wachsender Größe der Anlage abnehmende Vorzündrate ist erforderlich.
2. Um die Forderungen nach einer ausreichend kleinen Vorzündrate zu erfüllen und um dem Benutzer einen gewissen Parameterspielraum zu gewährleisten, ist ein genügend großer Spannungsbereich notwendig, in dem die Schaltelemente mit kleiner Streuung zuverlässig schalten.
3. Der Parallelbetrieb von vielen Schaltelementen erfordert eine möglichst kleine Streuzeit, damit der Stromanstieg nicht verschmiert und die Welligkeit des Stromimpulses bei Crowbarentladungen nicht unnötig vergrößert wird. Da Funkenstrecken nur in einem beschränkten Spannungsbereich arbeiten und die Laufzeit der Spannungswelle zwischen zwei benachbarten Kreisen klein ist, resultiert hieraus pauschal eine Forderung an die Streuzeit von <20 ns, die in extremen Anlagen durchaus noch schärfer ausfallen kann.
4. Kurzschließerschalter müssen im Spannungsulldurchgang sicher schalten. Dieser Arbeitspunkt darf keine singuläre Stelle sein. Denn es gilt hier ebenfalls, daß wegen der nicht vermeidbaren Toleranzen mindestens ein Spannungsbereich von 0 bis 10 % der stat. Durchbruchspannung erforderlich ist, in dem der Kurzschließerschalter sicher schaltet.

In diesem Zusammenhang ist sicher die Frage interessant, welche Möglichkeiten bieten Funkenstrecken. Bezüglich ihrer Belastbarkeit sind diese allen anderen Schaltelementen überlegen mit Ausnahme natürlich der dielektrischen

Schalter. Scheitelströme bis 150 kA pro Einzelschalter sind durchaus normal. In Einzelversuchen wurden aber auch schon Ströme von 1 MA geschaltet. Üblicherweise werden Energieblöcke bis 20 kJ über eine Funkenstrecke gezündet, allerdings wurden auch in Anlagen mit wenig Einzelkreisen 100 kJ entladen. Das Stromzeitintegral liegt ebenfalls recht hoch. 10 bis 20 Coulomb sind durchaus normale Werte. Schaltzeiten von 10 ns wurden beobachtet, die Streuung liegt teilweise unter 10 ns, für spezielle Funkenstrecken sogar im Sub-Nanosekunden-Bereich. Auch die für einen Einkanalschalter erreichten Induktivitätswerte von 15 nH für 60 bis 100 kV sind beachtlich. Dagegen gibt es eine Reihe von Eigenschaften, die Funkenstrecken in der Anwendung problematisch machen. Wir möchten hier den begrenzten Arbeitsbereich erwähnen, der nur durch großen Triggeneraufwand zu erweitern ist und hieraus resultierend das Problem der Vorzündungen. So können Funkenstrecken mit einiger Sicherheit nur bis 70 bzw. 80 % ihrer statischen Durchbruchspannung betrieben werden. Andererseits ist der Gesamtarbeitsbereich für konventionelle Triggerung 40 bis 100 % der statischen Durchbruchspannung, d.h. es bleibt nur ein Spielraum von 20 % zur Verfügung, wenn nicht Druckfunkenstrecken eingesetzt werden. Besonders unangenehm ist der in der Größenordnung von 5 - 10 m Ω liegende Widerstand für Crowbarschalter. Denn wie wir bereits gesehen haben, wird der Einschluß des Plasmas und damit die Ausnutzung der Anlage nahezu ausschließlich durch den Widerstand der Crowbarschalter bestimmt, da dieser nicht beliebig reduzierbar ist. Generell lassen sich Funkenstrecken noch wie folgt charakterisieren: Polaritätseffekte treten keine auf. Es existieren nur zwei stabile Zustände, ein offener und ein geschlossener, der Übergang vom offenen in den geschlossenen Zustand ist in einem bestimmten Spannungsbereich steuerbar. Je nach Belastung können die Schaltvorgänge in bestimmten Intervallen wiederholt werden. In Garching wurde mit einem 4 kJ-Kreis ein 1 Hz Takt

erreicht /13/. Funkenstrecken bestehen in der Regel aus zwei oder mehreren Kugel- bzw. Zylinderelektroden aus Messing, Kupfer oder einer Wolframlegierung. Als Dielektrikum wird im allgemeinen Luft bzw. Druckluft verwendet. Durch einen geeigneten Spannungspuls wird die Funkenstrecke elektrisch gezündet.

4. Der elektrische Durchschlag in Luft

Bevor die eigentlichen Triggermechanismen diskutiert werden, möchten wir eine kurze Zusammenfassung über die bekannten Durchbruchprozesse in Luft geben. Um die sehr kurzen Aufbauzeiten einer Entladung erklären zu können, die auch in Funkenstrecken zu beobachten sind, erweiterten Meek und Raether die Townsend'sche Theorie als einer Kette von zeitlich nacheinander ablaufenden Elektronenlawinen. Nach ihren Vorstellungen schlägt die Entladung in die Kanalentladung um, wenn infolge langen Lawinenweges oder hoher Überspannung die Ladungskonzentration im Lawinenkopf stark angewachsen ist. Als Folge dieser Ladungsanhäufung baut sich anodenseitig vor dem Lawinenkopf ein sehr starkes Feld auf. Die Gasionisierung durch Photonen löst neue Keimpunkte aus, die mit Lichtgeschwindigkeit vorgetragen werden. Dieser Anodenkanal wächst mit dem ca. 10-fachen der im Feld möglichen Elektronengeschwindigkeit. Während für den normalen Vielfachlawinenprozess lange Zeiten von 10 bis 100 Mikrosekunden notwendig sind, vollzieht sich der Streamermechanismus je nach Feldstärke in sehr kurzer Zeit. Die Zeitverzögerung zwischen dem Anlegen eines Spannungsimpulses und dem nachfolgenden Durchbruch wird in zwei Größen aufgeteilt. Der erste Term ist der statistische Zündzeitverzug, er wird alleine vom Vorhandensein von Elektronen bestimmt die die Lawine starten, und kann durch ausreichende UV-Bestrahlung, durch Radioaktivität, durch Feldemission bzw. steady-state-Korona oder durch Abspalten von angelagerten Elektronen bei Feldstärken über 50 kV/cm reduziert

werden. Der zweite Term ist die eigentliche Aufbauzeit, das ist die Zeit, die notwendig ist, um den Durchbruchprozess nach Schaffung eines Primärelektrons zu kompletieren.

In Abb. 3 sind Aufbauzeiten verschiedener Autoren in Abhängigkeit vom Stoßfaktor aufgetragen. Bei allen diesen Messungen ist der Pulsanstieg wesentlich kürzer als die Aufbauzeit. Die kürzesten Zeiten wurden von Fletcher gemessen und liegen für Stoßfaktoren von 2,5 bei etwa 0.5 ns. Bei der Triggerung von Funkenstrecken stehen normalerweise derartig steile Impulse nicht zur Verfügung.

In Abb. 4 sind daher eigene Aufbauzeitmessungen mit Keilwellen in Abhängigkeit von der Steilheit des Spannungsimpulses ausgewertet. Für den für die Triggerung von Funkenstrecken interessanten Bereich der Steilheit von 1 bis 10 kV/ns wächst die Aufbauzeit angenähert proportional mit $1:\sqrt{\quad}$ aus der Steilheit. Berücksichtigt man, daß bei diesen Messungen mit Absicht keine besonderen Maßnahmen zur Reinigung der Elektroden usw. getroffen wurden, so kann man die Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Fletcher und anderen Autoren als gut bezeichnen.

Erwartungsgemäß steigt, wie in Abb. 5 zu sehen ist, im Bereich von 1 - 10 kV pro ns die Stoßdurchbruchspannung mit wachsender Steilheit an. Hier gilt eine ähnliche Wurzelbeziehung. Bemerkenswert bei diesen Messungen ist weiter, daß die Stoßdurchbruchspannung für das Kugel-Kugel-Feld und das spitze Kugelfeld mit wachsender Steilheit konvergieren.

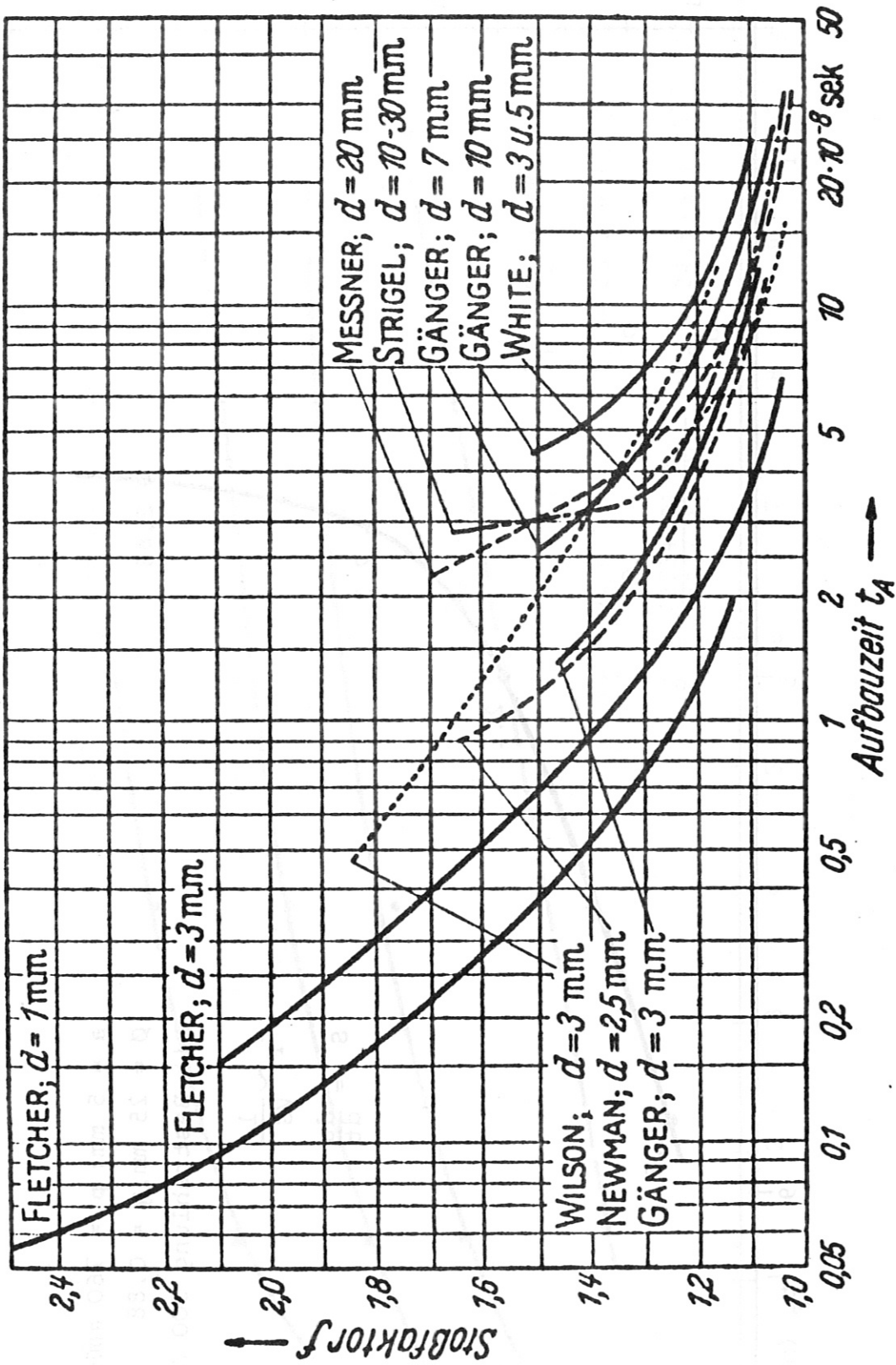


Abb.: 3 Aufbauzeit im gleichförmigen Feld in Luft in Abhängigkeit vom Stoßfaktor /1/

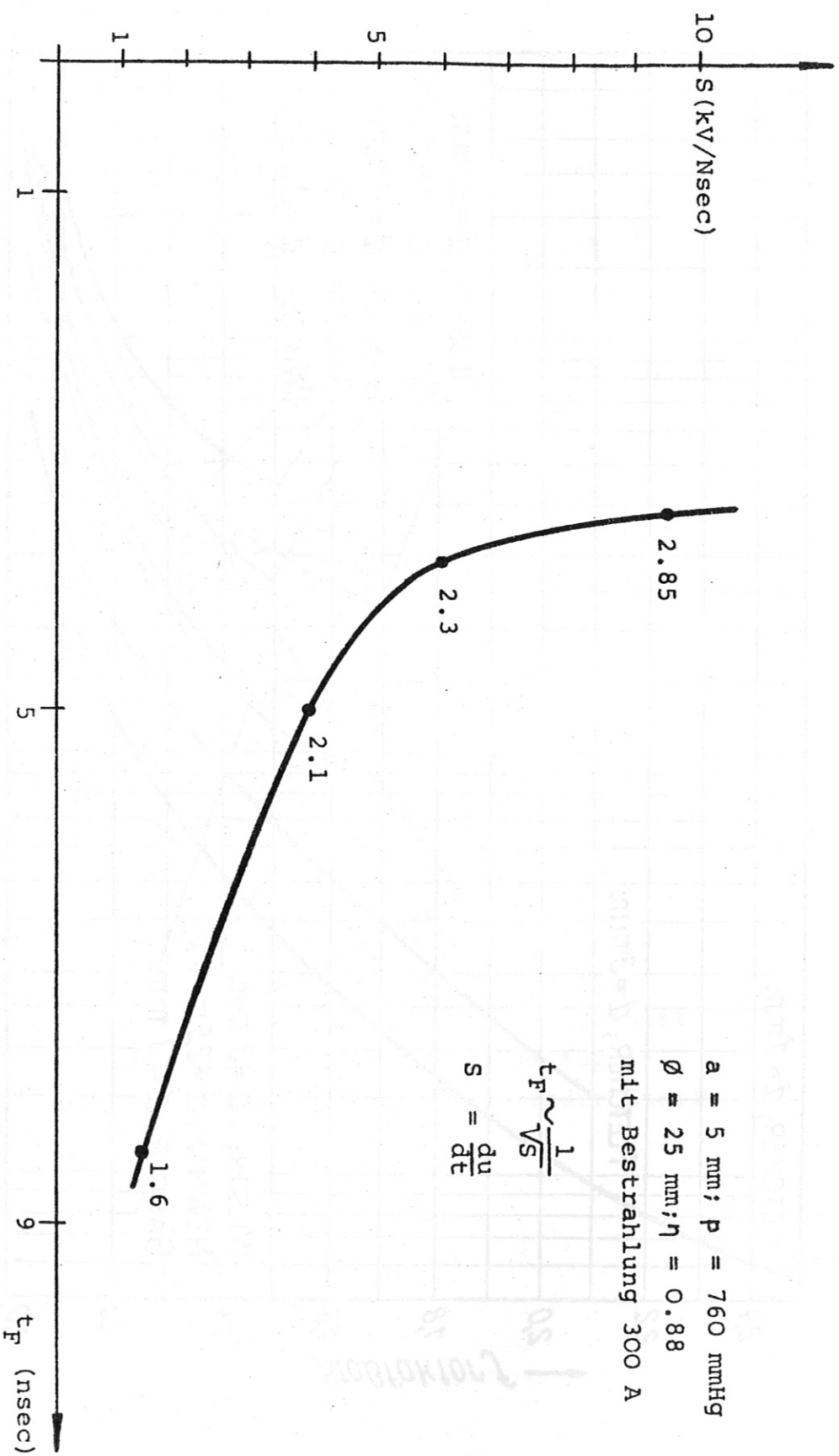


Abb. 4 Die Aufbauzeit im gleichförmigen Feld in Luft in Abhängigkeit von der Steilheit S des Spannungspulses

mit Bestrahlung
760 mm:Hg
φ: 50 mm

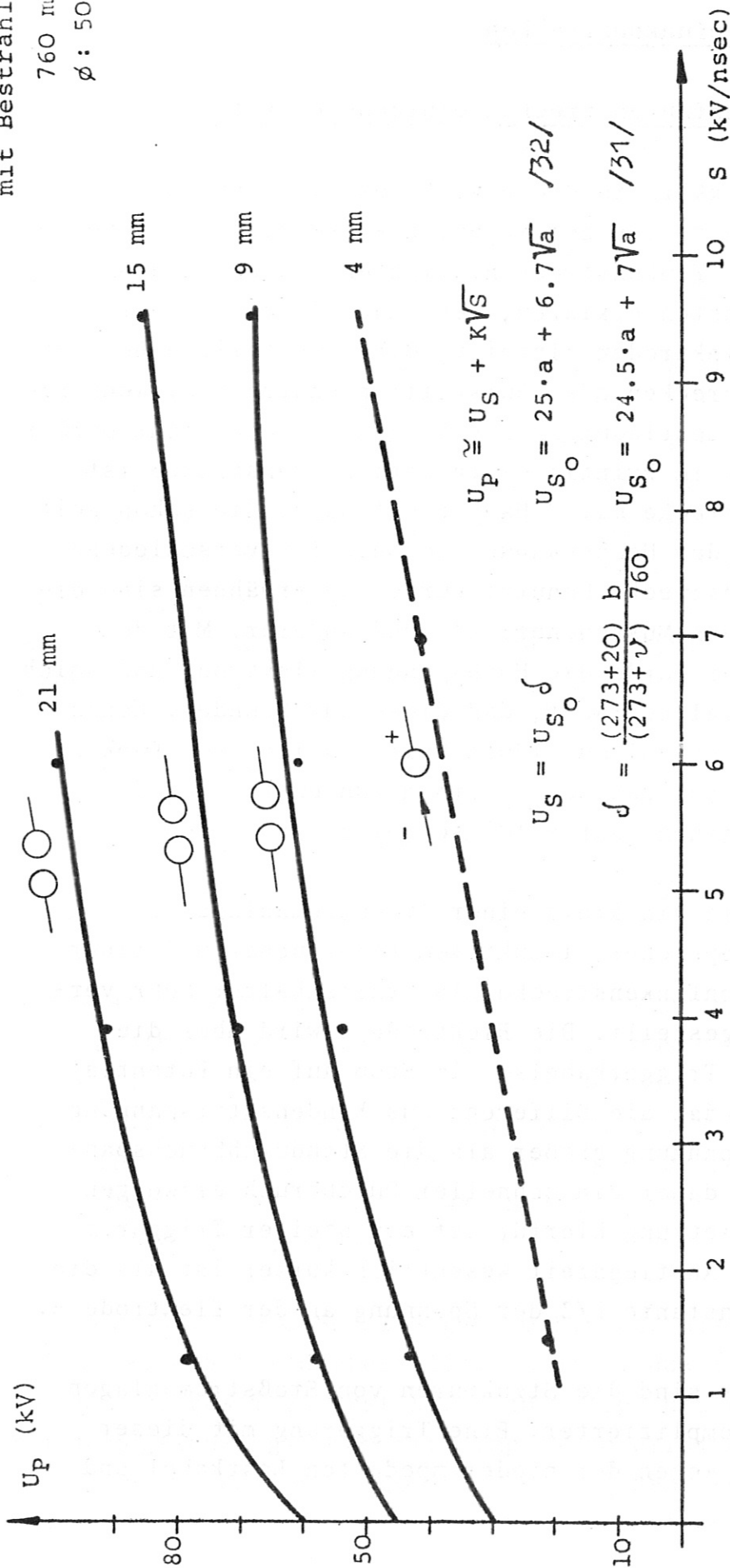


Abb.: 5 Die Stoßdurchbruchspannung U_P in Luft in Abhängigkeit von der Steilheit S des Spannungspulses

5. Zweielektrodenfunkenstrecken

5.1 Zweielektrodenfunkenstrecken einfachster Art

Nach diesem Exkurs in die Physik des Gasdurchbruches wieder zurück zu den getriggerten Funkenstrecken. Die verschiedenen Funkenstreckenvarianten lassen sich am übersichtlichsten erklären, wenn man diese nach der Zahl ihrer Hauptelektroden einteilt, d.h. zusätzliche Bestrahlungsfunkenstrecken oder Aufsteilfunkenstrecken, wenn sie nicht im Hauptentladungskreis liegen, werden nicht berücksichtigt. Die im Prinzip einfachste Funkenstrecke ist eine Funkenstrecke mit 2 Hauptelektroden, die schon seit den Anfängen der Hochspannungstechnik für verschiedene Demonstrationzwecke benutzt wurde. Zu erwähnen sind die Experimente van Musschenbroek's und anderer. Mit dem Kurbelinduktor wurde die Hochspannungselektrode auf solch hohes Potential gebracht, daß diese durchzündet. Genau der gleiche Mechanismus läuft beim Schalten von Funkenstrecken ab, nur daß bei modernen Funkenstrecken die Prozesse um einen Faktor 10^9 schneller ablaufen.

In Abb. 14 ist ein Kreis einer Stoßstromanlage mit kapazitivem Speicher, induktivem Verbraucher und einer Zweielektrodenfunkenstrecke als Startschalter sehr vereinfacht dargestellt. Die Elektrode B wird über die Impedanz des Triggerkabels Z im Stoß auf ein Potential gefahren, so daß die Differenz aus Kondensatorspannung und Triggerspannung größer als die Stoßdurchbruchspannung ist und daher ein schneller Durchbruch erzwungen wird. Voraussetzung hierfür ist ein steiler Triggerimpuls, dessen Anstiegszeit wesentlich kürzer ist als die Abfallzeitkonstante L/Z der Spannung an der Elektrode B.

In der Praxis sind die Strukturen von Stoßstromanlagen wesentlich komplizierter. Eine Triggerung mit dieser Methode wird wegen der niederimpedanten Lastkabel und

der unvermeidbaren Kollektorkapazitäten, die den Triggeraufwand ins Unermeßliche treiben würden, unmöglich gemacht. Eine Ausnahme machen hier Anlagen mit hochohmigen Verbrauchern /30/, für die diese Funkenstrecken gut geeignet sind.

5.2 Zweielektrodenfunkenstrecke mit Ferritentkopplung

Einen Ausweg aus dieser Situation fanden Röder und Frügel /34/, die 1963 vorschlugen, die zu triggernde Elektrode B durch zusätzliche sättigbare Ferrite zu entkoppeln, wie es in Abb. 15 gezeigt wird. Die zusätzliche Ferritinduktivität verlängert die Abfallzeitkonstante und erhöht die an der Elektrode B erreichbare Stoßspannung. Voraussetzung hierfür ist, daß die Kerne erst nach dem Durchbruch in die Sättigung gefahren werden und dadurch eine niederinduktive Verbindung hergestellt wird. Erst dann gelten für Strom und Spannung die üblichen Sinus- bzw. Kosinusfunktionen. Um die Ferritinduktivität möglichst klein zu halten, ist ein steiler Triggerimpuls notwendig, denn die erreichbare Spannungszeitfläche $\int u dt$ an der ferritentkoppelten Elektrode ist gleich dem Sättigungsfluß.

Als Startschalter hat diese Art von Funkenstreckentriggerung bisher keine Bedeutung erlangt, obwohl Streuzeit und Schaltzeit nahezu konstant von Null bis zur statischen Durchbruchspannung sind. Dagegen wurde der Schalter seit 1964 als Kurzschließerschalter in Stoßstromanlagen in Garching /12, 24/ und in etwas modifizierter Form in Los Alamos /27/ verwendet.

In Abb. 16 ist die Schaltung beim Einsatz als Kurzschließerschalter dargestellt. Um die Induktivität des Crowbarzweiges möglichst klein zu halten und um dadurch einen möglichst glatten Stromimpuls zu erreichen, werden die Kerne durch den Triggerimpuls entgegengesetzt vormagnetisiert. Dadurch wird der Sättigungsfluß verdoppelt.

Durch zusätzliche Beschaltungskondensatoren werden die Ferrite besser ausgenutzt. Eine Druckaufsteilfunkenstrecke steilt die zunächst nur mit 0,8 kV pro ns ansteigenden Triggerimpulse auf über 20 kV pro ns auf. Dadurch wird die Spannungsausbeute zusätzlich erhöht. Neben dem Schaltbild ist der Verlauf der Spannungen an den einzelnen Elektroden eingetragen. Der langsame Triggerimpuls U_T wird durch die Druckfunkenstrecke aufgesteilt. Die Elektrode B wird daher sehr schnell bis zur Stoßdurchbruchspannung $B \rightarrow A$ hochgefahren. Nach dem Durchschlag bricht die Spannung an B zusammen, die Ferrite müssen durch die Batteriespannung u_A in die Sättigung gefahren werden. Erst dann hat der Schalter geschaltet. Diese Verzögerung beim Schalten, bedingt durch die totale Magnetisierung der Kerne, führt zu einer erhöhten Welligkeit.

In den Abb. 17 und 18 sind Funkenstrecken mit Ferritkopplung dargestellt.

6. Dreielektrodenfunkenstrecken

6.1 Trigatronprinzip

Schon recht frühzeitig hat man versucht, durch eine kleine Bohrung in der Elektrode eine Funkenstrecke mittels Bestrahlung zu triggern. Strigel /21/, der bereits 1934 bei der sogenannten Spaltfunkenstrecke die Kugel in zwei Segmente unterteilte, und Müller-Hillebrand /22/ sind hier zu nennen. Craggs, Haine und Meek /4/ haben 1941 ein Patent für eine Funkenstrecke eingereicht, die sie Trigatron nannten und die dadurch gekennzeichnet ist, daß ein Zündstift etwa bündig in eine der beiden Hauptelektroden eingeführt wird. Das Potential der Trigger- elektrode und der durchbohrten Elektrode ist statisch gleich.

Die Elektrodenform ist in Abb. 19 abgebildet. Weiter ist das Feldbild für diese Elektrodenkonfiguration dargestellt. Der Glasschaft am Zündstift sorgt für eine Koronaentladung, die die eigentliche Entladung zwischen Triggerstift und durchbohrter Elektrode auslöst. Die Autoren nehmen an, daß der Durchschlag durch die Felderhöhung am Zündstift, durch eine feldverzerrende Wirkung des Triggerplasmas und durch die gasionisierende Strahlung aus dem Zündfunken verursacht wird. In der Abb. 19 unten ist die Arbeitskennlinie abgebildet, der zu entnehmen ist, daß immerhin ein Arbeitsbereich von 16 - 24 kV bei konstantem Abstand erreicht wurde, wobei zu erwähnen ist, daß hier allerdings Schaltzeiten im Mikrosekundenbereich auftraten. Diese Triggermethode wird allgemein als Plasmatriggerung bzw. Quertriggerung bezeichnet, die bei kleinen Abständen zwischen Triggerstift und durchbohrter Elektrode auftritt. Nachteilig ist die Schaltzeitstreuung, die mit fallender Hauptspannung schnell in den Bereich größer 100 ns kommt und der deshalb begrenzte Arbeitsbereich.

Shkuropat und Lupton haben 1960 /23, 26/ als erste erkannt, daß mit zunehmendem Abstand zwischen Triggerstift und durchbohrter Elektrode der Arbeitsbereich des Trigratrons vergrößert wird. Sie sprechen bereits von einem slow region, in dem die Schaltzeit mit abnehmender Hauptspannung schnell ansteigt, das entspricht einem Trigratron mit Quertriggerung und einem fast region, ein Bereich, in dem die Schaltzeit nahezu konstant über einen Spannungsbereich von 50 - 100 % der statischen Durchbruchspannung ist. Goldenbaum und Hintz/33/ haben 1959 als Ursache für die sehr kleinen Streuzeiten beim Schalten eine steady state Korona, ausgehend von der Inhomogenität des Zündstiftes, vermutet. Über die optimale Dimensionierung wurden erstmals von Petersen /7/ 1963 grundsätzliche Untersuchungen durchgeführt. Alle Autoren kamen zu dem gleichen Ergebnis. Der Bereich mit kurzen Schaltzeiten kann bei richtiger Wahl der Elektrodengeometrie bis auf

50 % der statischen Durchbruchspannung ausgedehnt werden, wenn die Stoßdurchschlagspannung zwischen Triggerelektrode und gegenüberliegender Elektrode etwa doppelt so hoch wie zwischen Triggerelektrode und durchbohrter Elektrode ist.

Die beiden Zündmechanismen Längs- bzw. Quertriggerung sind der Abb. 20 zu entnehmen. Oben ist eine Trigatronfunkenstrecke mit Querzündung dargestellt. Typisch für diese Triggerart ist der kleine Abstand zwischen Triggerelektrode und durchbohrter Elektrode. Die Spannungen an den Elektroden T und A sind schematisch dargestellt. Die Elektrode T zündet nach B und nimmt deren Erdpotential an. Erst nach einer geraumen Zeit zündet A nach B T. Anders im Falle der Längstriggerung. Die Triggerelektrode T zündet in der ersten Stufe nach A und nimmt deren Potential an, in einer zweiten Stufe zündet die Triggerelektrode T nach B. Diese Triggermethode hat den Vorteil, daß bis zur kritischen Spannung, das ist etwa bei 50 % der statischen Durchbruchspannung, sehr kleine Zündzeiten beobachtet wurden. Bei noch kleineren Arbeitsspannungen zündet die Funkenstrecke dann mit Querzündung. Dies hat den Nachteil, daß die Zündzeiten sehr groß werden. Es ist trivial, daß die besten Resultate mit Triggerspannungen, die eine entgegengesetzte Polarität zur Hauptspannung haben, erreicht wurden.

In den Abb. 21 und 22 sind Beispiele für Trigatronfunkenstrecken bzw. deren Elektrodengeometrie abgebildet.

6.2 Die klassische Dreielektrodenfunkenstrecke

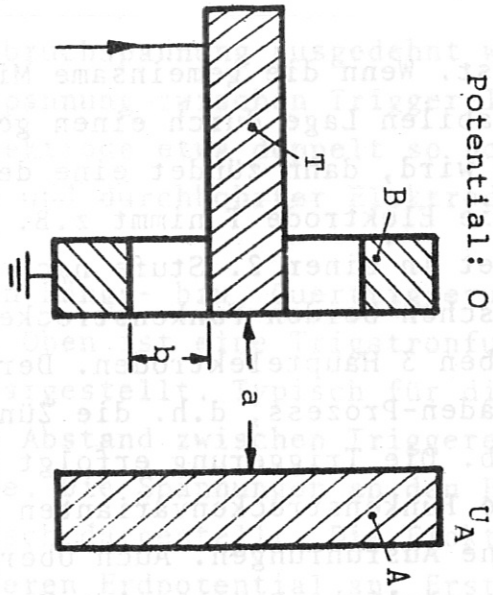
Die klassische 3-Elektrodenfunkenstrecke besteht, wie in Abb. 6 rechts zu sehen ist, aus zwei Zweielektrodenfunkenstrecken in Reihe mit einer gemeinsamen Triggerelektrode T, die statisch auf ein Potential zwischen 0 und der stat. Durchbruchspannung gehalten wird, so daß der Sicherheitsfaktor für beide Trennstrecken etwa

gleich ist. Wenn die gemeinsame Mittelelektrode aus ihrer stabilen Lage durch einen geeigneten Triggerpuls entfernt wird, dann zündet eine der beiden Teilstrecken durch. Die Elektrode T nimmt z.B. das Potential A an und zündet in einer 2. Stufe nach B weiter. Die Ähnlichkeit zwischen beiden Funkenstreckenarten ist verblüffend: Beide haben 3 Hauptelektroden. Der Zündmechanismus ist ein Kaskaden-Prozess, d.h. die Zündung läuft in zwei Stufen ab. Die Triggerung erfolgt durch Überspannung. Für beide Funkenstreckenvarianten gibt es homogene bzw. inhomogene Ausführungen. Auch Überschwingen ist prinzipiell für beide möglich. Der einzige Unterschied besteht darin, daß das Potential der Trigatronfunkenstrecke dem Potential einer der beiden restlichen Hauptelektroden entspricht.

Fitch /25/ berichtete 1959 über eine 3-Elektrodenfunkenstrecke, deren Zündmechanismus er *swinging cascade mode* bezeichnete. Das Prinzip dieser Triggervariante, wie in Abb. 23 schematisch dargestellt wird, besteht darin, daß die Triggerelektrode T nach dem Zünden von T nach A wegen ihrer Streukapazität gegen Erde überschwingt und ein höheres Potential annimmt und dadurch der Zündbereich erweitert wird. Voraussetzung hierfür ist eine richtige Bemessung der Streukapazität und der Triggerkabelimpedanz.

1962 hat Westendorp /9/ eine Arbeit veröffentlicht, in der erstmals eine 3-Elektrodenfunkenstrecke mit Feldverzerrung vorgestellt wurde. Westendorp geht von der Annahme aus, daß eine unendlich dünne Elektrode, also eine Spitze, oder ein dünner Draht im statischen Feld dann keine Störung hervorruft, wenn die Spitze mit einer Potentialfläche zusammenfällt und deren Potential besitzt. Durch den Triggerpuls entsteht dann ein sehr stark unsymmetrisches Feld und die Stoßdurchbruchspannung wird reduziert, was zu einer Vergrößerung des Arbeitsbereiches führt.

Trigatron



Potential: 0

Triggerpotential: 0 oder U_A

Gemeinsame Merkmale

Anzahl der Elektroden: 3

Mechanismus: Kaskadenzündung

Dimensionierung: $T \rightarrow A = 2TB$ Puls

$$a \approx 2b$$

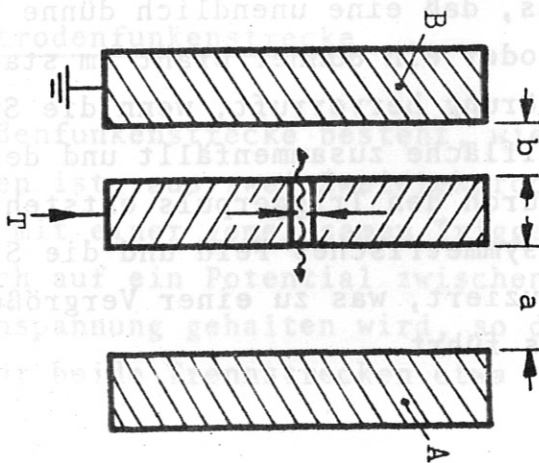
Ablauf: 1. $T \rightarrow A$

2. $T \rightarrow B$

Überschwingen möglich

Simultanzündung möglich

3-Elektroden-Funkenstrecke



Triggerpotential: $U_T = U_A \frac{b}{a+b}$

Abb.: 6 Vergleich Trigatron mit klassischer 3-Elektroden-Funkenstrecke

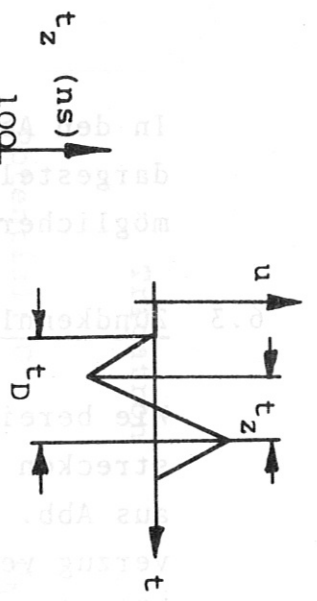
In den Abb. 24 bis 30 sind 3-Elektrodenfunkenstrecken dargestellt, die eine Vorstellung von der Vielfalt möglicher Elektrodenanordnungen geben.

6.3 Zündkennlinien

Wie bereits in der Einführung berichtet, haben Funkenstrecken nur einen begrenzten Arbeitsbereich. Dies geht aus Abb. 7 sehr deutlich hervor. Hier wird der Zündverzug verschiedener Trigatrons in Abhängigkeit vom Verhältnis Arbeitsspannung zur stat. Durchbruchspannung dargestellt. Trotz recht unterschiedlicher Abstände gilt hier in guter Annäherung, daß der Zündverzug bis etwa 50 % der statischen Durchbruchspannung nahezu konstant zwischen 10 und 50 ns liegt. Das ist der Bereich der Längstriggerung. Erst unterhalb von 50 % der stat. Durchbruchspannung steigt der Zündverzug rapide an und es ist klar, daß kein sicherer Parallelbetrieb mehr möglich ist. Mit Trigatronfunkenstrecken kann man also ohne Druck bzw. Abstandsvariation in einem Spannungsbereich von 60 bis 70, evtl. 80 % der stat. Durchbruchspannung in größeren Anlagen arbeiten.

In Abb. 8 sind die Zündverzüge von klassischen 3-Elektrodenfunkenstrecken verschiedener Autoren aufgetragen. Hier treten recht unterschiedliche Ergebnisse auf. Das liegt vermutlich an folgendem:

Die Messungen stammen nicht wie bei den Trigatronuntersuchungen aus einer Schule, sondern sind aus verschiedenen Instituten, d.h. die äußeren Parameter der Testkreise sind sehr unterschiedlich, ohne daß dies aus den einzelnen Arbeiten explizit hervorgeht. Teilweise wurden auch Delaywerte veröffentlicht /11/. Läßt man die Ergebnisse von Hirano außer acht, der mit einer in praxi nicht verwendbaren Nadelfunkenstrecke gearbeitet hat, so könnte man im Falle der klassischen 3-Elektrodenfunkenstrecke einen Arbeitsbereich bis etwa 30 % der stat. Durchbruchspannung ansetzen. Wegen der notwendigen



- 1: $U_S=50$ kV, $a=5$, $b=2.75$, $p=2.7$ atm, $L=15$ nH /6/
- 2: $U_S=27.5$ kV, $a=9$, $b=4.75$ /7/
- 3: $U_S=104$ kV, $a=6.5$, $b=2.5$, $p=6$ kp/cm², $L=20$ nH /8/
- 4: $U_S=60$ kV, $a=7$, $b=4$, $p=3.5$ atm, $L=15$ nH /16/

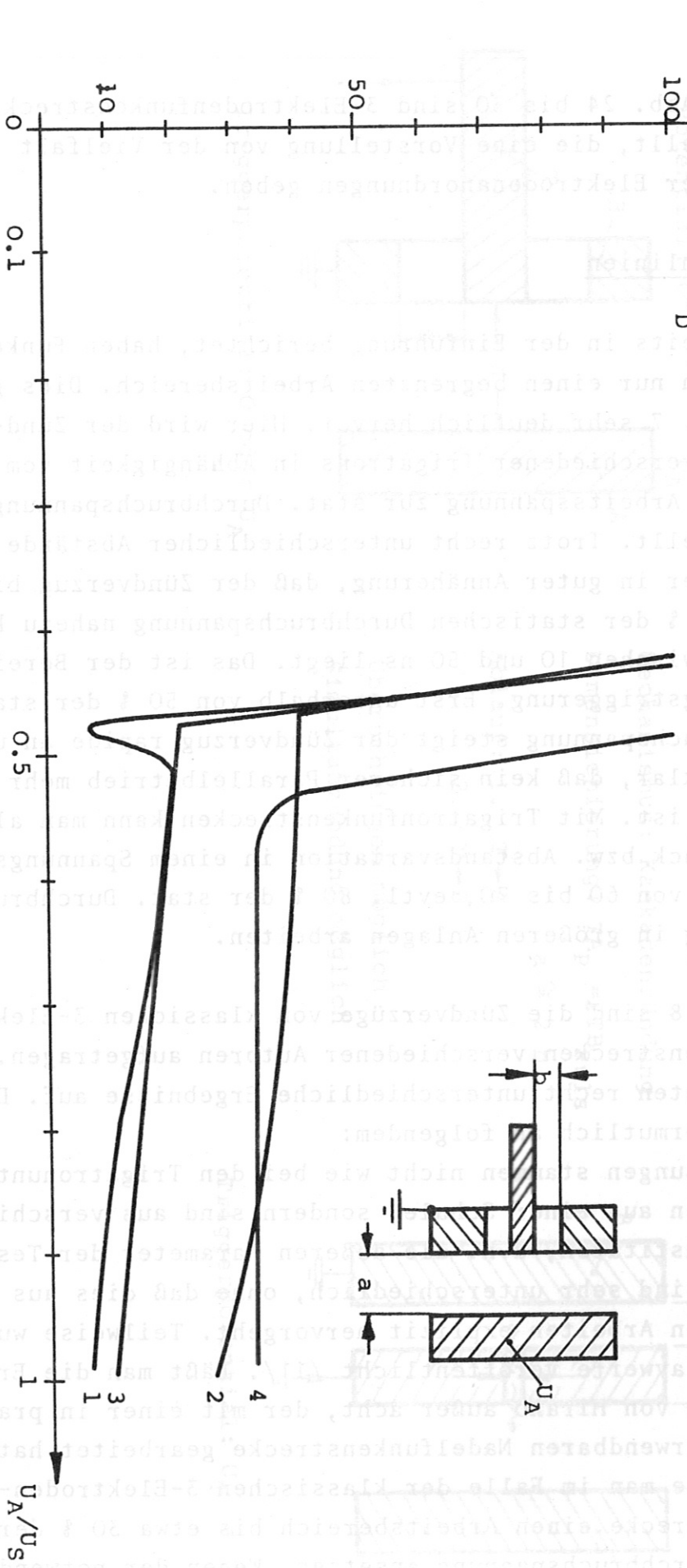
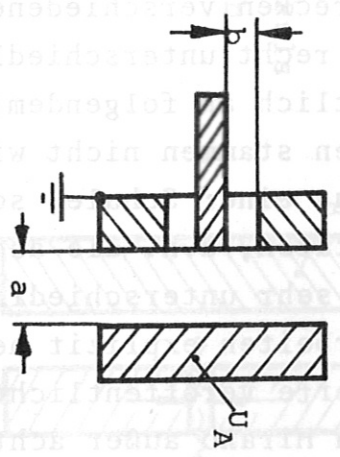


Abb. 7 Zündverzugszeit t_z von Trigatronfunkenstrecken abhängig vom Verhältnis Arbeitsspannung U_A / Stat. Durchbruchspg. U_S

- 1: $U_S = 52$ kV, $a = 3$, $b = 2$, $p = 4.3$ kp/cm², $L = 35$ nH, $30:5\phi$ /11/
- 2: $U_S = 57$ kV, $a = 14$, $b = 8.5$, $L = 40$ nH, $5C:23 \phi$ /12/
- 3: $U_S = 55$ kV, $a = b = 9$, $L = 60$ nH, 50ϕ /20/
- 4: $U_S = 60$ kV, $a = 4.8$, $b = 3.2$, $L = 15$ nH, $S = 4$ kV/ns, $r = 0.5$ /10/
- 5: $U_S = 60$ kV, $a = b = 15$, $S = 0.35$ kV/ns, Nadeln /19/

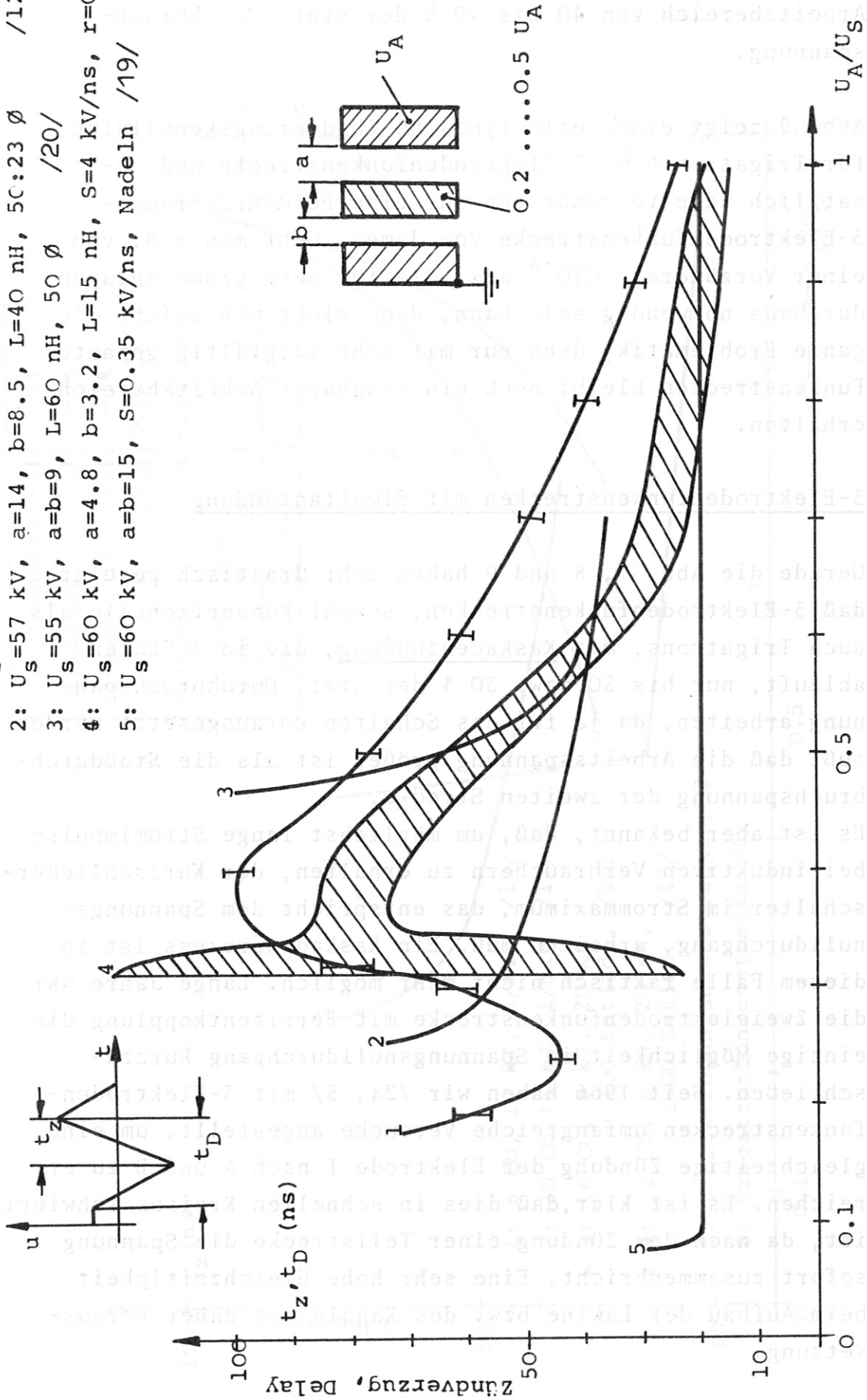


Abb.: 8 Zündverzugszeit t_z oder Delay t_D von 3-Elektrodenfunkenstrecken abhängig vom Verhältnis Arbeitsspannung U_A / Stat.Durchbruchspannung U_S

Reserve nach oben und nach unten bleibt letztlich ein Arbeitsbereich von 40 bis 70 % der stat. Durchbruchspannung.

Abb. 9 zeigt einerseits typische Zündverzugscharakteristiken für Trigatron bzw. 3-Elektrodenfunkenstrecke und zusätzlich die Vorzündraten für eine Feldverzerrungs-3-Elektrodenfunkenstrecke von James. Geht man z.B. von einer Vorzündrate $< 10^{-4}$ aus, die für sehr große Anlagen durchaus notwendig sein kann, dann sieht man sofort die ganze Problematik, denn nur mit sehr sorgfältig gebauten Funkenstrecken bleibt noch ein tragbarer Arbeitsbereich erhalten.

6.4 3-Elektrodenfunkenstrecken mit Simultanzündung

Gerade die Abb. 7, 8 und 9 haben sehr drastisch gezeigt, daß 3-Elektrodenfunkenstrecken, sowohl konventionelle als auch Trigatrons, mit Kaskadenzündung, die in 2 Stufen abläuft, nur bis 50 bzw. 30 % der stat. Durchbruchspannung arbeiten, da ja für das Schalten vorausgesetzt werden muß, daß die Arbeitsspannung größer ist als die Stoßdurchbruchspannung der zweiten Strecke.

Es ist aber bekannt, daß, um möglichst lange Stromimpulse bei induktiven Verbrauchern zu erhalten, der Kurzschließer-schalter im Strommaximum, das entspricht dem Spannungsnulldurchgang, arbeiten muß. Ein Kaskadenprozess ist in diesem Falle faktisch nicht mehr möglich. Lange Jahre war die Zweielektrodenfunkenstrecke mit Ferritentkopplung die einzige Möglichkeit im Spannungsnulldurchgang kurzzuschließen. Seit 1966 haben wir /24, 5/ mit 3-Elektrodenfunkenstrecken umfangreiche Versuche angestellt, um eine gleichzeitige Zündung der Elektrode T nach A und B zu erreichen. Es ist klar, daß dies in schnellen Kreisen schwierig ist, da nach der Zündung einer Teilstrecke die Spannung sofort zusammenbricht. Eine sehr hohe Gleichzeitigkeit beim Aufbau der Lawine bzw. des Kanals ist daher Voraussetzung.

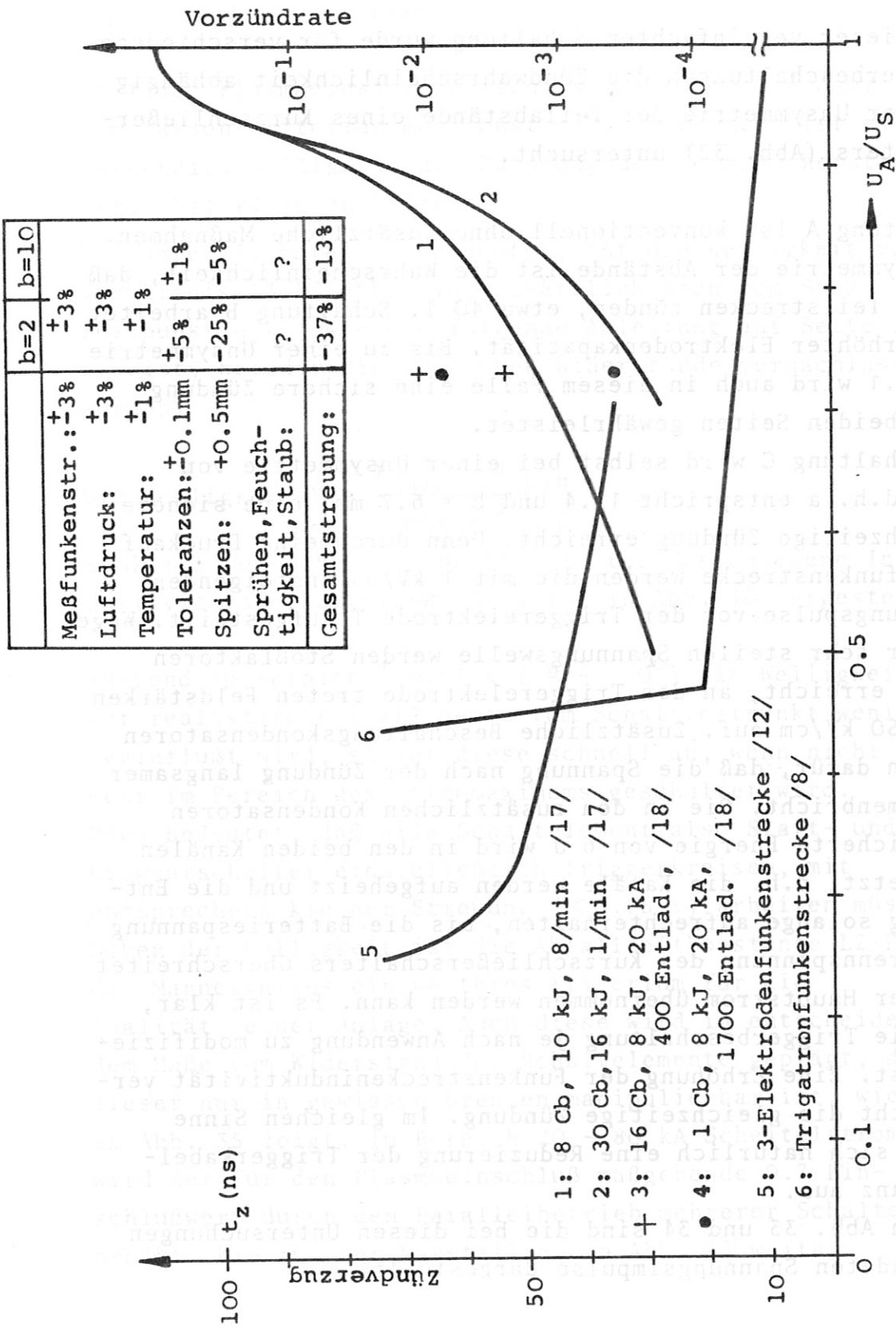


Abb.: 9 Die Vorzündrate und der Zündverzug einzelner Funkenstrecken abhängig vom Verhältnis Arbeitsspannung U_A / Stat. Durchbruchspannung U_S

In Abb. 31 ist die Schaltung eines Stoßstromkreises mit Kurzschließerschalter schematisch dargestellt. Für sehr schnelle Vorgänge kann die Schaltung vereinfacht werden, wie es in der Abb. rechts unten dargestellt ist.

Mit dieser vereinfachten Schaltung wurde für verschiedene Triggerbeschaltungen die Zündwahrscheinlichkeit abhängig von der Unsymmetrie der Teilabstände eines Kurzschließerschalters (Abb. 32) untersucht.

Schaltung A ist konventionell ohne zusätzliche Maßnahmen. Bei Symmetrie der Abstände ist die Wahrscheinlichkeit, daß beide Teilstrecken zünden, etwa 40 %. Schaltung B arbeitet mit erhöhter Elektrodenkapazität. Bis zu einer Unsymmetrie von 0.1 wird auch in diesem Falle eine sichere Zündung nach beiden Seiten gewährleistet.

In Schaltung C wird selbst bei einer Unsymmetrie von 0.3, d.h. a entspricht 12.4 und $b = 6.7$ mm, eine sichere gleichzeitige Zündung erreicht. Denn durch eine Druckaufsteilfunkenstrecke werden die mit 1 kV/ns ansteigenden Spannungspulse vor der Triggerelektrode T aufgestellt. Wegen dieser sehr steilen Spannungswelle werden Stoßfaktoren von 4 erreicht, an der Triggerelektrode treten Feldstärken von 150 kV/cm auf. Zusätzliche Beschaltungskondensatoren sorgen dafür, daß die Spannung nach der Zündung langsamer zusammenbricht. Die in den zusätzlichen Kondensatoren gespeicherte Energie von 6 J wird in den beiden Kanälen umgesetzt, d.h. die Kanäle werden aufgeheizt und die Entladung solange aufrechterhalten, bis die Batteriespannung die Brennspannung des Kurzschließerschalters überschreitet und der Hauptstrom übernommen werden kann. Es ist klar, daß die Triggerbeschaltung je nach Anwendung zu modifizieren ist. Eine Erhöhung der Funkenstreckeninduktivität vereinfacht die gleichzeitige Zündung. Im gleichen Sinne wirkt sich natürlich eine Reduzierung der Triggerkabelimpedanz aus.

In den Abb. 33 und 34 sind die bei diesen Untersuchungen verwendeten Spannungsimpulse dargestellt.

7. Welligkeit und Dämpfung der Stromkurven

Eines der relevantesten Probleme in Stoßstromanlagen mit induktiven Verbrauchern ist die Welligkeit der Stromkurven in Crowbarkreisen.

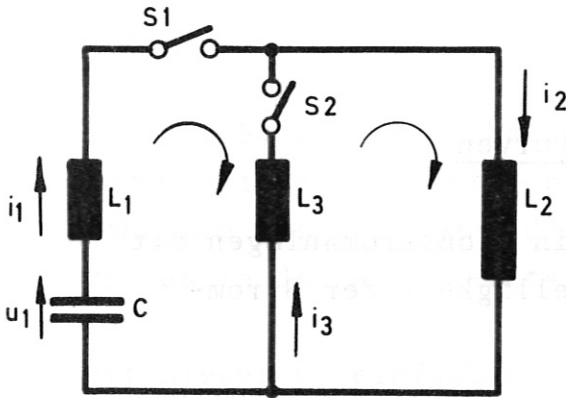
Um lange Plasmaeinschlußzeiten zu erreichen und damit dem Lawson-Kriterium möglichst nahe zu kommen, ist es notwendig, Welligkeit und Dämpfung des Verbraucherstromes möglichst klein zu halten.

Wie unter 3. bereits angedeutet, ist die Welligkeit vom Verhältnis $L3/L2$ abhängig, zusätzlich noch vom Schaltzeitpunkt $\omega_0 t_1$, wie die folgende Ableitung auf Seite 28 beweist, bei der die ohm'schen Widerstände vernachlässigt wurden.

$$\text{Die Welligkeit } W = \frac{i_{2\max} - i_{2\min}}{i_{2\max} + i_{2\min}} \quad \text{als}$$

Funktion vom Schaltzeitpunkt $\omega_0 t_1$ für verschiedene Induktivitätsverhältnisse $L3/L2$ ist in Abb. 10 dargestellt.

Während im Bereich $\pm 0.05 \pi$ ($\approx \pm 10^\circ$) die Welligkeit für realistische $L3/L2$ Werte vom Schaltzeitpunkt wenig beeinflußt wird, steigt diese schnell an, wenn nicht mehr im Bereich des Strommaximums geschaltet wird. Dies bedeutet, daß alle Schaltelemente, also Start- und Crowbarschalter einschließlich Triggerkreisen, mit entsprechend kleiner Streuung ($< 0.05 \pi$) arbeiten müssen. Neben der Welligkeit ist die Abfallzeitkonstante $L2/R3$ des Magnetfeldes ein weiteres Kriterium für die Qualität einer Anlage. Auch diese wird in entscheidendem Maße vom Widerstand der Schaltelemente geprägt, da dieser nur in gewissen Grenzen manipulierbar ist, wie es Abb. 35 zeigt. Im Bereich 20 - 80 kA Scheitelstrom wird der für den Plasmaeinschluß maßgebende 0.7 Einschlußwert durch den Parallelbetrieb mehrerer Schalter erhöht. Wie aus der Darstellung in Abb. 35 weiter



Für Zeiten $0 \leq t \leq t_1$ gilt:

/1/ $i = i_1 = i_2 = U_0 \sqrt{C/(L_1+L_2)} \sin \omega_0 t;$

/2/ $i_3 = 0;$

/3/ $u_1 = U_0 \cos \omega_0 t = (L_1+L_2) di/dt;$

/4/ $\omega_0 = 1/\sqrt{C(L_1+L_2)};$

Für Zeiten $t \geq t_1$, d.h. der Schalter S2 ist geschlossen, gilt:

/5/ $i_1 + i_3 - i_2 = 0;$

/6/ $L_2 di_2/dt + L_3 di_3/dt = 0;$

/7/ $1/C \int i_1 dt + L_1 di_1/dt - L_3 di_3/dt = 0;$

Die Gleichungen 5, 6 und 7 lassen sich wie folgt lösen:

/8/ $i_1 = P \sin \omega_1 t + Q \cos \omega_1 t; \quad \text{mit } \omega_1 = \sqrt{(L_2+L_3)/C(L_1L_2+L_1L_3+L_2L_3)};$

/9/ $i_2 = L_3/(L_2+L_3) i_1 + L_2/(L_2+L_3) J_0 \sin \omega_0 t_1;$

/10/ $i_3 = -L_2/(L_2+L_3) i_1 + L_2/(L_2+L_3) J_0 \sin \omega_0 t_1;$

Aus den Randbedingungen für $t = t_1$: $i_1 = J_0 \sin \omega_0 t_1 = J_1;$

$u_1 = U_0 \cos \omega_0 t_1 = U_1;$

$i_3 = 0;$ erhält man:

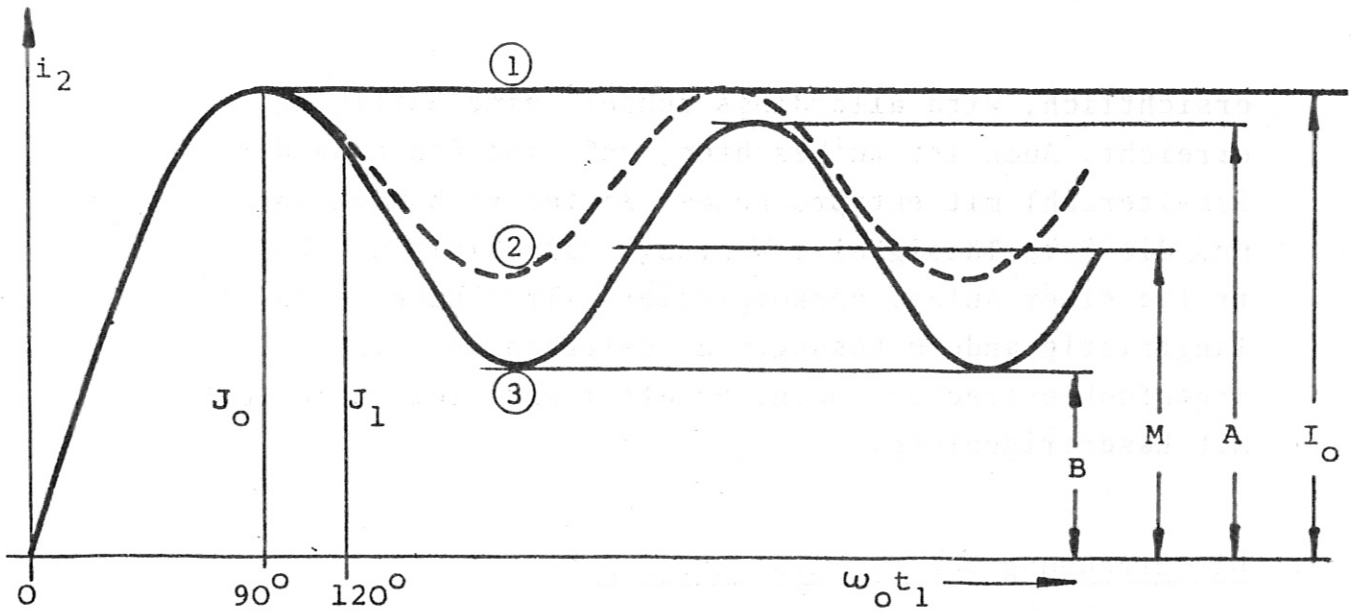
/11/ $P = J_1 \sin \omega_1 t_1 - U_1 (L_2+L_3) \cos \omega_1 t_1 / \omega_1 (L_1L_2+L_1L_3+L_2L_3);$

/12/ $Q = J_1 \cos \omega_1 t_1 + U_1 (L_2+L_3) \sin \omega_1 t_1 / \omega_1 (L_1L_2+L_1L_3+L_2L_3);$

Mit der Bedingung $di_2/dt = 0$ erhält man für Max. und Min. des Stromes i_2 :

/13/ $i_{2\max} = L_3/(L_2+L_3) \sqrt{P^2+Q^2} + L_2/(L_2+L_3) J_1;$

/14/ $i_{2\min} = -L_3/(L_2+L_3) \sqrt{P^2+Q^2} + L_2/(L_2+L_3) J_1.$



① $L_3 = 0$
 $\omega_0 t_1 = 90^\circ$

② $L_3 = 0.25L_2$
 $\omega_0 t_1 = 90^\circ$

③ $L_3 = 0.25$
 $\omega_0 t_1 = 120^\circ$

$$W_1 = \frac{A - B}{A + B} = W_0 \sqrt{1 + (f_1/f_0)^2 \operatorname{ctg}^2 \omega_0 t_1}$$

$$W_0 = L_3/L_2$$

$$W = \frac{I_0 - B}{I_0 + B} = \frac{1 + W_0 - (1 - W_1) \sin \omega_0 t_1}{1 + W_0 - (1 - W_1) \sin \omega_0 t_1}$$

$$f_1/f_0 = \sqrt{\frac{(L_1 + L_2)(L_2 + L_3)}{L_1 L_2 + L_1 L_3 / L_2 L_3}}$$

$$M = L_2 / (L_2 + L_3) J_1$$

$$J_1 = J_0 \sin \omega_0 t_1$$

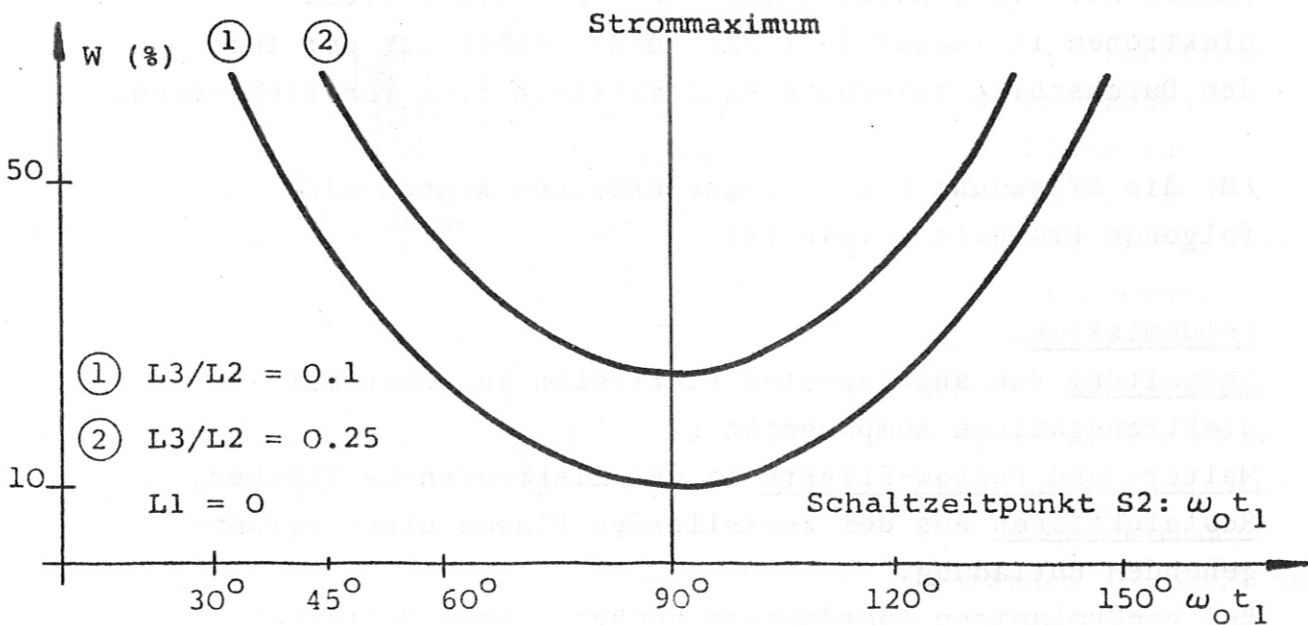


Abb.: 10

Die Welligkeit W des Stromes in der Spule abhängig vom Schaltzeitpunkt $\omega_0 t_1$ des Crowbarschalters S_2

ersichtlich, wird allerdings schnell eine Sättigung erreicht. Auch ist zu beachten, daß eine Erhöhung der Schalterzahl mit entsprechenden Kosten verbunden ist und die Zuverlässigkeit, Wartungsmöglichkeit und Kontrolle einer Anlage verkompliziert wird. Daher sind langfristig andere Lösungen anzustreben, so z.B. Argonfunkenstrecken, mech. Schalter und diel. Schalter mit Lasertriggerung.

8. Die Erzeugung von Primärelektronen

Wie bereits unter Abschnitt 4 diskutiert, ist es unbedingt erforderlich, Primärelektronen beim Triggern zur Verfügung zu stellen. Denn sonst wird die statistische Streuzeit groß und bei kurzen Triggerpulsen im 10 ns Bereich wird die Funkenstrecke nicht mehr ausgelöst.

Die natürliche Bildungsrate von Elektronen durch Höhenstrahlung und Spuren von radioaktiven Substanzen reicht nicht aus, da diese freien Elektronen rekombinieren. Es stellt sich eine stationäre Trägerdichte $n_{\infty} = 1,6$ Elektronen, Ionen/mm³ /36/ ein. Im Falle eines Feldraumes mit stationärer Gegenspannung driften diese Elektronen in kurzer Zeit zur Anode. Daher ist der für den Durchschlag relevante Raum faktisch frei von Elektronen.

Für die Erzeugung von Anfangselektronen können sich folgende Prozesse abspielen:

Feldemission

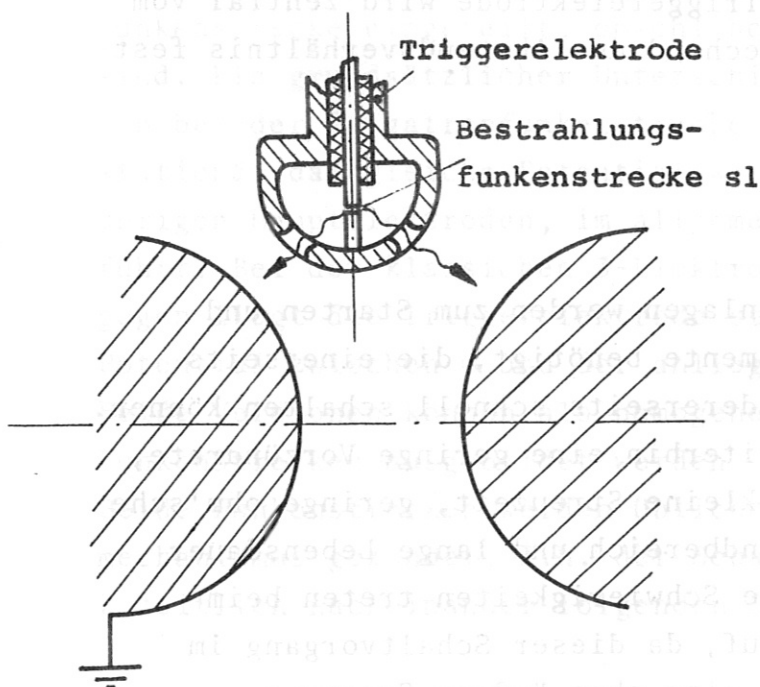
Abspaltung von angelagerten Elektronen in Gasen mit elektronegativen Komponenten ,
Malter- und Paetow-Effekte an den Elektrodenoberflächen,
Restelektronen aus dem zerfallenden Plasma einer vorhergehenden Entladung.

Bei großvolumigen Anordnungen genügt unter Umständen bereits die natürliche Bildungsrate. Dies vor allen

Dingen, wenn mit steigendem Stoßfaktor der Raum, in dem Stoßprozesse stattfinden können, größer wird.

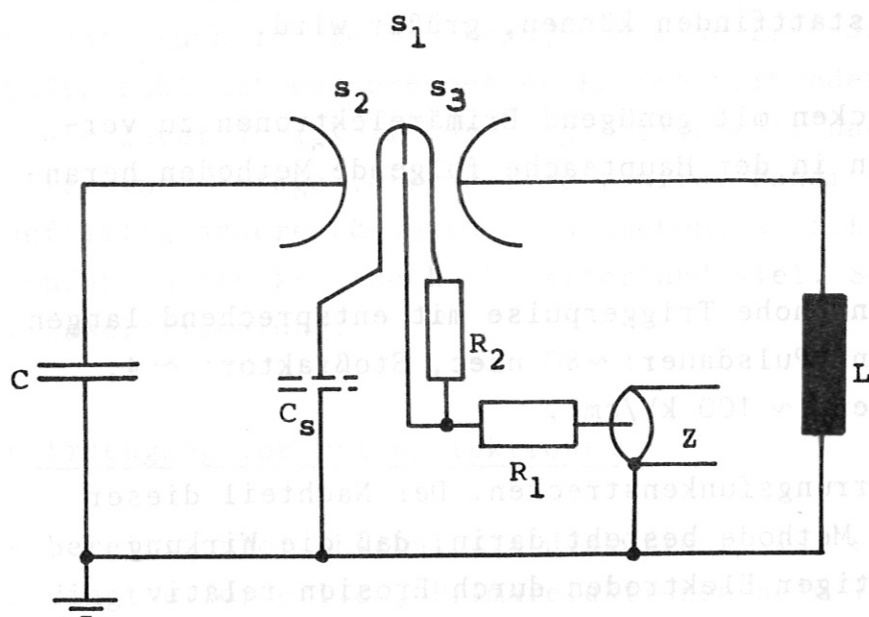
Um Funkenstrecken mit genügend Primärelektronen zu versorgen, werden in der Hauptsache folgende Methoden herangezogen:

1. Ausreichend hohe Triggerpulse mit entsprechend langen Pulsdauern (Pulsdauer: ~ 80 nsec, Stoßfaktor: ~ 4 , Feldstärken: ~ 100 kV/cm).
2. Feldverzerrungsfunkenstrecken. Der Nachteil dieser eleganten Methode besteht darin, daß die Wirkung scharfkantiger Elektroden durch Erosion relativ schnell nachläßt. Geringe Störungen (Toleranzen) bei der Steuerung des Triggerelektrodenpotentials erhöhen die Vorzündrate.
3. Radioaktive Präparate werden wegen ihrer hohen Gefährlichkeit faktisch nicht eingesetzt.
4. Eine zusätzliche Bestrahlungsfunkenstrecke liefert UV-Quanten, die aus der Elektrodenoberfläche Elektronen emittieren.



3-Elektrodenfunkenstrecke mit Vorfunkenstrecke zur Bestrahlung

Trotz des konstruktiven Aufwandes sind Bestrahlungsfunkenstrecken mit am weitesten verbreitet. Den Aufbau einer 3-Elektrodenfunkenstrecke mit Bestrahlung zeigt die Skizze /11/. Bei den einzustellenden kleinen Abständen ($S_1 \sim 0.5$ mm) treten beim Triggern Feldstärken von > 200 kV/cm auf.



Schaltung einer 3-Elektrodenfunkenstrecke mit Bestrahlung

Die Schaltung einer solchen Anordnung ist ebenfalls dargestellt. Voraussetzung für ein zuverlässiges Arbeiten ist eine ausreichend große Streukapazität C_S , die gegebenenfalls durch eine zusätzliche Kapazität ergänzt werden muß. Das Potential der Triggerelektrode wird zentral vom Triggergenerator entsprechend dem Abstandsverhältnis festgelegt.

8. Zusammenfassung

In schnellen Stoßstromanlagen werden zum Starten und Kurzschließen Schaltelemente benötigt, die einerseits hoch belastbar sind, andererseits schnell schalten können. Grundsätzlich werden weiterhin eine geringe Vorzündrate, niedrige Induktivität, kleine Streuzeit, geringe ohm'sche Verluste, ein weiter Zündbereich und lange Lebensdauer vorausgesetzt. Besondere Schwierigkeiten treten beim Kurzschlieberschalter auf, da dieser Schaltvorgang im Spannungsulldurchgang, also ohne äußere Spannung, erfolgen muß und da der Schalter möglichst schnell aus

dem hochohmigen Zustand in den niederohmigen Endzustand gebracht werden muß. Zur Zeit werden zum Starten und Kurzschließen hauptsächlich Funkenstrecken eingesetzt. Für alle Funkenstreckenvarianten gilt, daß durch eine Bestrahlungsfunkenstrecke, durch eine steady state corona, durch Feldverzerrung, d.h. durch Feldemission bzw. durch Abspalten von Elektronen von neg. Ionen bei Feldstärken über 50 kV/cm, durch sehr steile Spannungswellen oder durch künstliche Radioaktivität die statistische Streuzeit kleinzuhalten ist. Grundsätzlich kann man die Funkenstrecken nach der Zahl ihrer Hauptelektroden einteilen. Das Prinzip der Zweielektrodenfunkenstrecke ist einfach, aber nur in langsamen Kreisen mit vernünftigem Triggeneraufwand realisierbar. Durch Einführen von nichtlinearen Elementen, z.B. Ferriten, kann die Triggerung auch in schnellen Kreisen vereinfacht werden. Nach diesem Prinzip arbeiten die in Garching eingesetzten Crowbarschalter. Um die zusätzliche Induktivität bedingt durch die Ferrite möglichst klein zu halten, werden die Ferrite entgegengesetzt vormagnetisiert und die Funkenstrecke mit möglichst steilen Impulsen gezündet.

3-Elektrodenfunkenstrecken werden in der Literatur in Trigatron Typen und in die klassische 3-Elektrodenfunkenstrecke eingeteilt, obwohl beide sich sehr ähnlich sind. Ein grundsätzlicher Unterschied besteht nur darin, daß bei der Trigatronfunkenstrecke die Triggerelektrode stationär das gleiche Potential wie eine der beiden übrigen Hauptelektroden, im allgemeinen Erdpotential, führt. Bei der klassischen 3-Elektrodenfunkenstrecke dagegen liegt die Triggerelektrode stationär auf einem Potential zwischen 0 und der anliegenden Arbeitsspannung. Beide Versionen können als homogene bzw. inhomogene Funkenstrecken ausgebildet werden.

Beide Funkenstrecken werden üblicherweise mit Kaskadenmechanismus gezündet, d.h. der Schaltvorgang läuft in 2 zeitlich nacheinander folgenden Stufen ab.

Mit Kaskadenzündung werden für Trigatronfunkenstrecken kurze Zündzeiten bis 50 % der stat. Durchbruchspannung erreicht, für normale 3-Elektrodenfunkenstrecken ist der Bereich größer, die Grenze liegt hier bei 20 bis 40 % der stat. Durchbruchspannung. Eigene und Messungen anderer Autoren haben gezeigt, daß bei der Kaskadenzündung hochohmige Triggerkabel bis 500 Ω bzw. entsprechende Widerstände Haupt- und Triggerkreis vorteilhafterweise entkoppeln. Diese Widerstände sorgen auch ferner dafür, daß die Triggerelektrode nach dem 1. Durchbruch schnell das Potential der entsprechenden Hauptelektrode annimmt, bzw. überschwingt.

Für die Trigatronfunkenstrecke ist die Aufteilung der Teilstrecken so vorzunehmen, daß die Stoßdurchbruchspannung der ersten Strecke etwa den doppelten Wert der zweiten Zündstrecke erreicht. Bei der konventionellen 3-Elektrodenfunkenstrecke liegt dieses Optimum etwa bei einer 3 : 2 Aufteilung.

Da die einfache Kaskadenzündung bei Kurzschließer-schaltern für den Spannungsulldurchgang nicht funktioniert, wurde in Garching die simultane Zündung eingehend untersucht. Diese ist prinzipiell für beide 3-Elektrodenarten verwendbar und erfordert

1. möglichst niedrige Triggerkabelimpedanz,
2. Triggerung durch steile Wellen,
3. zusätzliche Beschaltungskapazitäten vor allen Dingen in niederinduktiven Kreisen.

Je nach erwünschtem Schaltzeitpunkt sind die Teilabstände so zu wählen, daß für beide Durchbrüche eine Symmetrierung der Ausgangsbedingungen erreicht wird.

Abb. 36 gibt einen Überblick über den historischen Werdegang der beiden 3-Elektrodenvarianten. In der Darstellung wird neben dem Jahr der Veröffentlichung

das statische Potential der Triggerelektrode U_T aufgeführt, die Relation der beiden Hauptabstände $a : b$ und der Feldfaktor f , der einen Anhaltspunkt gibt über die feldverzerrende Wirkung der Elektroden-geometrie.

Die Autoren danken Herrn Prof. PRINZ vom Institut für Hochspannungs- und Anlagentechnik der TU München für die Anregung zu diesem Vortrag und den Herren SCHMITTER, G.MÜLLER und van MARK für zahlreiche Diskussionen und Anregungen.

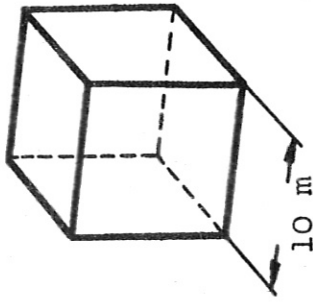
Literatur

- /1/ Gänger, B.: Der elektrische Durchschlag von Gasen,
Springer, Berlin 1953, S. 282
- /2/ Schmitter, K.H.: Atomwirtschaft, Nov. 1972, S. 565
- /3/ Knobloch, A., Schmitter, K.H., Wipf, S.L.:
ETZ-A, Bd. 92, H. 5, 1971, S. 265
- /4/ Craggs, J.D., Haine, M.E., Meek, J.M.:
Journal IEE, 1946, Vol. 93, S. 963
- /5/ Klement, G., Wedler, H.,: Proc. 6. Sympos. Fus. Techn.,
Aachen 1970, S. 241

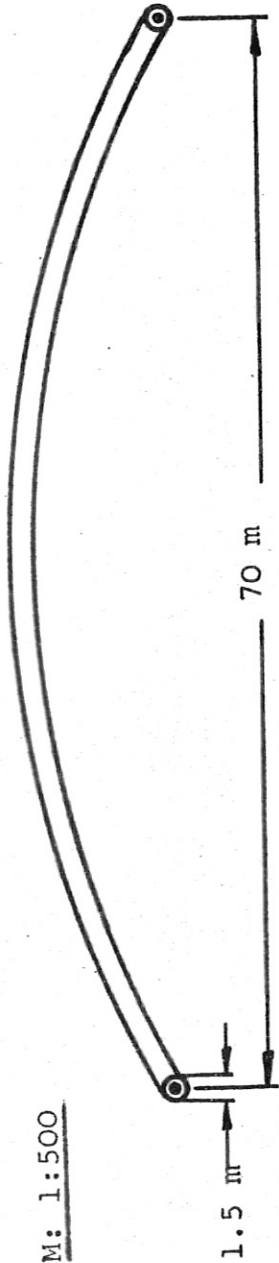
Proc. 7. Sympos. Fus. Techn., Grenoble 1972,
S. 372
- /6/ Bohn, F.H.: Proc. 3. Symp. Fus. Techn., München 1964,
S. 95
- /7/ Petersen, C.: Diss. TH Braunschweig, 1963
- /8/ Pillsticker, M.: ETZ-A, Bd. 89, 1968, H.2, S. 44
- /9/ Goldman, L.M., Pollock, H.C., Reynolds, J.A.,
Westendorp, W.F.:
Rev. Sci. Instr. Vol. 33, 1962, No. 10,
p. 1041
- /10/ Barnes, P.M., Gruber, J., James, T.F.:
Culham, CLM-R71, 1967
- /11/ Klement, G., Müller, G.: IPP 4/28, 1966
- /12/ Klement, G., Knobloch A.: IPP 4/58, 1968
- /13/ Süß, R., Müller, G.: Proc. 7. Symp. Fus. Techn.,
Grenoble, 1972, S. 423
- /14/ Wilhelm, R.: IPP 1/85, 1968

- /15/ Pummer, H., Breitfeld, W., Klement, G., Wedler, H.,
Kompa, K.L.: Appl. Phys. Letters, Vol. 22, No. 7,
1973, S. 319
- /16/ Friedrich, J.: Proc. 6. Symp. Fus. Techn., Aachen 1970,
S. 378
- /17/ James, T.: Proc. 7. Symp. Fus. Techn., Grenoble 1972,
S. 393
- /18/ Klement, G., Wedler, H.: Laborbericht v. 8.5.1972
- /19/ Nakano, Y., Hirano, K.: Japan. J. Appl. Phys. 6,
1967, S. 894
- /20/ v. Mark, E., Wedler, H.: Laborbericht, Februar 1966
- /21/ Strigel, R.: Arch. f. El., Bd. 28, 1934, S. 586
- /22/ Müller-Hillebrand, D.: Siemens-Zeitschrift, H. 14,
1934, S. 281
- /23/ Shkuropat, P.I.: Zhurnal Tekhn. Fiz., Vol. 30,
No. 8, S. 954, 1960
- /24/ v. Mark, E., Wedler, H.: IPP 4/32, 1966
- /25/ Fitch, R.A., McCormick, N.R.:
Proc. J.E.E., Vol. 106, Part A, 1959, p. 117
- /26/ Lupton, W.H.: Proc. 5. Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases,
München, 1962, Vol. II, p. 2059
- /27/ Kemp, E.L. et al: Proc. 6. Symp. Fus. Techn., Aachen 1970,
S. 237
- /28/ Klement, G., Wedler, H.: IPP 4/114, 1974
- /29/ v. Mark, E., Wedler, H.: IPP 4/55, 1968
- /30/ Klement, E., Wedler, H.: "The New Compact and Economic
690 kJ Capacitor Bank for Pumping the 1000 J-
Jodlaser "Asterix III" at Garching".
Proc. 8th Symp. Fus. Techn., Noordwijkerhout,
1974, paper no. 16.

- /31/ Gänger, B.: Der el. Durchschlag von Gasen,
Springer, Berlin, 1953, S. 508
- /32/ Hermstein, W.: ETZ-A, Bd. 90, H. 11, S. 251, 1969
- /33/ Goldenbaum, G., Hintz, E.: US-Naval Research Labs.,
Washington, 1963, Rep. No. 314
- /34/ Röder, Früngel: Vortrag auf der Frühjahrstagung des
Fachausschusses Plasmaphysik,
Bad Nauheim, 1963
- /35/ Gänger, B.: Phys. Rev. 50, 92, 1936
- /36/ Köppendörfer, W.: "Der Hoch-Beta-Stellarator unter
Reaktoraspekten" aus Projektvorschlag
'Wandstabilisierter Hoch-Beta-Stellarator'



50 MJ-Kondensatorspeicher



Thermische Leistung: 10 GW

D-T-Plasma:

$n = 6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$

$T_e = T_i = 15 \text{ keV}$

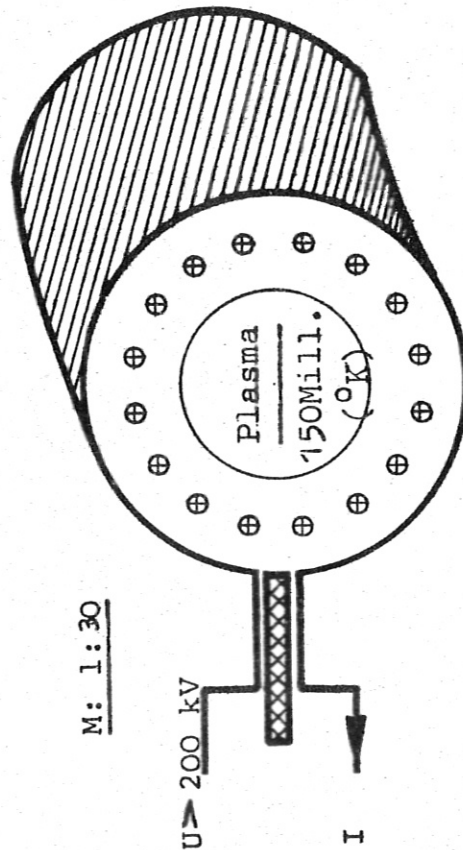
Magnetfeld:

$V = 370 \text{ m}^3$

$A = 100$

$\beta = 0.7$

$k = 2$



Kompressionspule

Endphase:

$B = 30 \text{ kG}$

$W_m = 1250 \text{ MJ}$

$I \cdot W = 500 \text{ MA}$

Stoßwellenheizung:

$B = 6 \text{ kG}$

$W_m = 50 \text{ MJ}$

$I = 100 \text{ MA}$

$U = 200 \text{ kV}$

$t_A = 500 \text{ nsec}$

Abb.: 11 Schematische Darstellung eines toroidalen Hoch-Beta-Fusionsreaktors mit Stoßwellenaufheizung (ohne Blanket usw.)

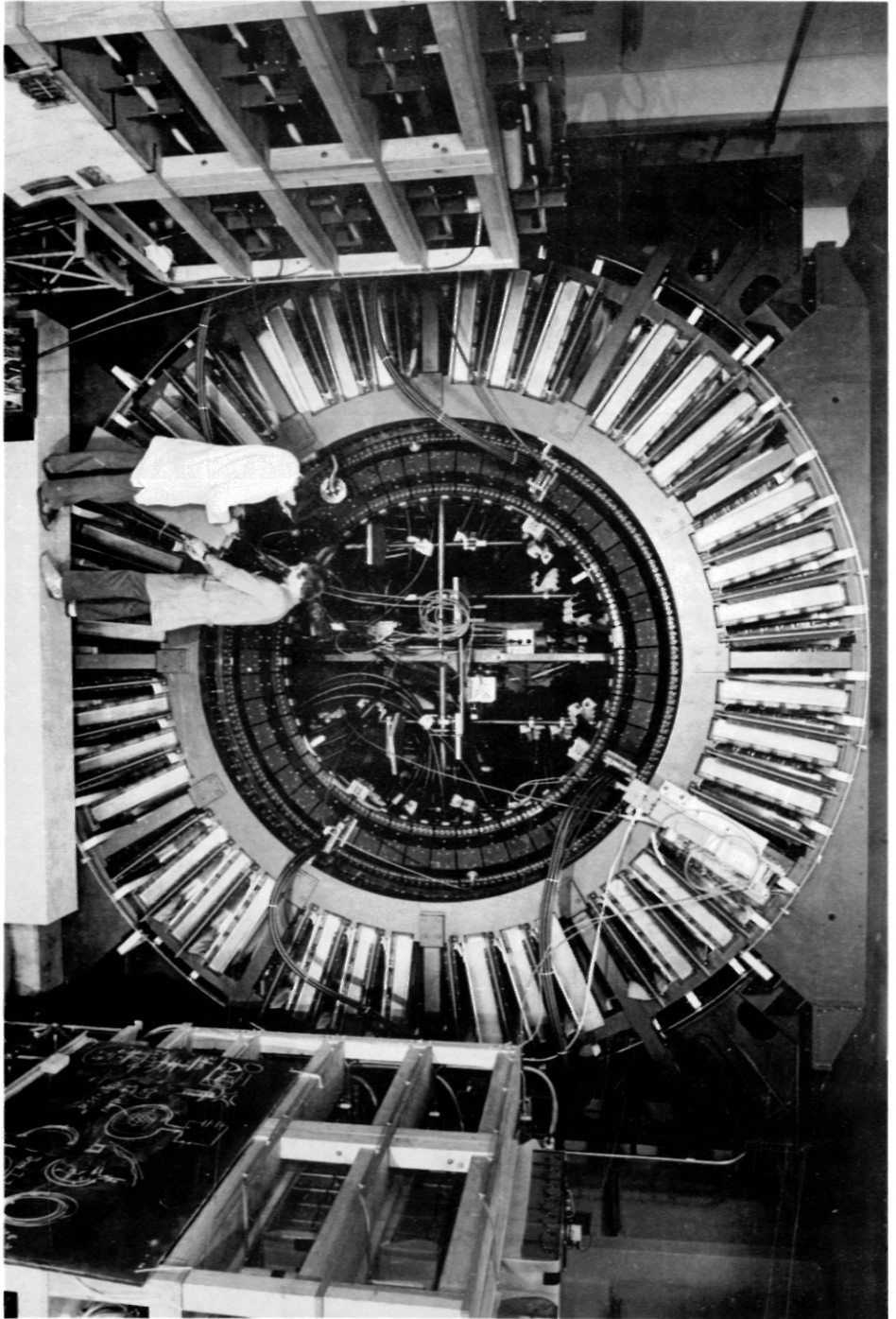
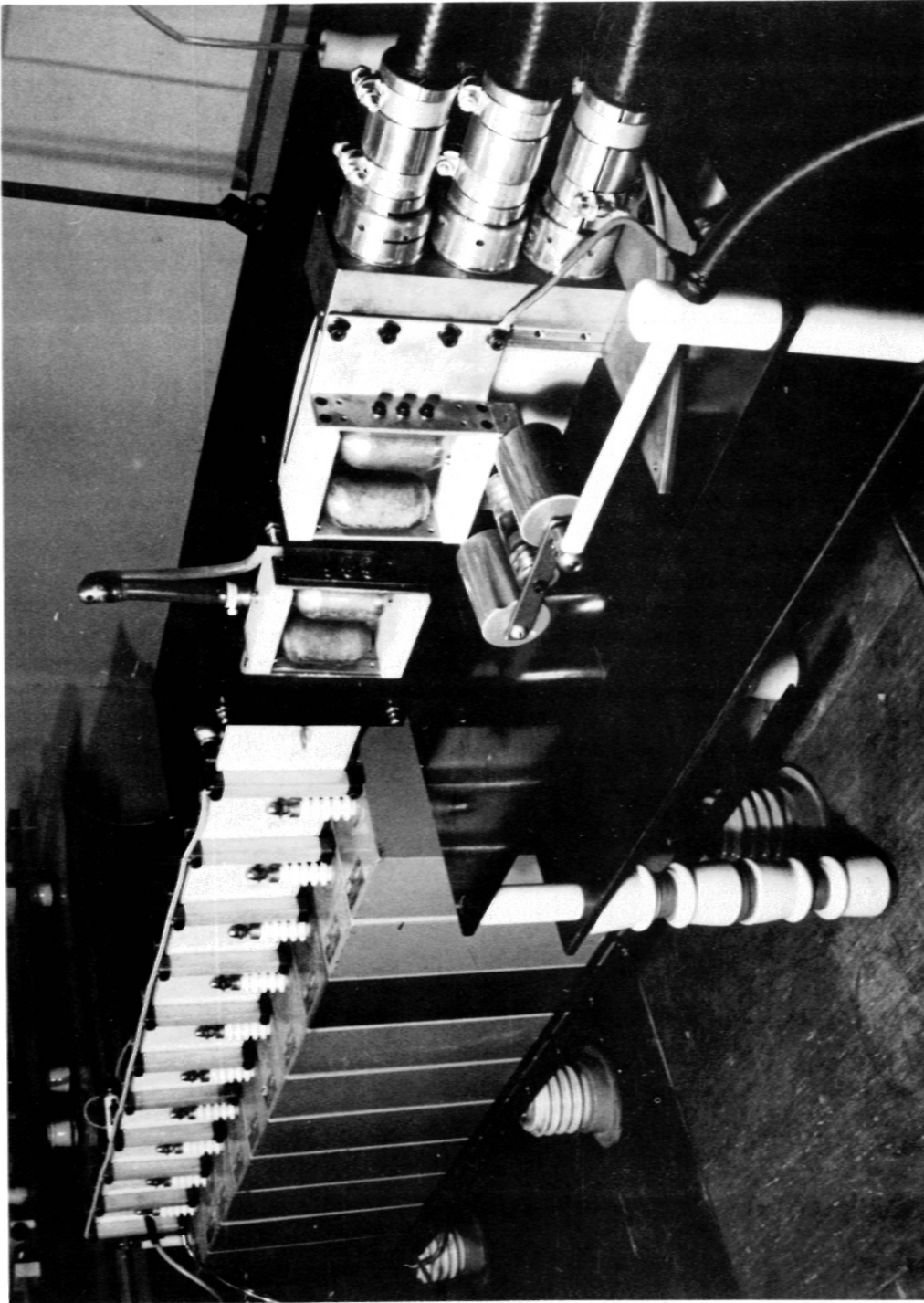
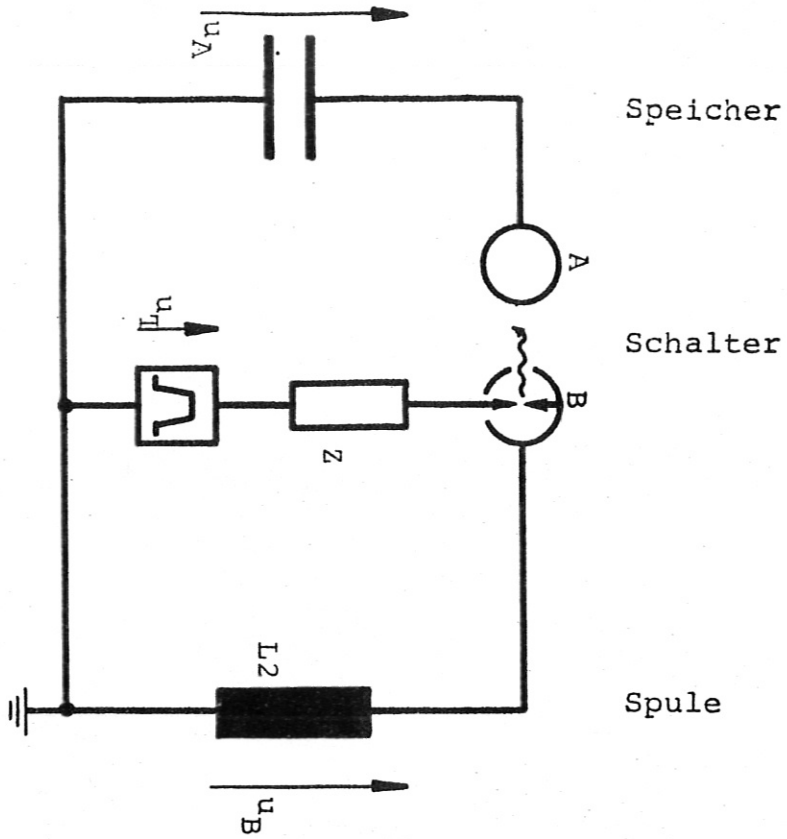


Abb.: 12 2.7 MJ-Stoßstromanlage Isar T1 mit toroidaler Spule



$U_A = 40 \text{ kV}$ $W = 10 \text{ kJ}$ $f = 32 \text{ kHz}$

Abb.: 13 Standard-Modul mit Start- und Crowbarschalter



Zündbedingung: $|U_A - U_B| \geq U_p$
 Triggeranstieg: $t_A \ll L2/Z$
 dann gilt: $U_B = U_T e^{-Z t/L2}$

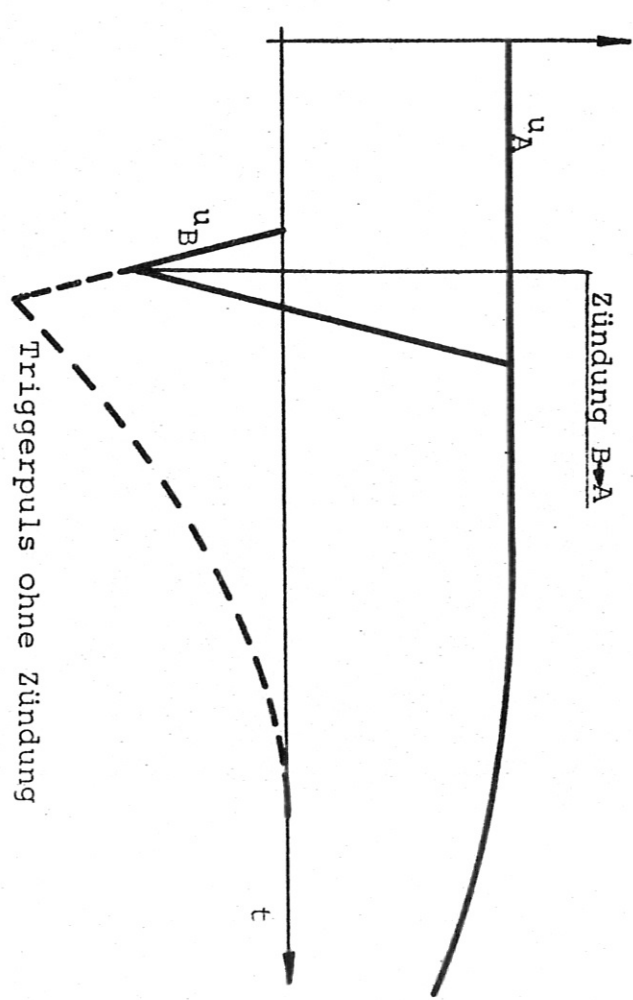


Abb.: 14 Vereinfachte Darstellung einer Stoßstromanlage mit Zündung durch eine Zweielektrodenfunkenstrecke

Zündbedingung: $|U_A - U_B| \approx U_P$

Triggeranstieg: $t_A \ll (L_2 + L_F)/Z$

Voraussetzung: $\int u_B dt < \phi_S = B_S \cdot F$

$$F = l (r_a - r_i); L_F = \mu \frac{l}{2} \ln(r_a/r_i)$$

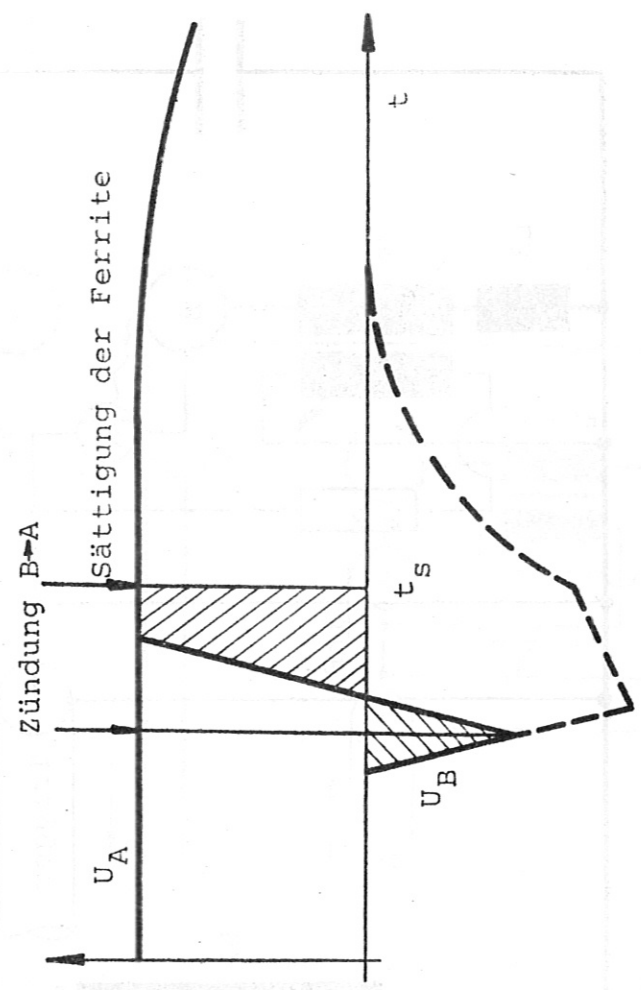
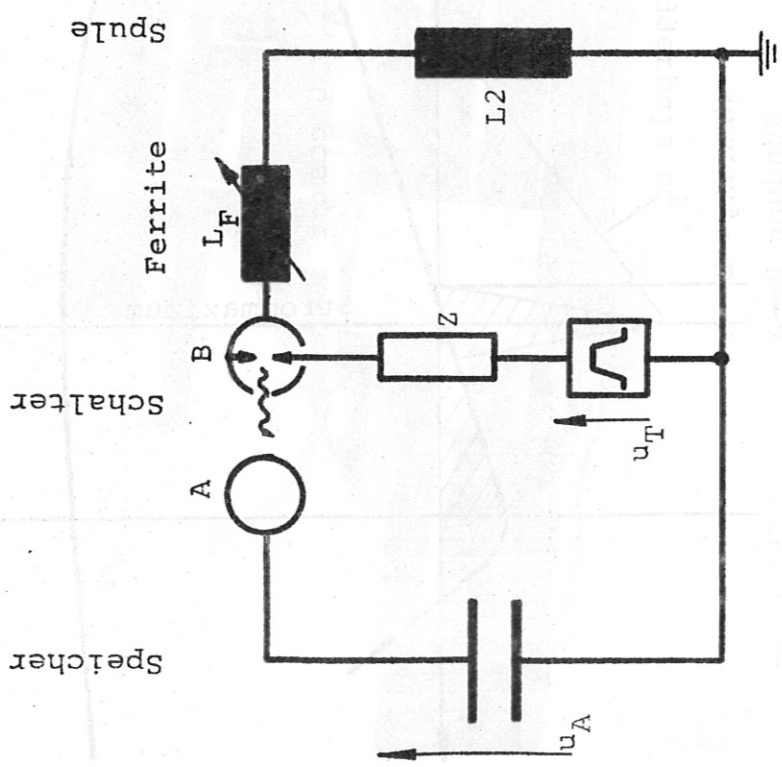


Abb.: 15 Vereinfachte Darstellung einer Stoßstromanlage mit Zündung durch eine Zweielektrodenfunkenstrecke mit Ferritentkopplung

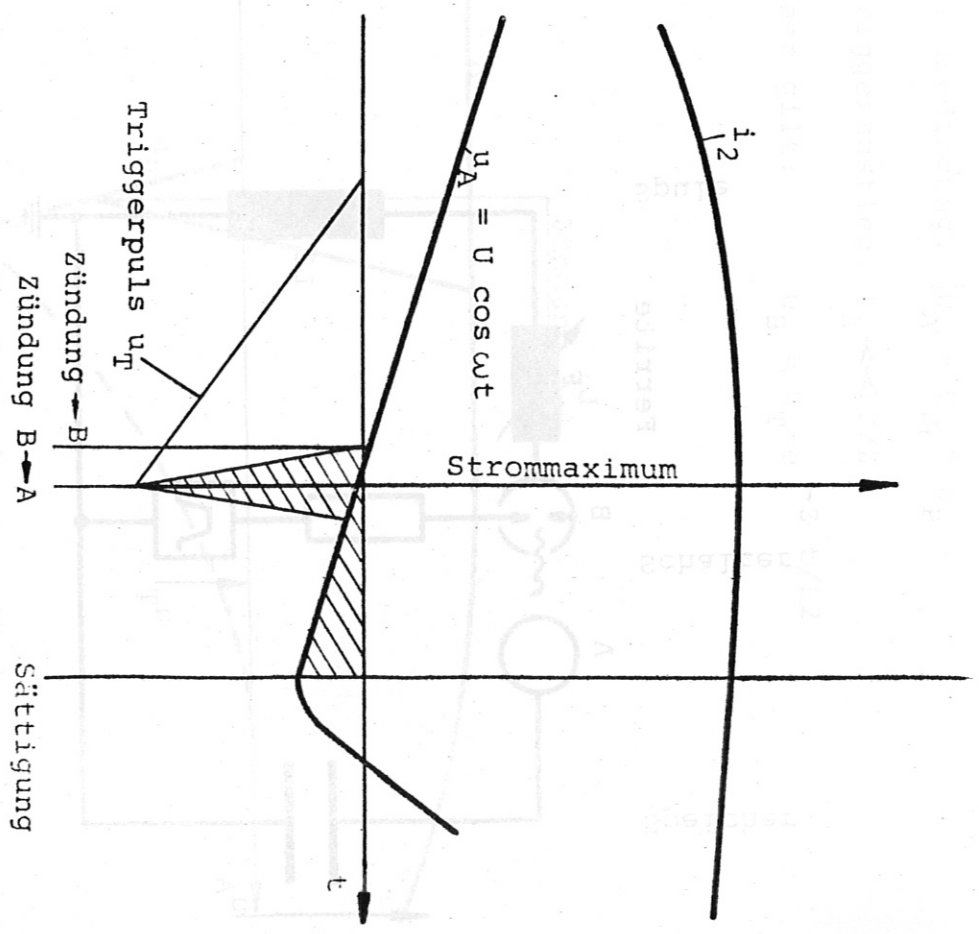
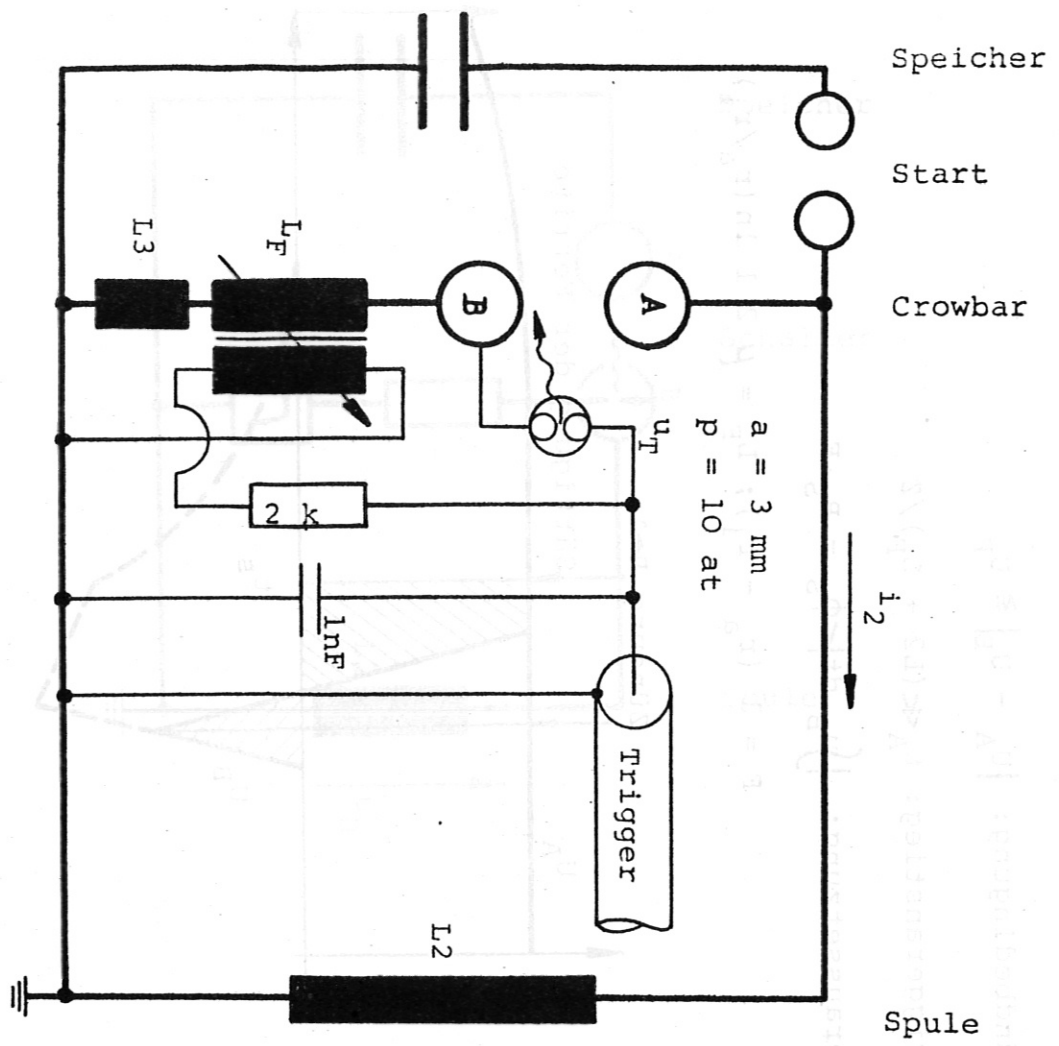


Abb.: 16 Vereinfachte Darstellung einer Stoßstromanlage mit Zweielektroden-
funkenstrecke und zusätzlicher Ferritentkopplung als Crowbarschalter

$U_S = 62 \text{ kV}$
 $U_A = 40 \text{ kV}$
 $L = 70 \text{ nH}$
 $W = 10 \text{ kJ}$
 $I = 160 \text{ kA}$
 $f = 32 \text{ kHz}$
 $\int i dt = 13 \text{ Cb}$

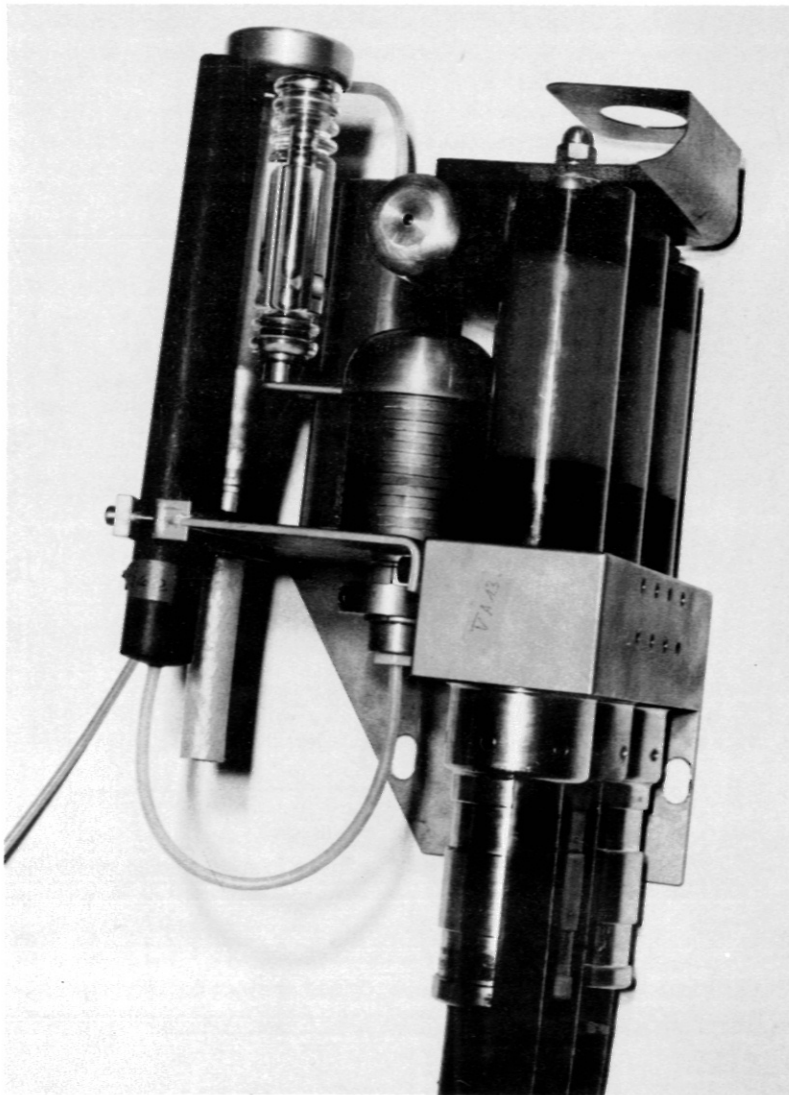
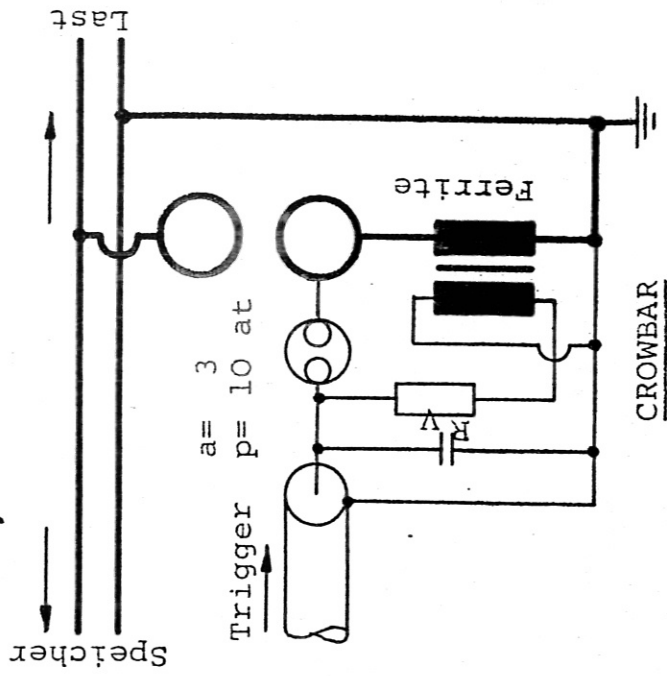
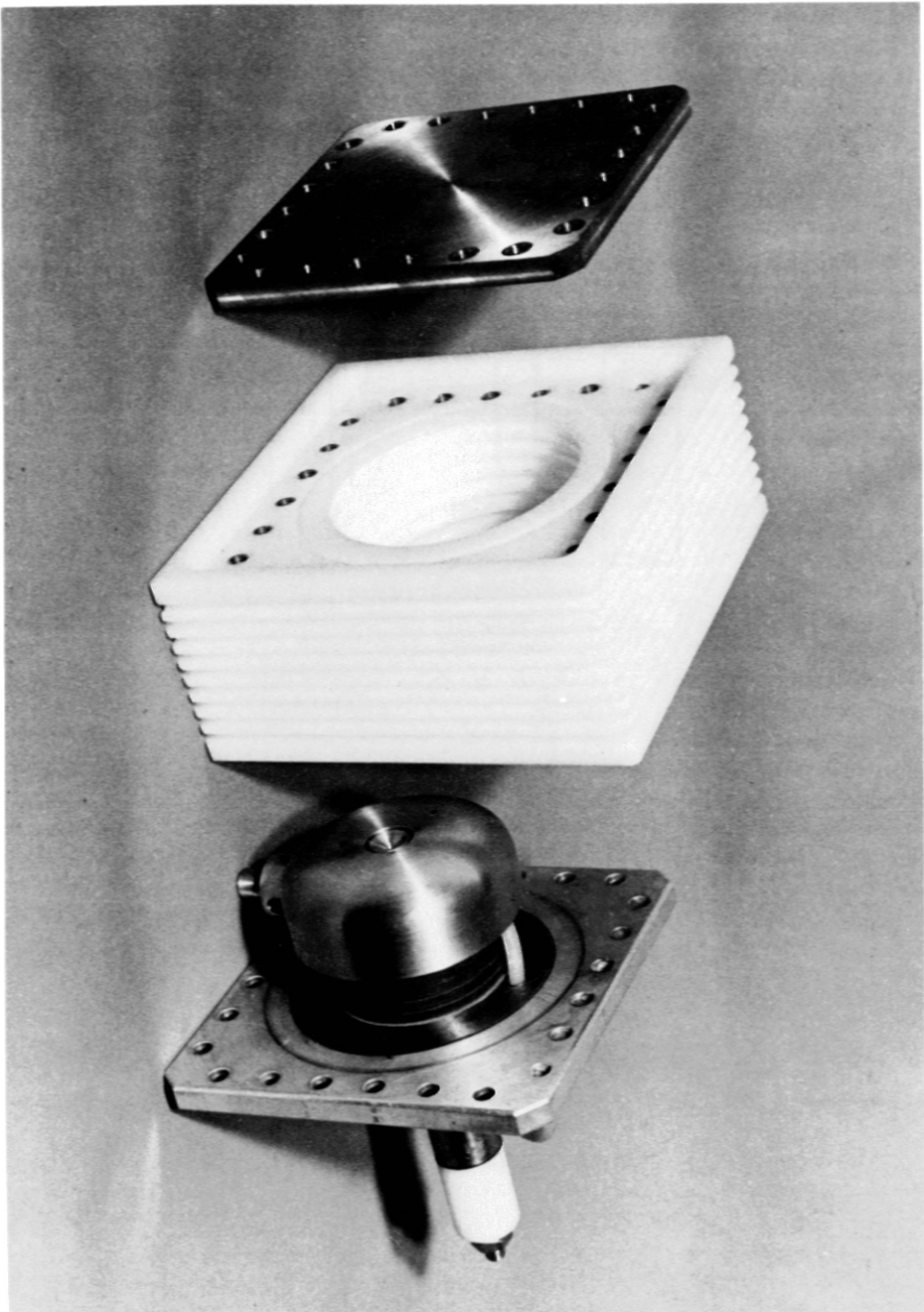


Abb.: 17 CROWBARFUNKENSTRECKE MIT FERRITKOPPLUNG, STEILWELLENTRIGGERUNG
 UND KAPAZITIVER BESCHALTUNG (GARCHING, 1970) / 5/



$U_A = 60 \text{ kV}$
 $L = 35 \text{ nH}$

Abb.: 18 2-ELEKTRODEN-DRUCKFUNKENSTRECKE MIT FERRITENTKOPPLUNG.
GARCHING, 1970. / 5 /

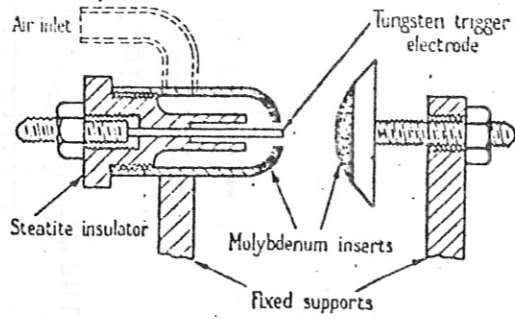


Fig. 6.—General arrangement of the electrodes in an open-air Trigratron.

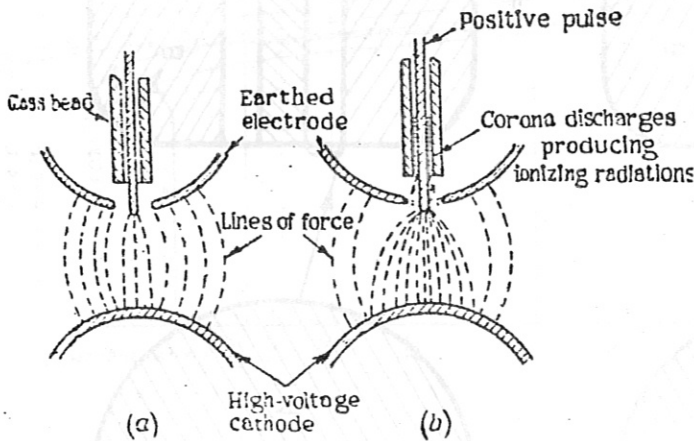


Fig. 11.—Diagrammatic representation of the action of the trigger electrode in a Trigratron.

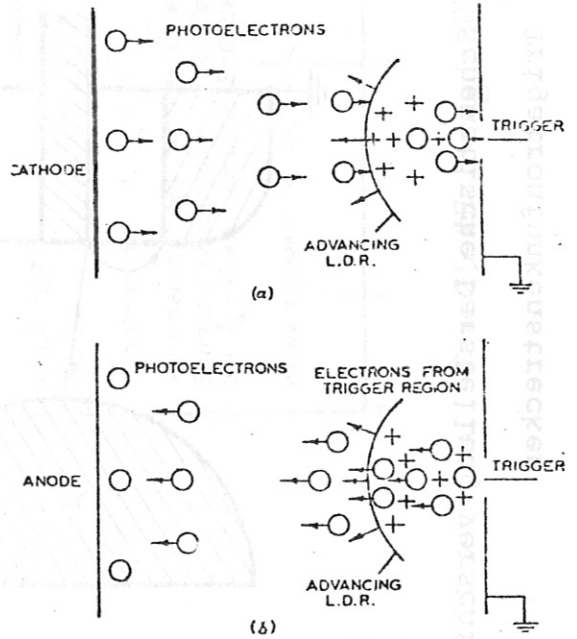


Fig. 9.—Main-gap breakdown mechanisms.

(a) Main gap negative.
 (b) Main gap positive.
 O Electrons. + Positive ions.

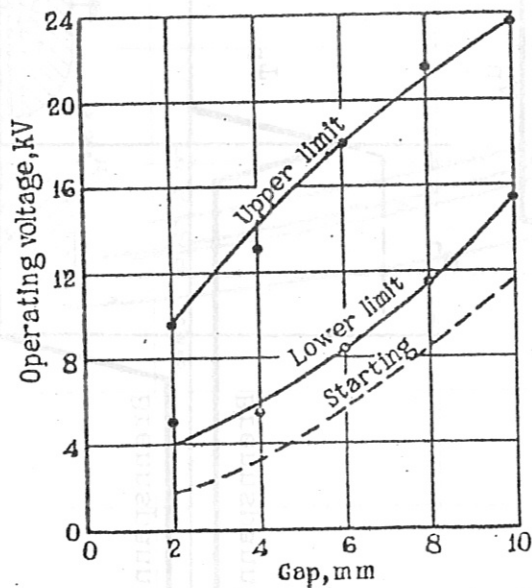


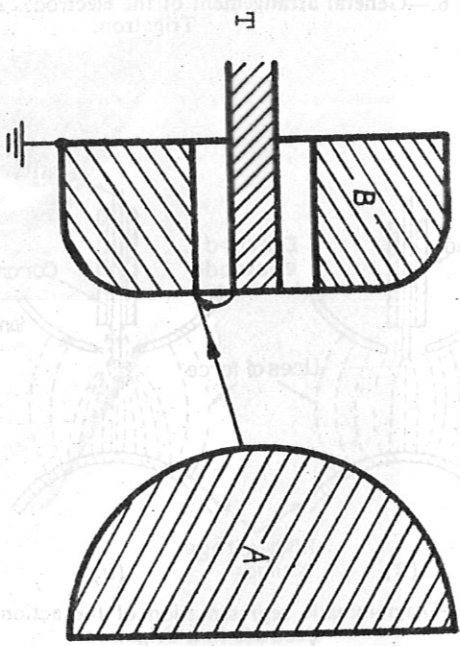
Fig. 13.—Operating characteristics of a typical open-air Trigratron (i).

Quertiggerung

$U_{BTpuls} < 0.5 U_{ATpuls}$

Zündfolge:

1. Stufe: T → B
2. Stufe: A → BT



87

Längstriggerung

$U_{BTpuls} = 0.5 U_{ATpuls}$

Zündfolge:

1. Stufe: T → A
2. Stufe: T → B

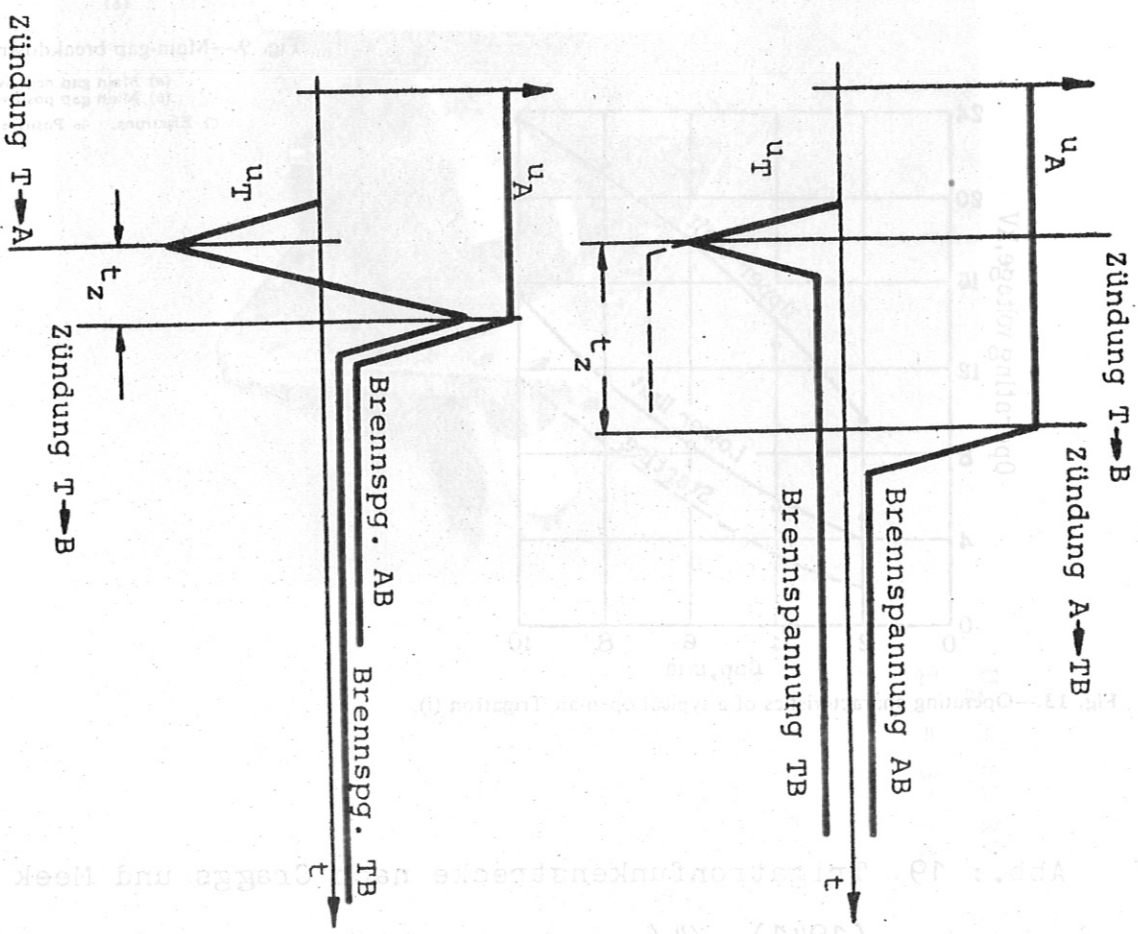
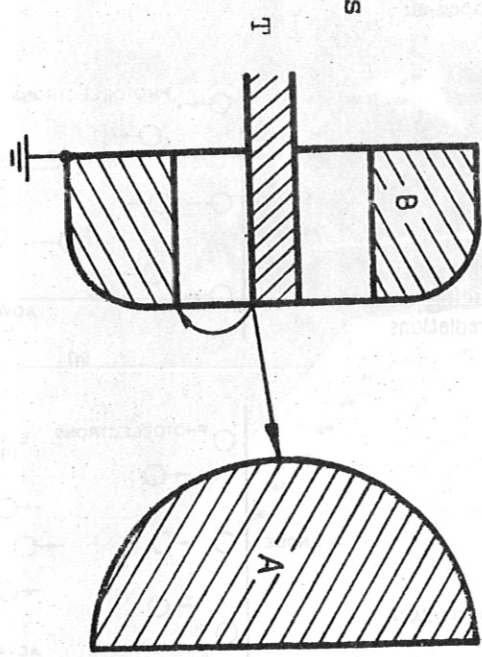
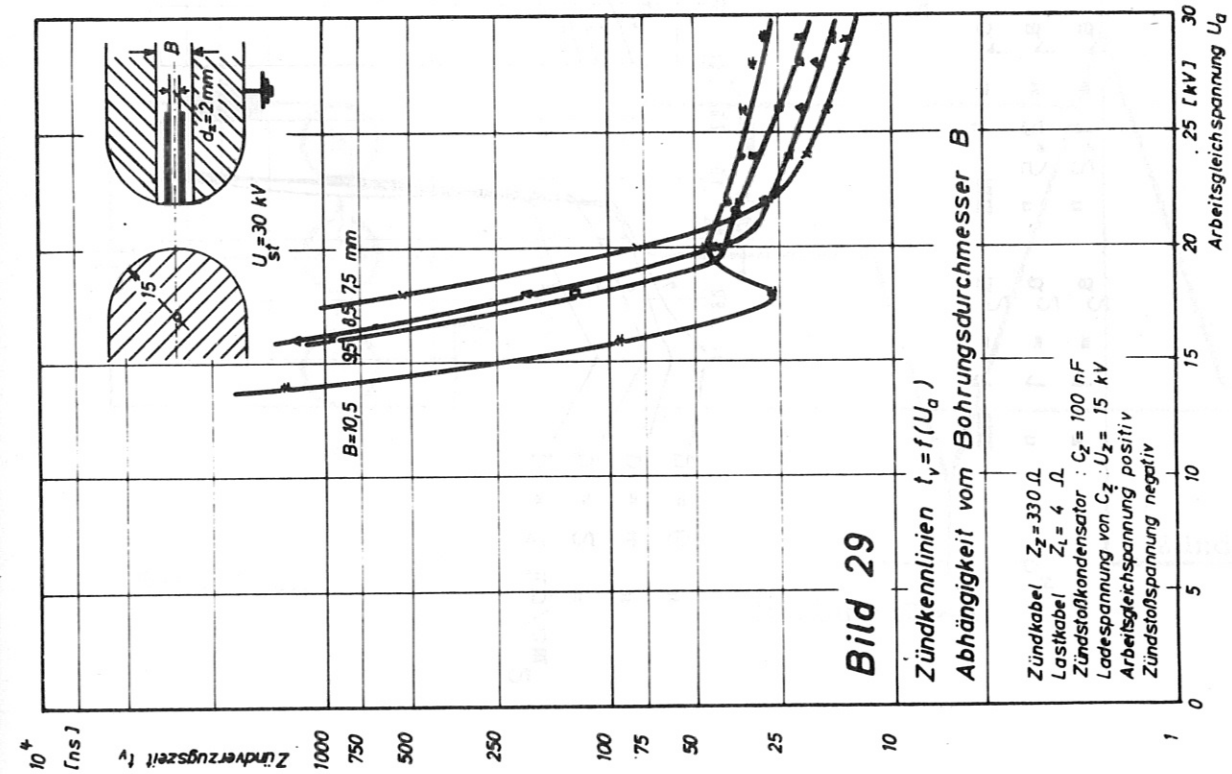
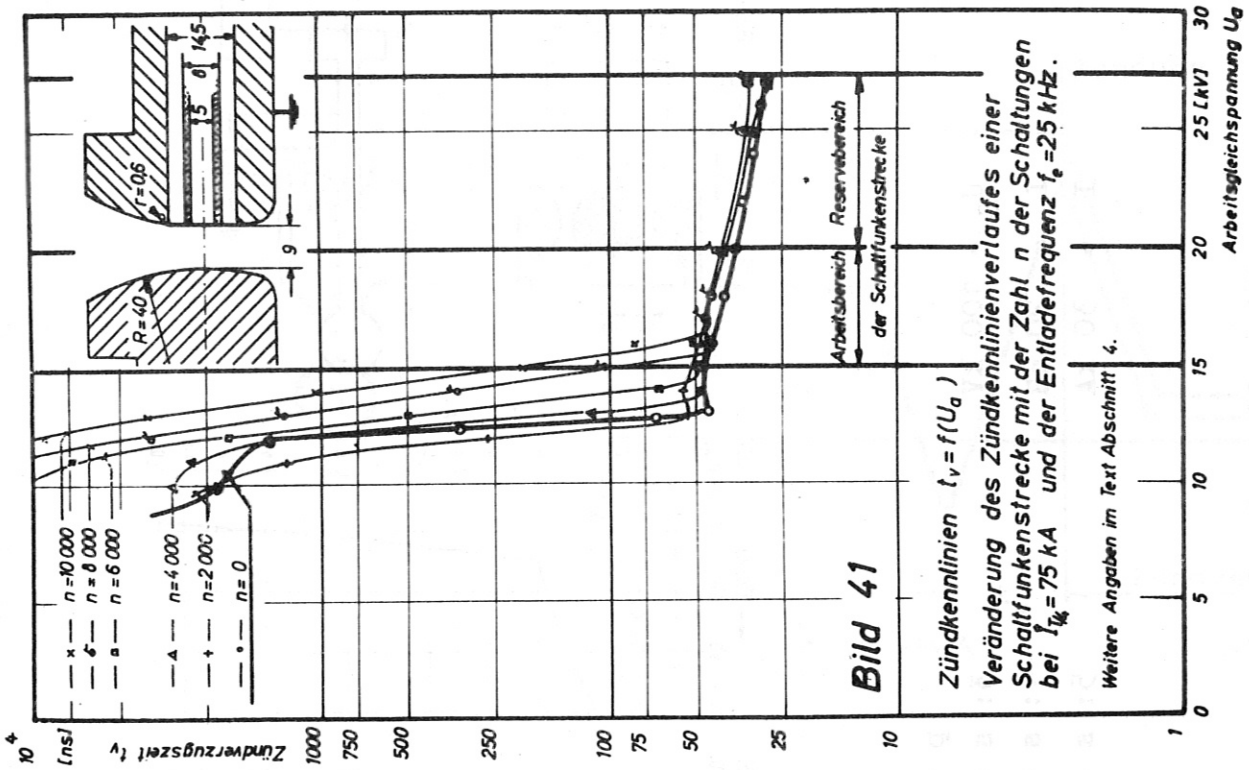


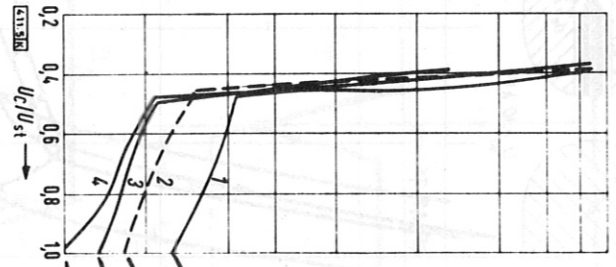
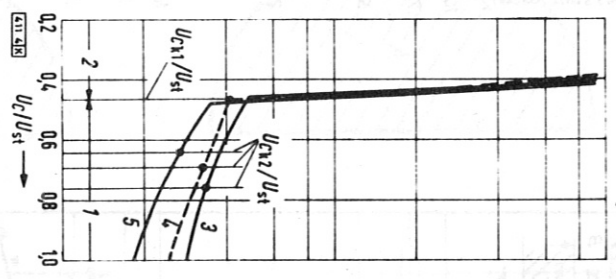
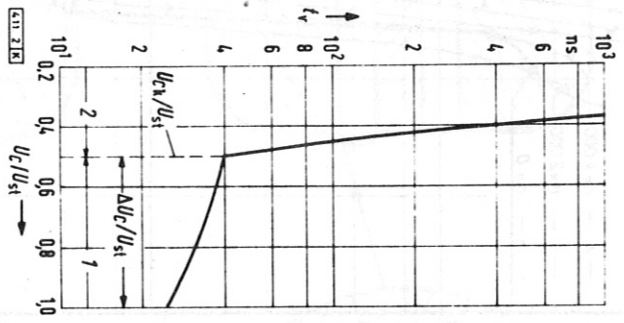
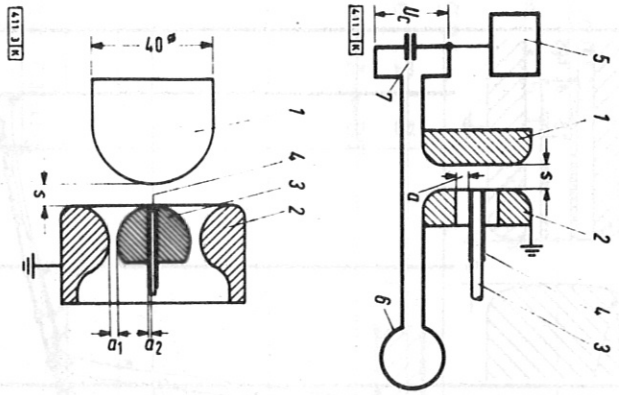
Abb.: 20

Schematische Darstellung verschiedener Triggerarten für
Trigatronfunkenstrecken



$U_S = 30 \text{ kV}$ $W = 5 \text{ kJ}$ $I = 75 \text{ kA}$ $f = 25 \text{ kHz}$ $U_S = 27.5 \text{ kV}$

Abb.: 21 Trigatron-Funkenstrecke. Braunschweig, 1963 /7/



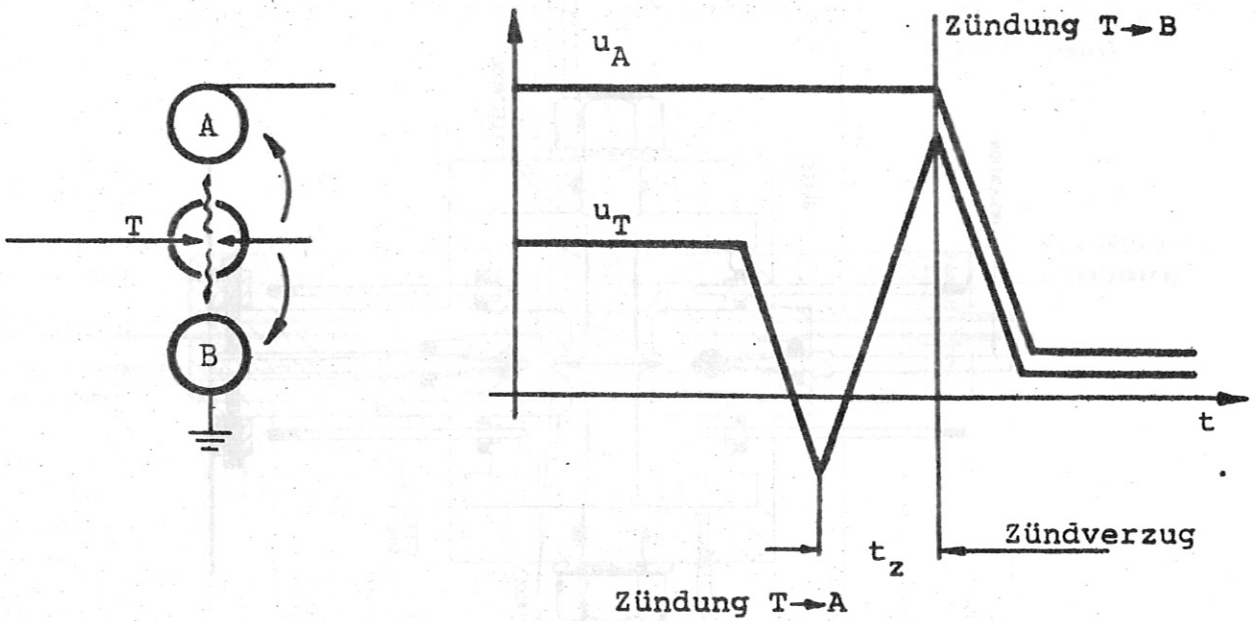
$U_S = 100 \text{ kV}$
 $L = 20 \text{ nH}$
 $I = 30 \text{ kA}$

$p = 1 \text{ kp/cm}^2$
 3: $s = 10 \text{ mm}$ $a_1 = 4 \text{ mm}$ $a_2 = 1 \text{ mm}$
 4: $s = 6.5 \text{ ''}$ $a_1 = 2.5 \text{ ''}$ $a_2 = 1 \text{ ''}$
 5: $s = 3.65 \text{ ''}$ $a_1 = 1.2 \text{ ''}$ $a_2 = 1 \text{ ''}$

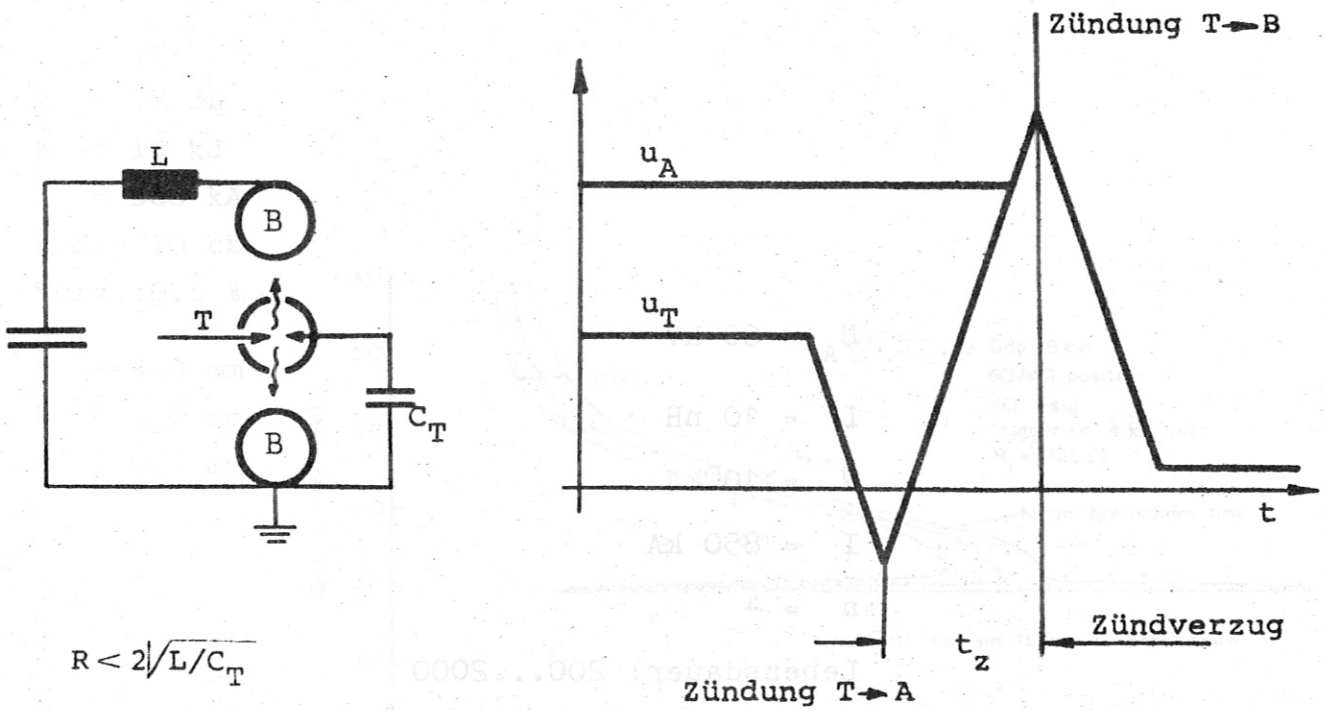
$p = 1 \text{ kp/cm}^2$
 $p = 2 \text{ ''}$
 $p = 4 \text{ ''}$
 $p = 6 \text{ ''}$

Abb.: 22 Drucktrigatron. Braunschweig, 1968. /8/

3-Elektroden-Funkenstrecke mit Kaskadenzündung

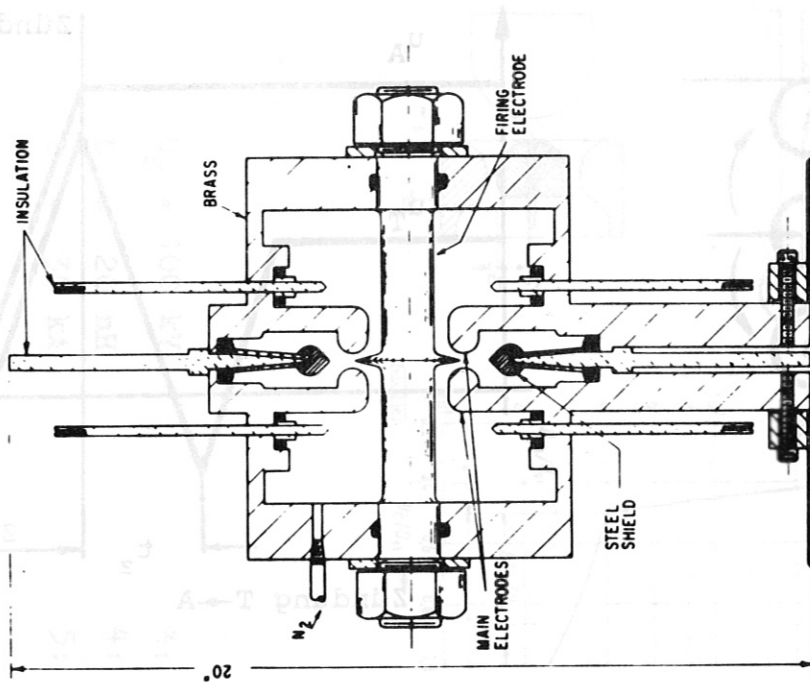


3-Elektroden-Funkenstrecke: Kaskadenzündung mit Überschwingen



$$R < 2\sqrt{L/C_T}$$

Abb.: 23 Schematische Darstellung der verschiedenen Triggerarten für 3-Elektrodenfunkenstrecken



$$U_A = 60 \text{ kV}$$

$$L = 10 \text{ nH}$$

$$W = 100 \text{ kJ}$$

$$I = 850 \text{ kA}$$

$$n = 4$$

Lebensdauer: 200...2000

Abb.: 24 Inhomogene 3-Elektroden-Funkenstrecke
General Electric, 1961. /9/

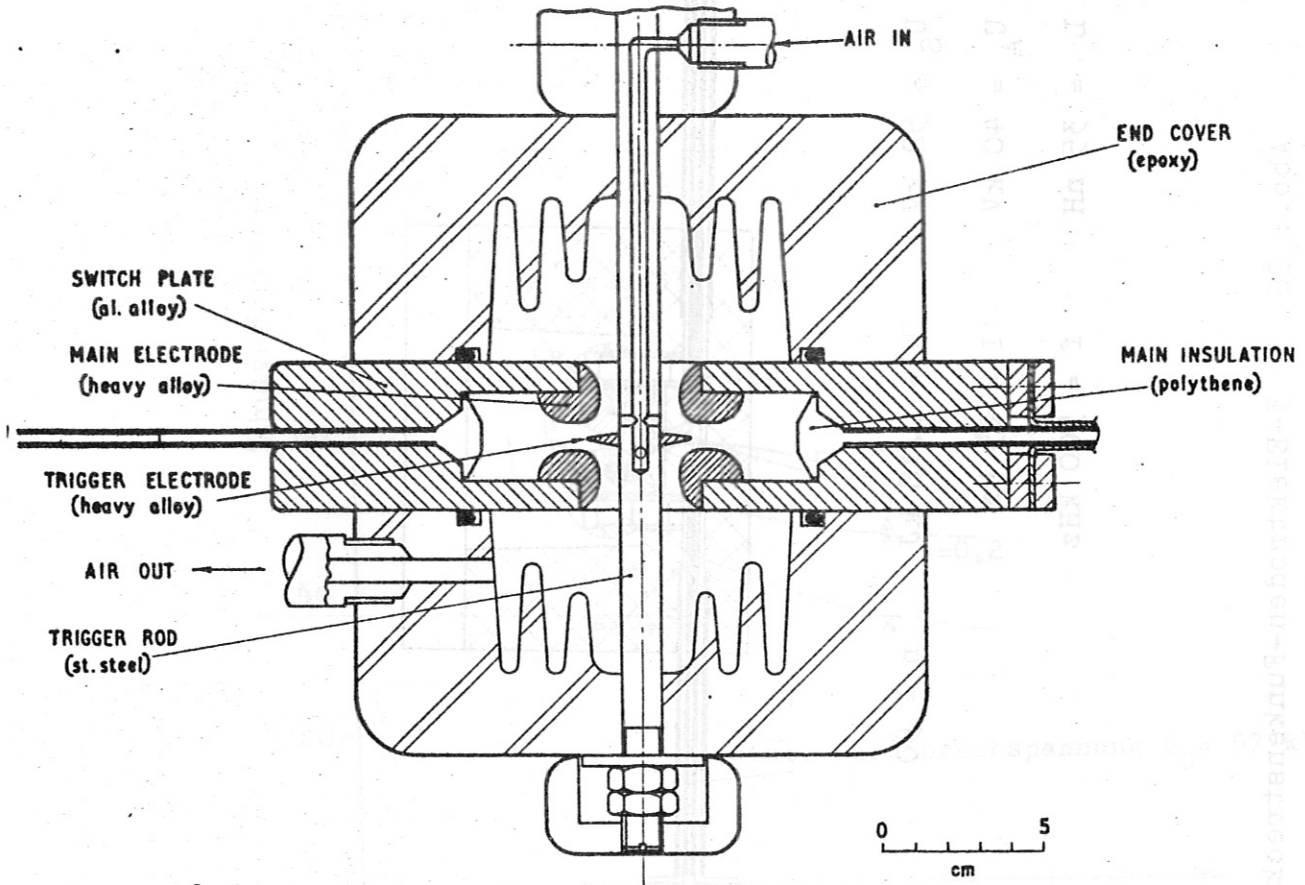


Fig.2 Mark II gap (CLM-R71)

$U_A = 60 \text{ kV}$
 $L = 18 \text{ nH}$
 $W = 10 \text{ kJ}$
 $I = 500 \text{ kA}$
 $\int i dt = 10 \text{ cb}$
 Vorz.: 0.5 %

$a = 4.8 \text{ mm}$
 $b = 3.2 \text{ mm}$
 $r = 0.5 \text{ mm}$

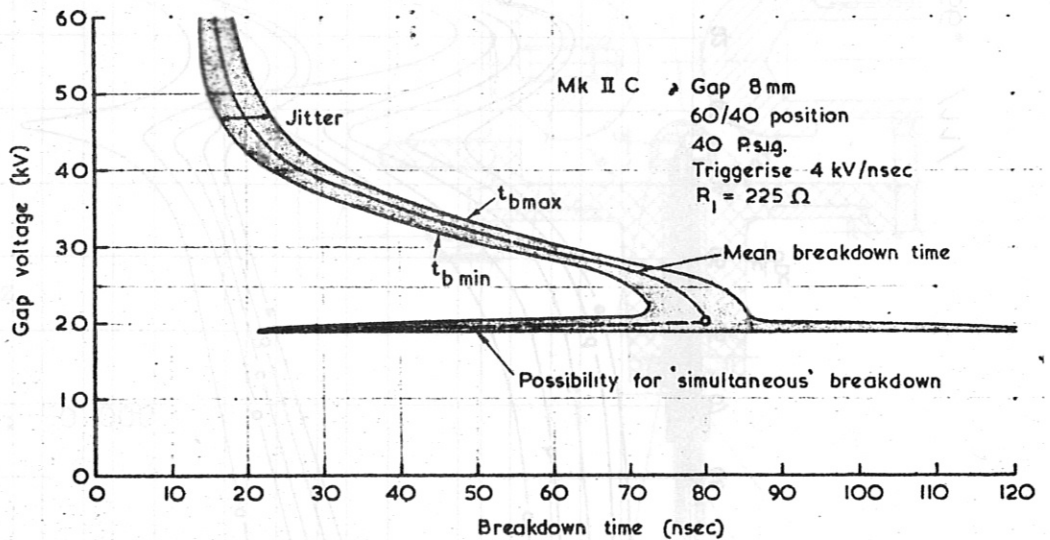
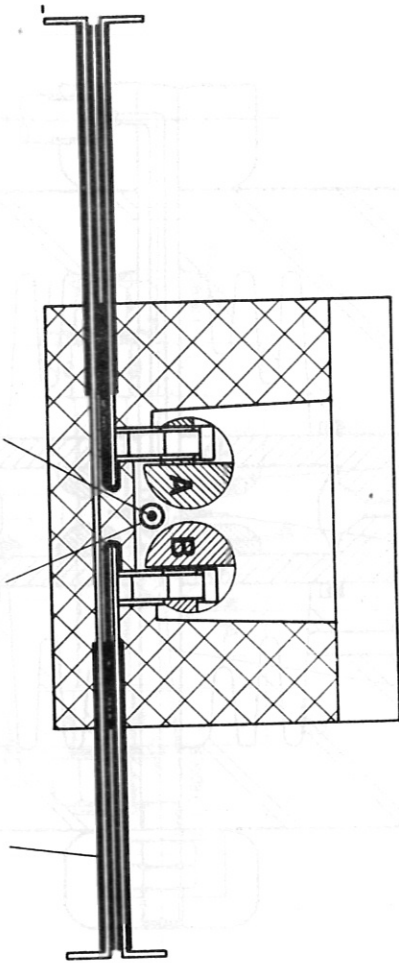


Abb.: 25 Inhomogene 3-Elektrodenfunkenstrecke

Culham, 1966 /10/



$U_S = 52 \text{ kV}$ $W = 0.16 \text{ kJ}$ $n = 50$
 $U_A = 40 \text{ kV}$ $I = 25 \text{ kA}$
 $L = 35 \text{ nH}$ $f = 500 \text{ kHz}$

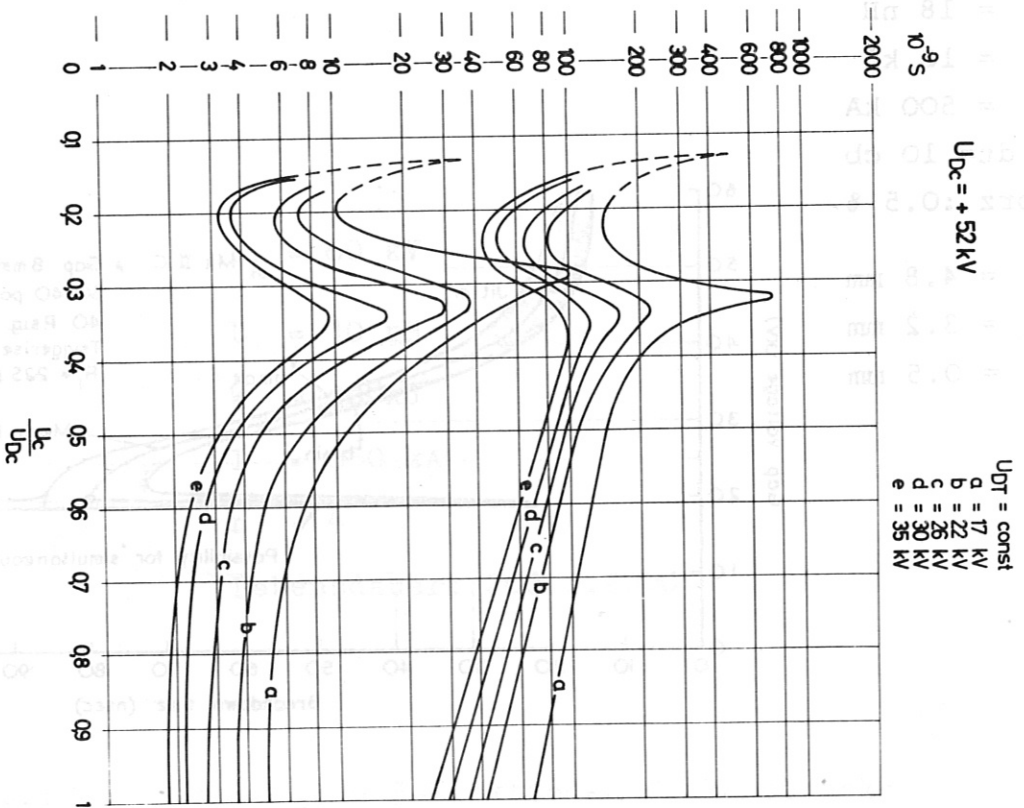
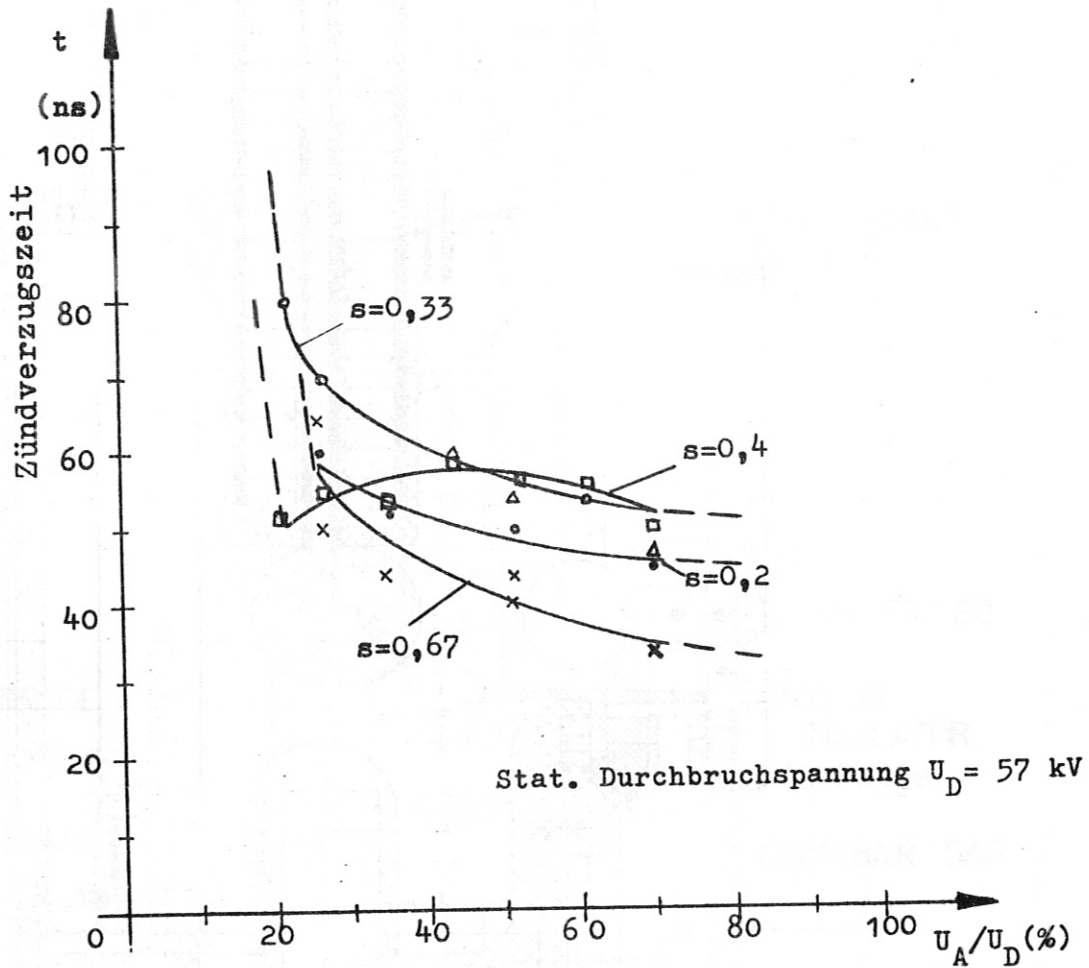


Abb.: 26

3-Elektroden-Funkenstrecke. Garching, 1966. /11/



$U_S = 57$ kV

$U_A = 40$ kV

$L = 40$ nH

$W = 2$ kJ

$I = 65$ kA

$\int i dt = 1.5$ Cb

$f = 100$ kHz

$n = 240$

Lebensdauer: 50 000

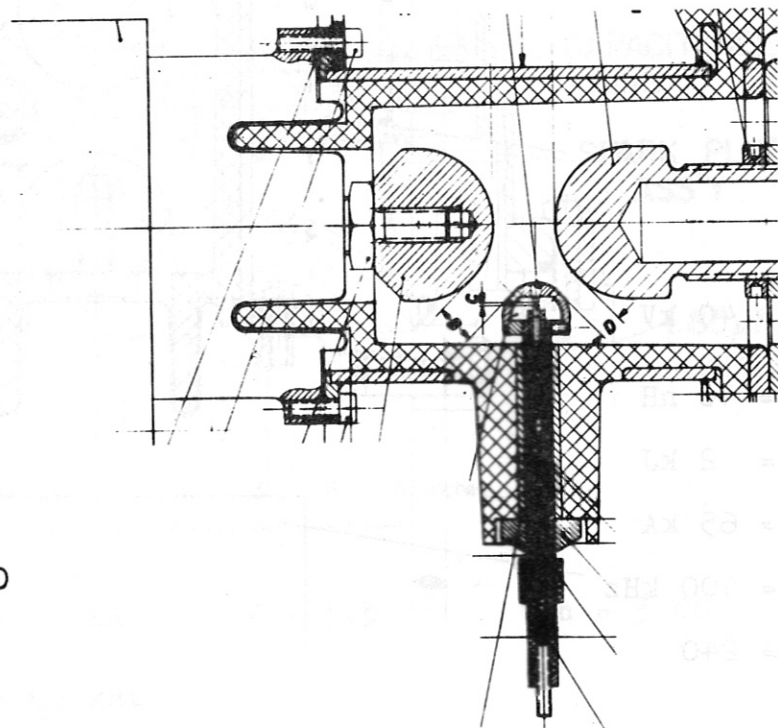


Abb.: 27 3-Elektroden-Funkenstrecke

Garching, 1966. /11/

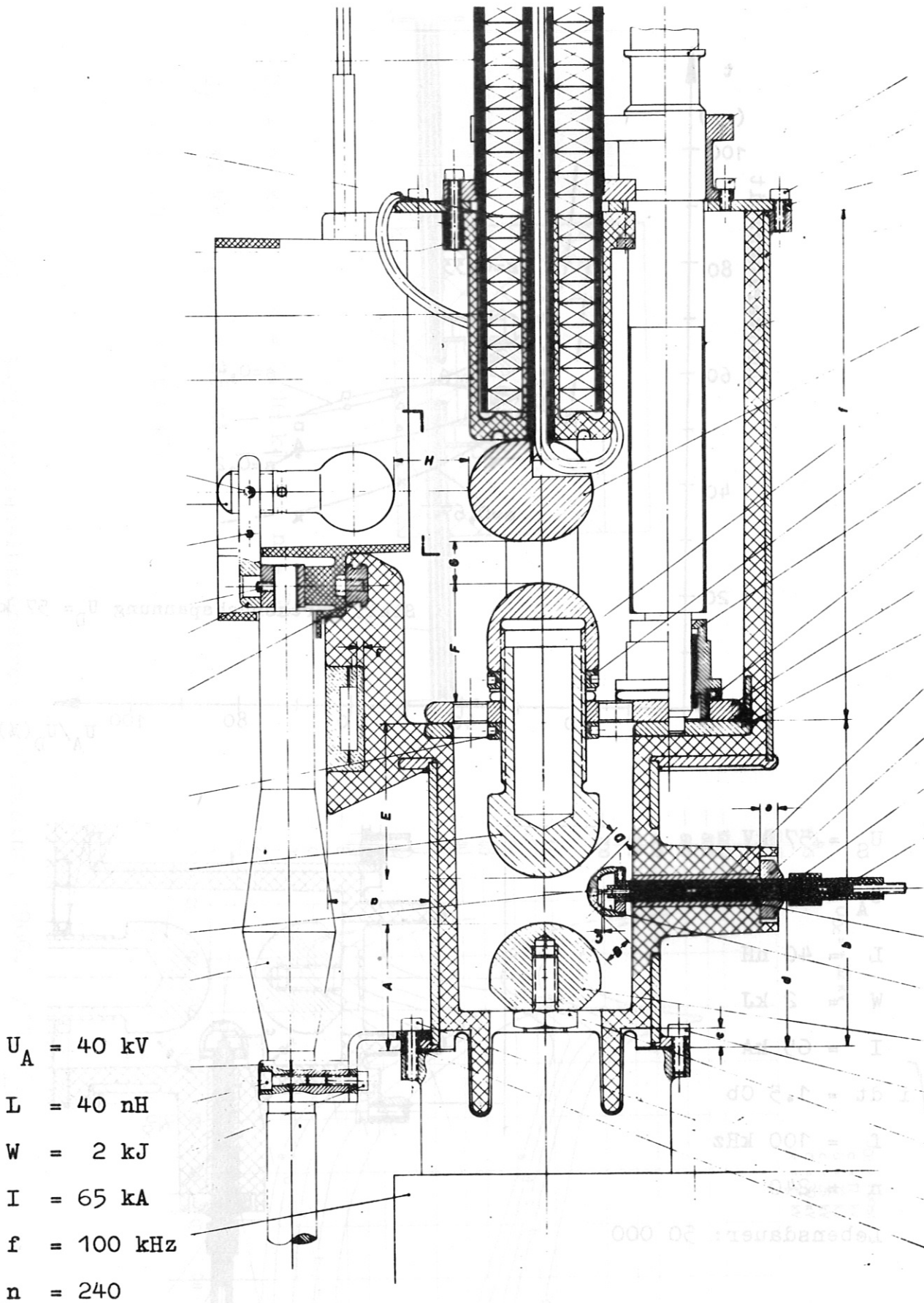
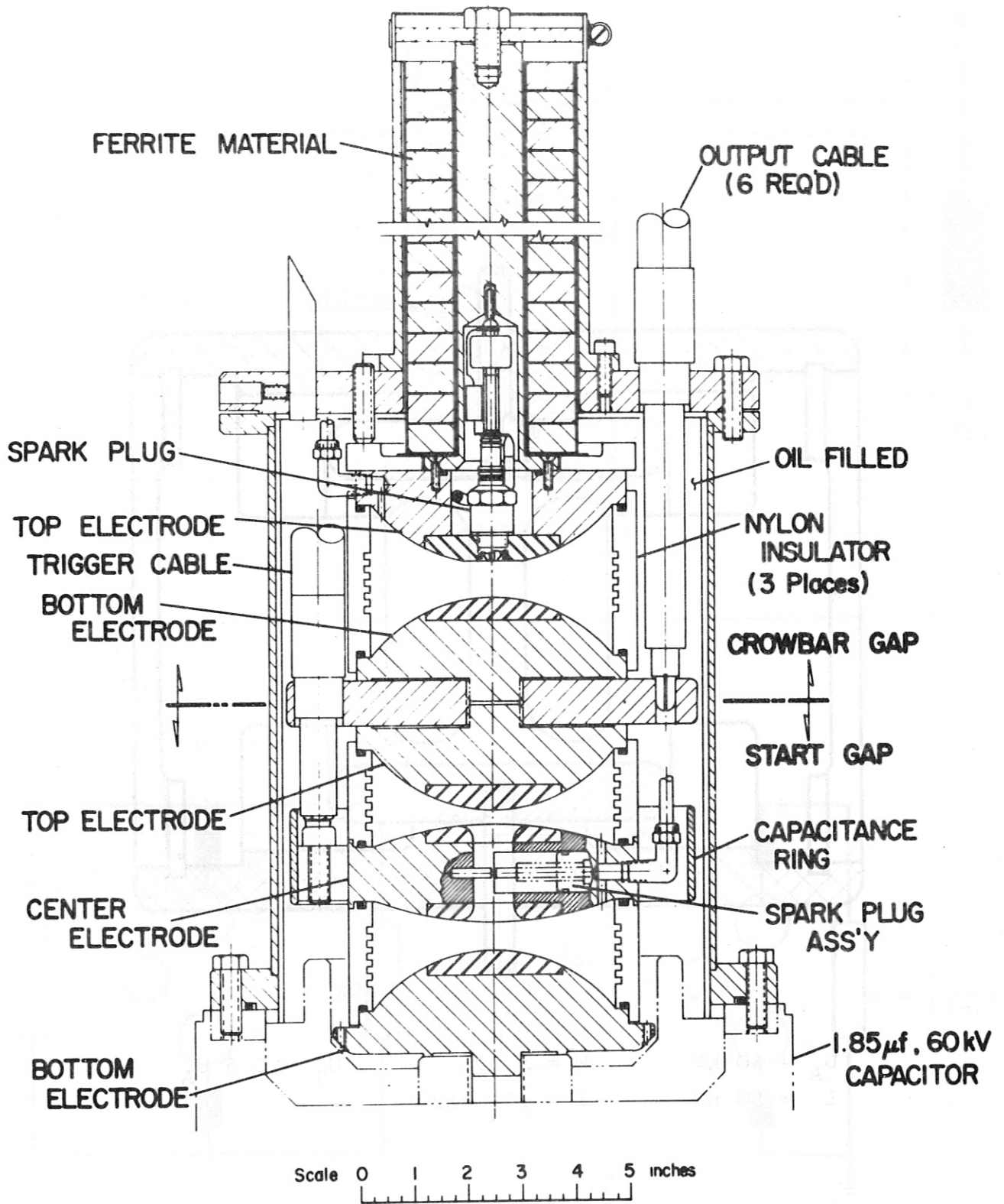
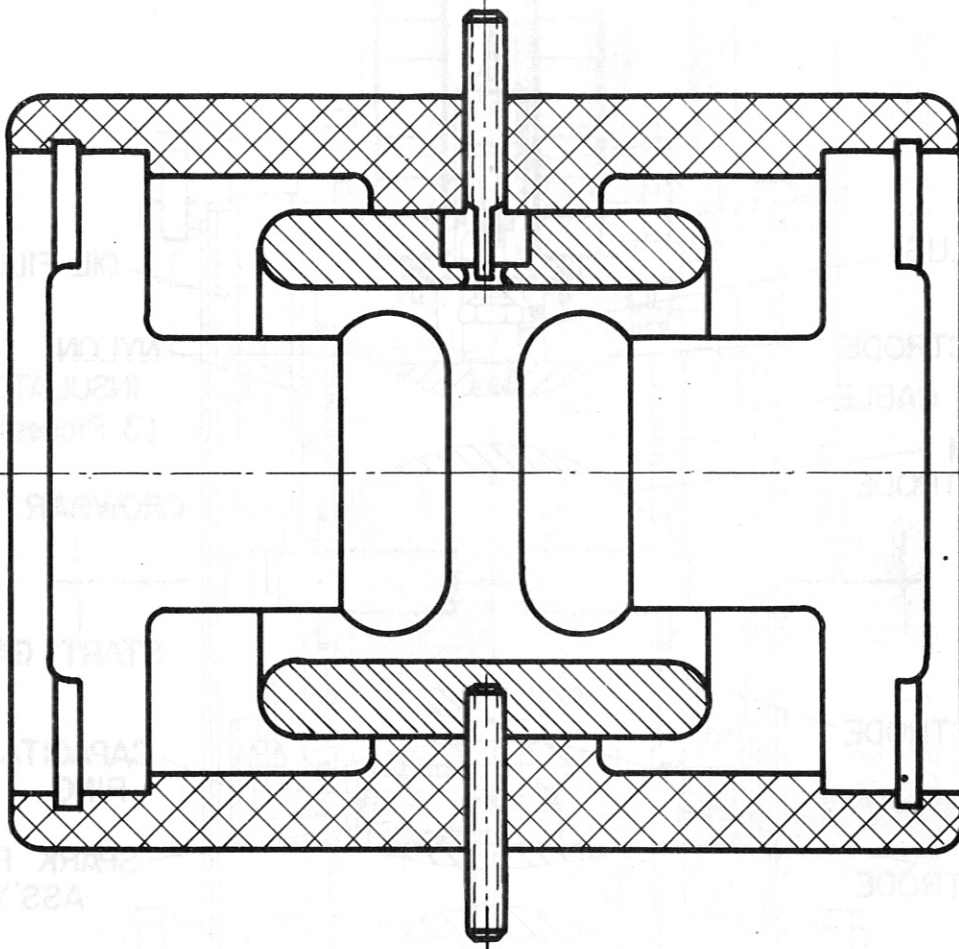


Abb.: 28 40 kV-Start- und Crowbar-Funkenstrecke
Garching, 1968. /12/



$U_A = 60 \text{ kV}$ $I = 40 \text{ kA}$ $W = 3.3 \text{ kJ}$ $n = 3000$
 $L = 40 \text{ nH}$ $f = 63 \text{ kHz}$

Abb.: 29 60 kV-Start- und Crowbar-Druckfunkenstrecke
Los Alamos, 1970. /27/



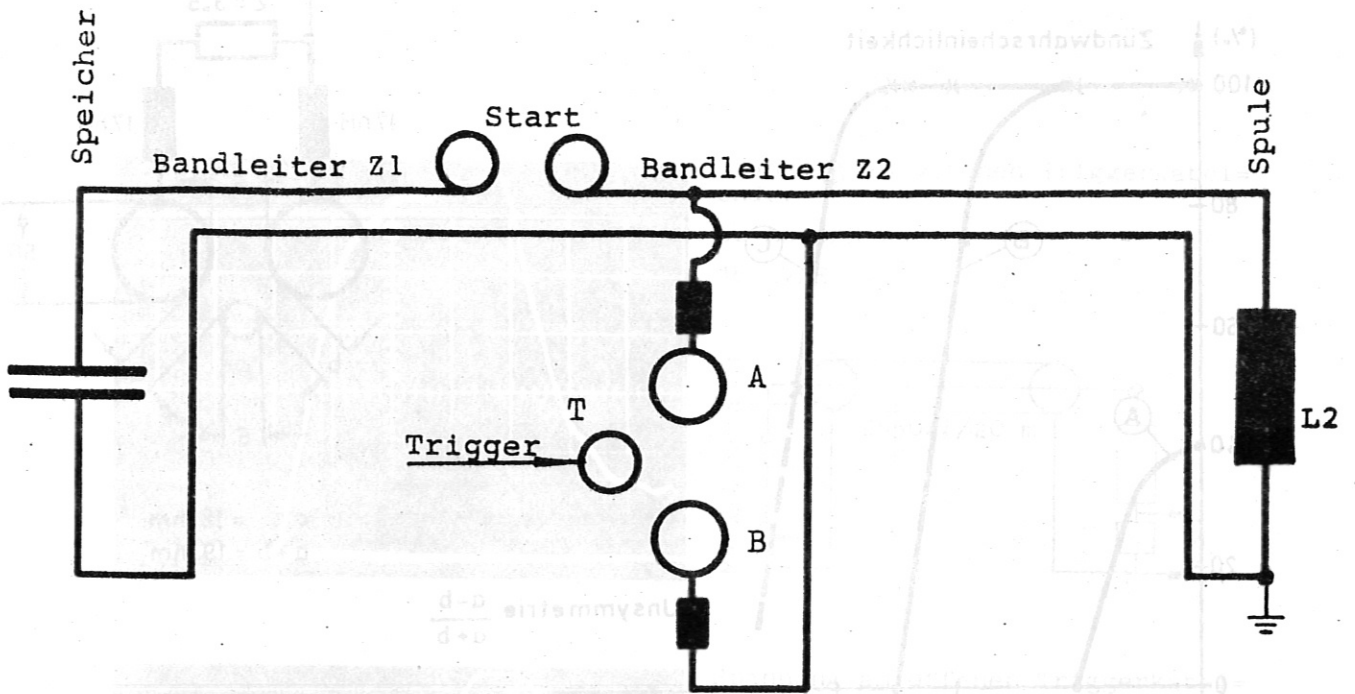
$U_A = 60 \text{ kV}$
 $L = 50 \text{ nH}$

$W = 5 \text{ kJ}$
 $f = 100 \text{ kHz}$

$U_T = 0.5 U_A$

Abb.: 30 3-Elektrodenfunkenstrecke

Garching, 1970 /28/



Crowbarschalter

Für transiente Vorgänge gilt:

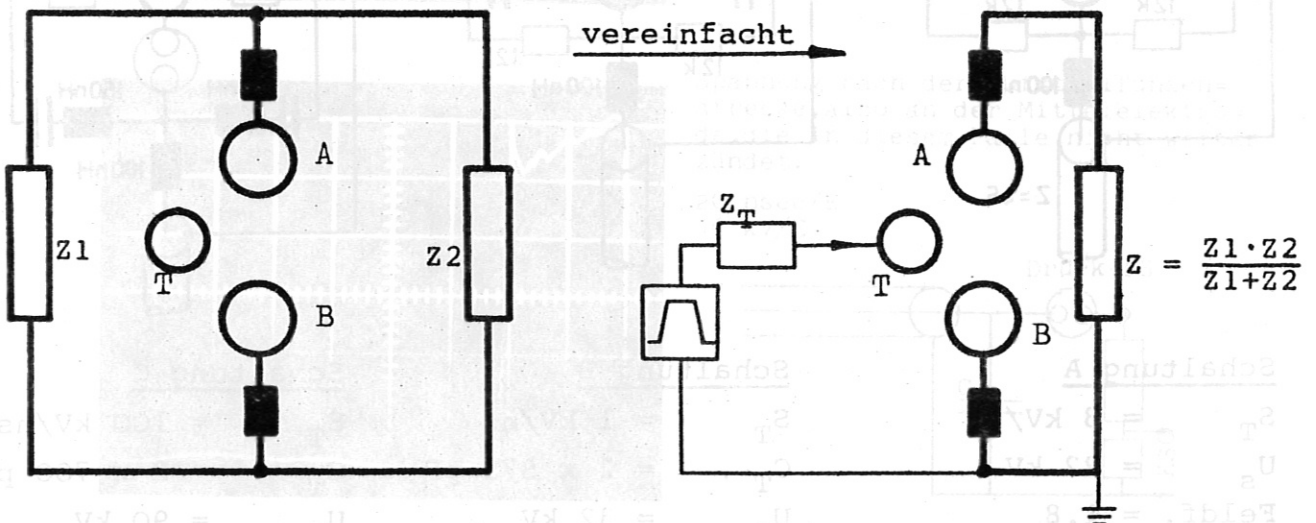
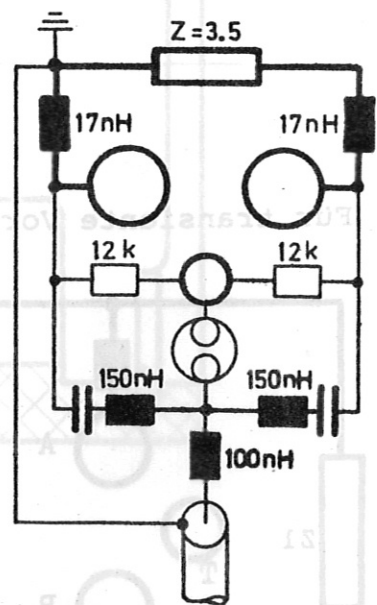
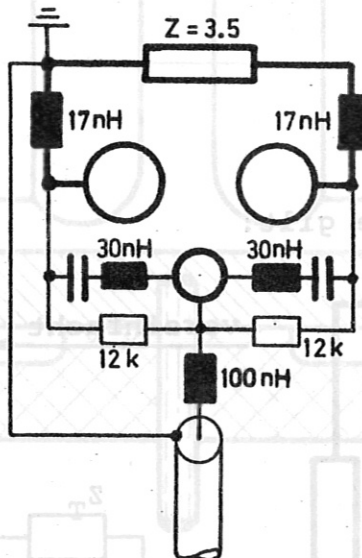
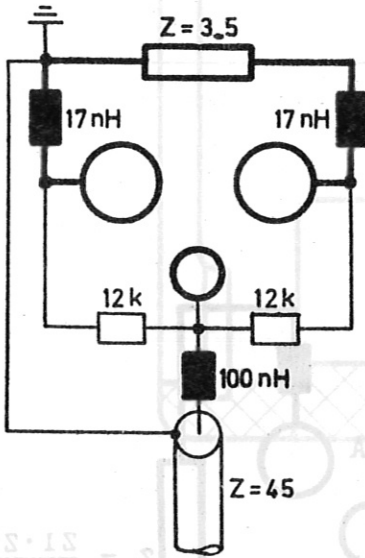
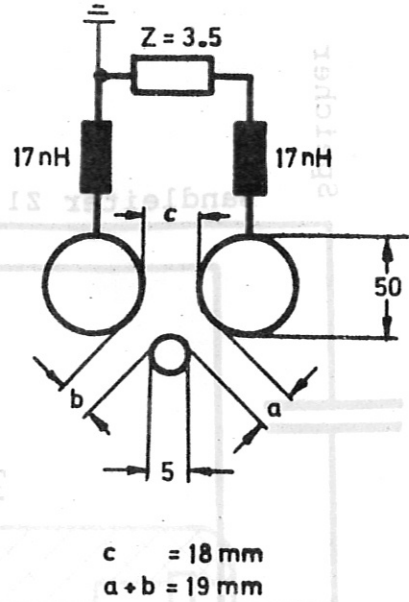
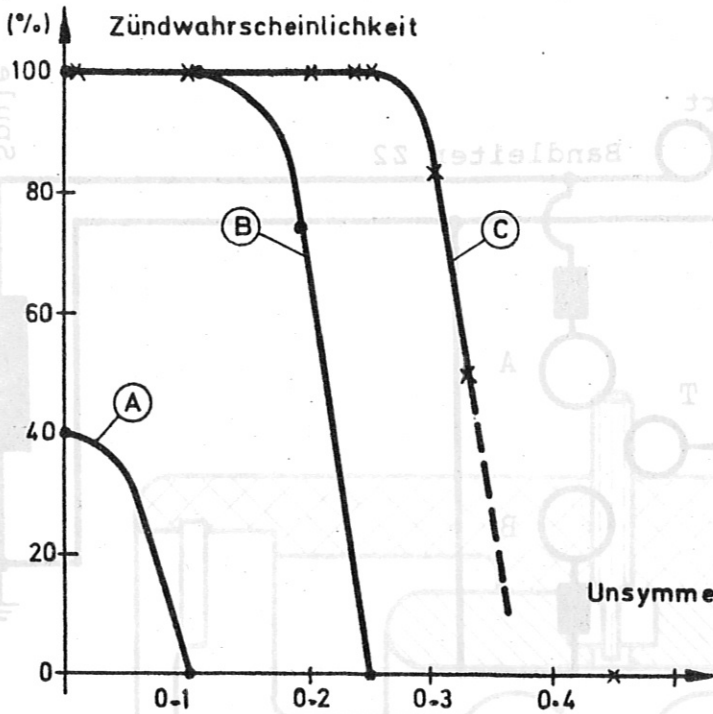


Abb.:31

SCHEMATISCHE DARSTELLUNG EINER STOSSSTROM-ANLAGE MIT 3-ELEKTRODEN-FUNKENSTRECKE ALS CROWBARSCHALTER



Schaltung A

$S_T = 3 \text{ kV/ns}$
 $U_S = 22 \text{ kV}$
 Feldf. = 1.8
 $U_P = 32 \text{ kV}$
 Stoßf. = 1.45

Schaltung B

$S_T = 1 \text{ kV/ns}$
 $C_T = 2 \times 375 \text{ pF}$
 $U_P = 32 \text{ kV}$
 Stoßf. = 1.45
 $W = 2 \times 0.2 \text{ J}$

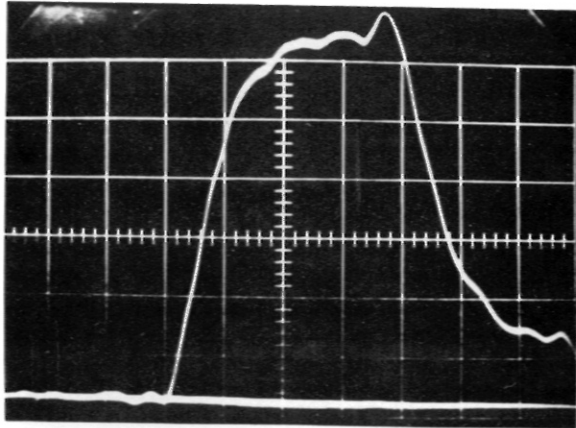
Schaltung C

$S_T = 100 \text{ kV/ns}$
 $C_T = 2 \times 700 \text{ pF}$
 $U_P = 90 \text{ kV}$
 Stoßf. = 4
 $W = 2 \times 3 \text{ J}$

$p = 10 \text{ atü/a} = 3 \text{ mm}$

Abb.: 32

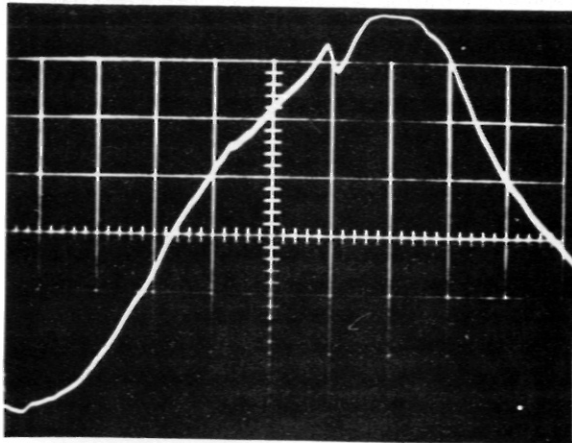
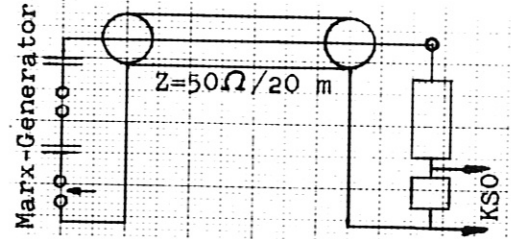
DIE SIMULTANE ZÜNDUNG EINER 3-ELEKTRODEN-FUNKENSTRECKE ABHÄNGIG VON DER UNSYMMETRIE DER ABSTÄNDE FÜR VERSCHIEDENE TRIGGERBE-SCHALTUNGEN



Spannung am offenen Triggerkabel= ende.

50 nsec/E

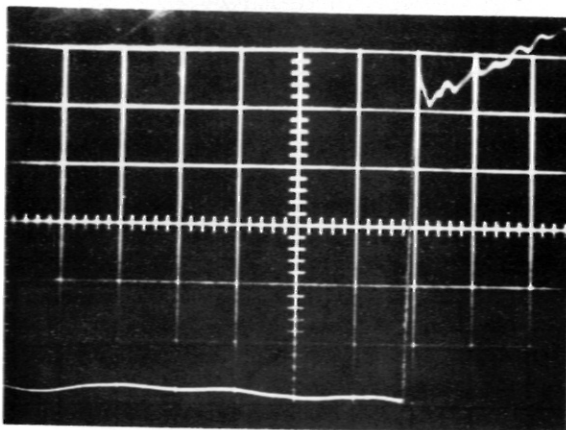
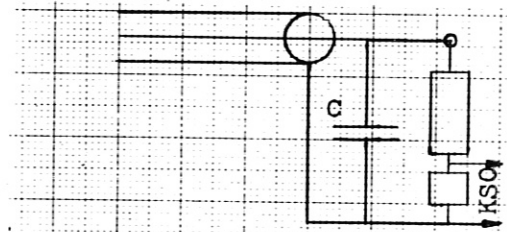
16 kV/E



Spannung am offenen Triggerkabel= ende mit Beschaltungskapazität C.

50 nsec/E

16 kV/E



Spannung nach der Aufsteilfunken= strecke, also an der Mittelelektro= de, die in diesem Falle nicht weiter zündet.

20 nsec/E

16 kV/E

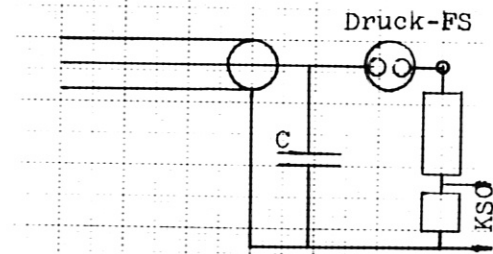
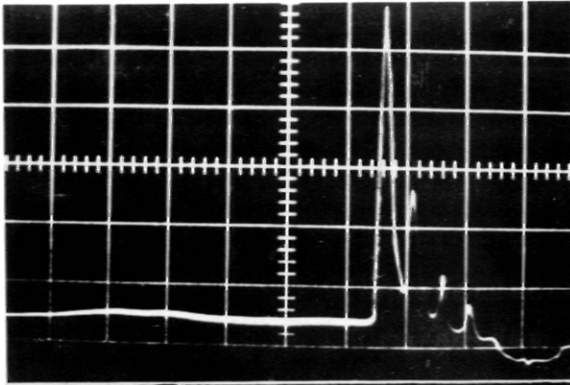
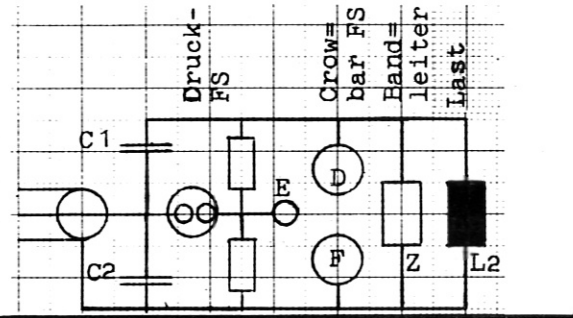


Abb.: 33 Die simultane Zündung einer 3-Elektrodenfunkenstrecke: Spannungspulse am offenen Kabelende, am Kabelende mit Beschaltungskapazität C und nach der Aufsteilung

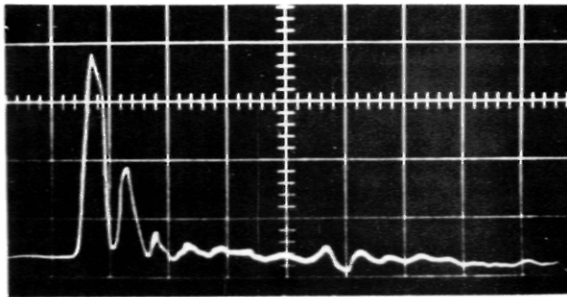
Spannung an der Mittelelektrode E, die gleichzeitig nach D und F, den beiden Hauptelektroden, weiterzündet.



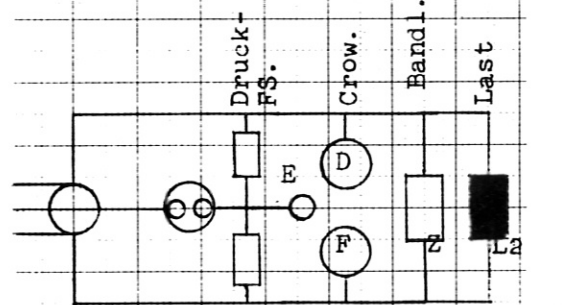
20 nsec/E
16 kV/E



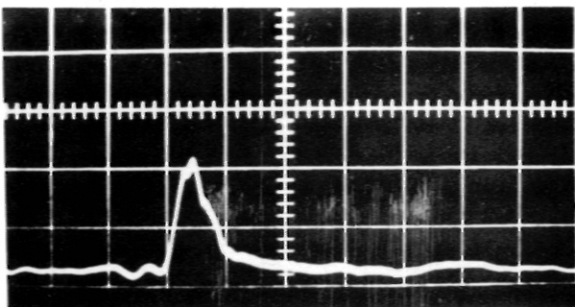
Spannung an der Mittelelektrode E wie oben, jedoch ohne Beschaltungskapazitäten C1 und C2.



20 nsec/E
16 kV/E



Spannung an der Mittelelektrode E, jedoch ohne Aufsteilfunkenstrecke.



50 nsec/E
16 kV/E

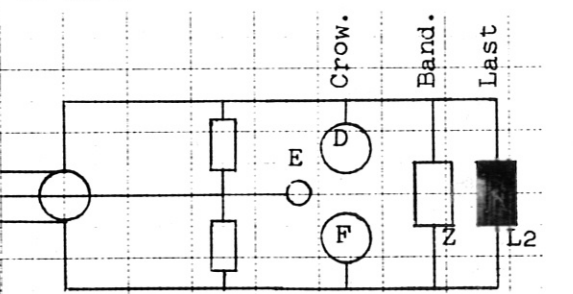
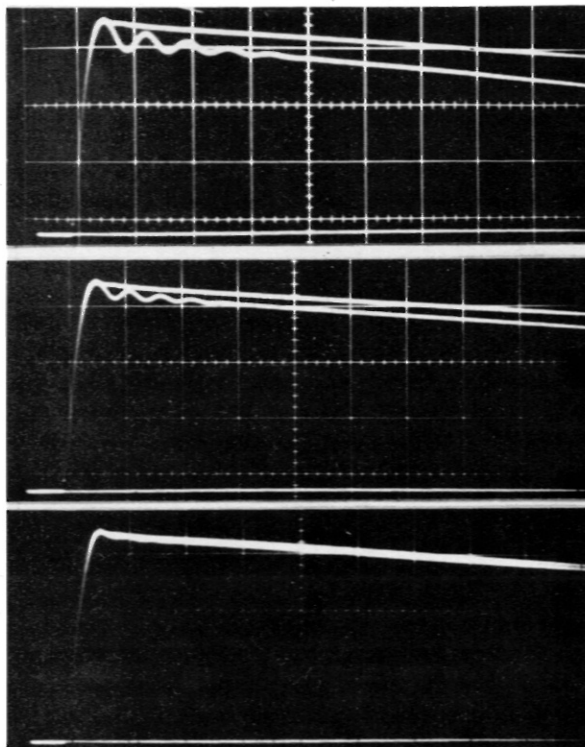


Abb.: 34

Die simultane Zündung einer 3-Elektrodenfunkenstrecke: Beeinflussung der Spannungsform an der Mittelelektrode E durch Druckfunkenstrecke und Beschaltungskapazitäten



mit 1 bzw. 4 Crowbarschaltern
d.h. 32 kJ/Schalter

$T_{0,7} = 0,43$ msec

$T_{1/e} = 0,92$ msec

$W = 7,5\%$

mit 2 bzw. 4 Crowbarschaltern
d.h. 16 kJ/Schalter

$T_{0,7} = 0,64$ msec

$T_{1/e} = 1,39$ msec

$W = 4\%$

mit 3 bzw. 4 Crowbarschaltern
d.h. 10,7 kJ/Schalter

$T_{0,7} = 0,78$ msec 0,85

$T_{1/e} = 1,5$ msec 1,67

$W = 1,5\%$ $\leq 1\%$

gemessen an einem 32 kJ Baustein mit 7,85 kHz/ 80 kA
2-Elektroden-Crowbarfunkenstrecke mit Ferritentkopplung
(50 μ sec/E, $a = 18$ mm, $\phi = 50$ mm)

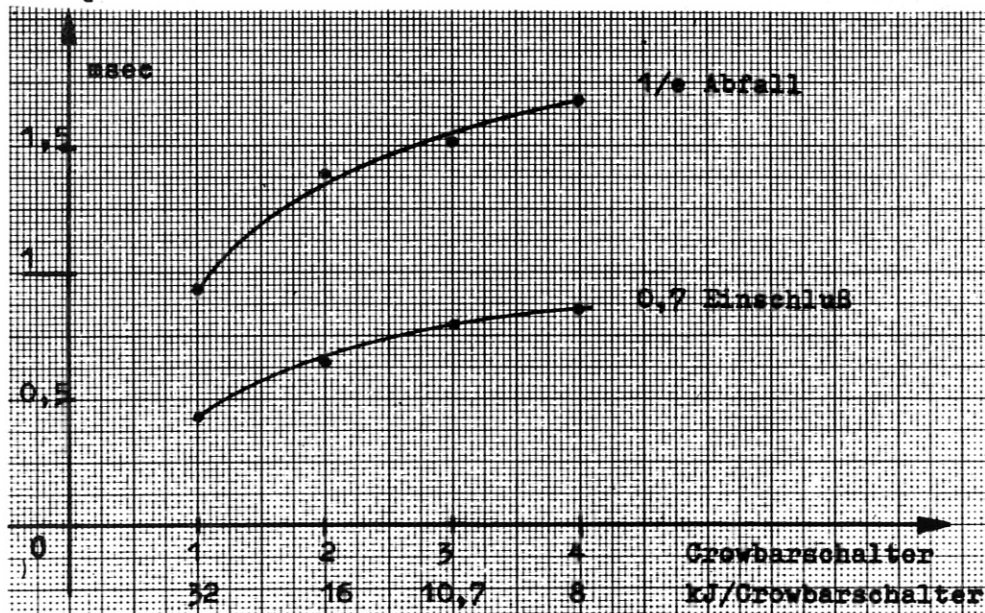
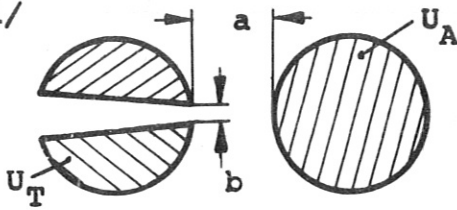


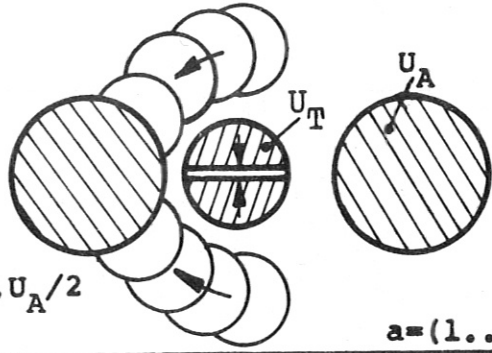
Abb.: 35

Der Einfluß paralleler Crowbarschalter
auf den Stromverlauf im Verbraucher

1934 /21/



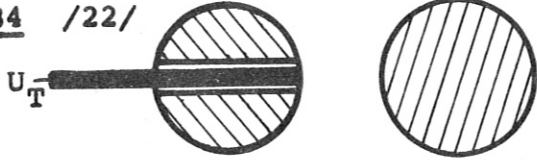
$U_T=0, a:b \sim 10, f \sim 1$



$U_T=0 \dots U_A/2$
 $f \sim 1$

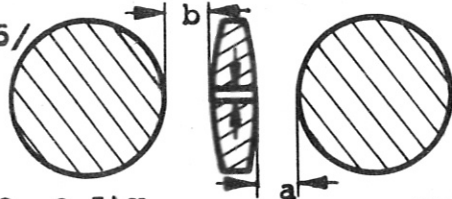
$a=(1..2)b$

1934 /22/



$U_T=0, a:b \sim 10, f \sim 1$

1959/25/



$f \sim 1$

$U_T=(0.3..0.5)U_A$

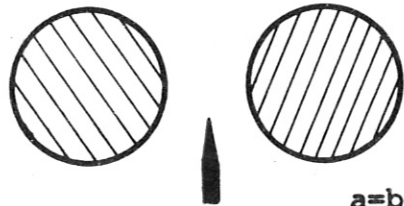
$a=(1..2)b$

1960 /23/



$U_T=0, a:b=2, f \sim 3..5$

1961 /9/

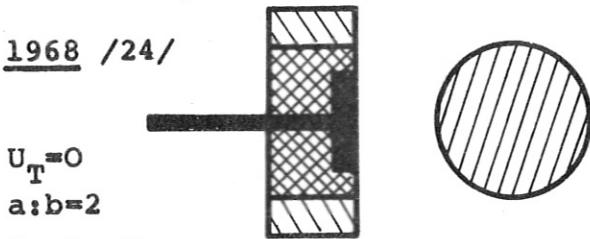


$f \sim 3$

$U_T=U_A/2$

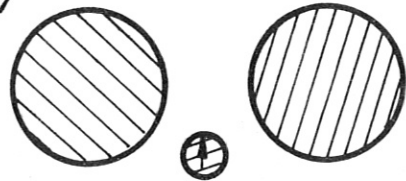
$a=b$

1968 /24/



$U_T=0$
 $a:b=2$
 $f \sim 3..5$

1966 /11/

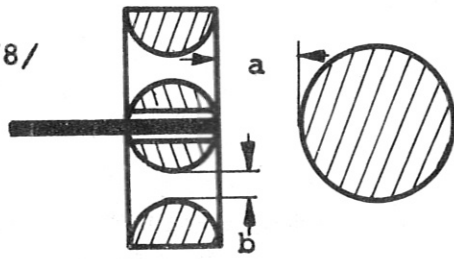


$f \sim 1$

$U_T=0.4 U_A$

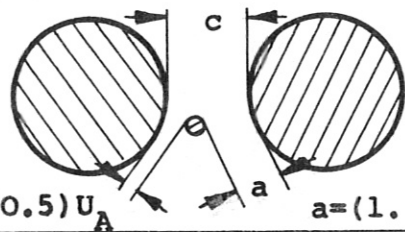
$a=1.5b$

1969 /8/



$U_T=0$
 $a:b=2$
 $f \sim 1$

1970 /5/



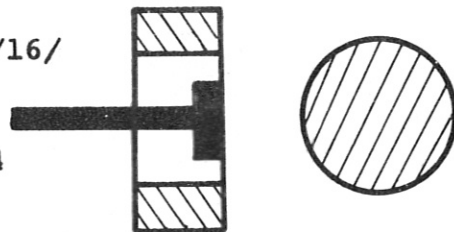
$c > a+b$

$f \sim 2$

$U_T=(0.3..0.5)U_A$

$a=(1..2)b$

1970 /16/



$U_T=U_A/4$
 $a:b=2$
 $f \sim 3..5$

U_A = Potential der Hochspannungselektrode

U_T = Potential der Triggerelektrode

f = Feldfaktor

Abb.: 36

Historische Entwicklung von Trigatron- und 3-Elektrodenfunkenstrecken