

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 57 (1966)  
**Heft:** 4

**Artikel:** Stoßstromionisierte Funkenstrecken  
**Autor:** Wiesinger, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-916569>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 03.04.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)  
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

## Stoßstromionisierte Funkenstrecken

Von Joh. Wiesinger, München

621.319.51

Für die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von Funkenstrecken nach der Ionisierung mit einem Stoßstrom wurde ein neuartiger Doppelstossgenerator erstellt, der einen Stoßstrom (Amplitude mehrere kA, Rückenhalbwertszeit in der Größenordnung von 10  $\mu$ s) und nach einer einstellbaren Pausenzeit eine Stoßspannung (Rechteckstoßspannung oder Normstosswellen, max. Amplitude 120 kV) liefert. Die Untersuchungen an Kugel-, Stab- und Stab-Platte-Funkenstrecken (Schlagweiten 3...10 cm) umfassen die Stosskennlinien, die Vorentladungen und die Hauptentladung.

Bei Pausenzeiten zwischen dem Stoßstrom und der Abfragespannung unter etwa 1 ms kommt es zum thermischen Durchschlag; es fließt unmittelbar nach dem Anlegen einer Stoßspannung ein Strom. Bei Pausenzeiten über 1 ms liegt ein elektrischer Durchschlag vor; der Entladestrom setzt nach einem gewissen Ansprechverzug schlagartig ein. Im Bereich des elektrischen Durchschlags können die Rechteckstosskennlinien stoßstromionisierter Strecken bei Ansprechverzügen  $t_a = 0,01...1 \mu$ s durch die Gleichung:  $(U - U_H)^{2,9} t_a = \text{konst.}$  beschrieben werden ( $U_H$ : Haltespannung). Stabfunkenstrecken verfestigen sich wesentlich rascher als Kugelfunkenstrecken.

Der Vorstrom, der der Hauptentladung vorausgeht, wurde an einer 10 cm-Stabfunkenstrecke gemessen. Er besteht aus dem Koronaimpulsstrom, der eine diffuse Überbrückung der Schlagweite bewirkt, und dem Kanalformationsstrom, der den Hauptentladungskanal vorbereitet. Bei stoßstromionisierten Funkenstrecken muss durch den Vorstrom eine wesentlich geringere Ladung zwischen die Elektroden gebracht werden als bei nicht ionisierten Strecken.

Während der Hauptentladung bricht die Spannung an der Strecke in einigen zehn bis einigen hundert ns auf die Brennspannung zusammen. In erster Näherung gelten die von Toepler und Rompe-Weizel angegebenen Funkengesetze. Die Zusammenbruchzeit einer Elektrodenanordnung hängt nur ab von der Spannungsamplitude unmittelbar vor dem Zusammenbruch; sie ist unabhängig von der Pausenzeit.

Aus den Untersuchungen haben sich für die Blitzforschung interessante Folgerungen ergeben. Bei multiplen Blitzentladungen ist die mittlere Stirnstromsteilheit des 2. bis n. Teilblitzes grösser als die des ersten Teilblitzes. Es lässt sich zeigen, dass der Stromanstieg im wesentlichen durch den Vorstrom bedingt ist, der den Enddurchschlagskanal zwischen dem Leitpfadkopf und Erde vorbereitet. Da dieser Vorstrom beim 2. bis n. Teilblitz geringer ist, ergibt sich eine grössere mittlere Stirnstromsteilheit.

### 1. Einführung

Erdblitze bestehen in der Regel aus mehreren Teilblitzen, die im gleichen Kanal in einem zeitlichen Abstand von mehreren zehn Millisekunden negative Wolkenladung aus verschiedenen Ladungszentren zur Erde transportieren. Berger [1; 2]<sup>1)</sup> hat mit Messungen des zeitlichen Verlaufes der Blitzströme auf dem Monte San Salvatore nachgewiesen, dass der 2. bis n. Teilblitz einen wesentlich rascheren mittleren Stromanstieg als der erste Teilblitz aufweist; somit sind bei dem Einschlag in eine Freileitung die Stirnteilheiten der in

Pour l'examen des propriétés électriques d'éclateurs ionisés à la suite d'un courant de choc, on a construit un générateur de doubles chocs d'un nouveau genre, qui fournit un courant de choc d'une amplitude de plusieurs kA et d'une valeur à demi-durée de queue de l'ordre de 10  $\mu$ s, suivi, après une pause d'une durée ajustable, d'une tension de choc à front rectangulaire ou d'ondes de choc normales d'une amplitude maximale de 120 kV. Les essais avec des éclateurs à sphères, à tiges et à tige-plaque, avec distances disruptives de 3 à 10 cm, concernaient les caractéristiques de choc, les décharges préalables et la décharge principale. Dans le cas de pauses de moins de 1 ms entre le courant de choc et la tension d'investigation, il s'agit d'une disruption thermique et un courant s'écoule immédiatement après l'application d'une tension de choc. Lorsque les pauses dépassent 1 ms, il se produit une disruption électrique et le courant de décharge s'établit brusquement, après un certain délai. Dans le domaine de la disruption électrique, les caractéristiques de chocs rectangulaires dans des distances disruptives ionisées par le courant, avec des retards à l'amorçage  $t_a$  de 0,01 à 1  $\mu$ s peuvent être décrites par l'équation  $(U - U_H)^{2,9} t_a = \text{constant}$ , où  $U_H$  est la tension de tenue. Dans les éclateurs à tiges, la colonne disruptive se consolide plus rapidement que celle des éclateurs à sphères.

Le courant qui précède la décharge principale a été mesuré dans le cas d'un éclateur à tiges d'une distance disruptive de 10 cm. Il se compose du courant d'impulsion par effet de corone, qui provoque un shuntage diffus de la distance disruptive, et du courant de formation du canal qui prépare le canal de la décharge principale. Avec des éclateurs ionisés par courant de choc, il suffit d'un courant de charge préalable nettement plus faible entre les électrodes, qu'avec des distances disruptives non ionisées.

Durant la décharge principale, la tension dans la distance disruptive baisse en quelques dizaines à quelques centaines de microsecondes à la valeur de la tension d'amorçage. En première approximation s'appliquent les lois de Toepler et de Rompe-Weizel. La durée de disruption d'une disposition d'électrodes ne dépend que de l'amplitude de la tension qui précède immédiatement, mais non de la durée de la pause.

Ces essais ont fourni d'intéressantes indications pour la recherche dans le domaine de la foudre. Dans le cas d'éclairs à décharges multiples, la raideur moyenne du courant du 2<sup>e</sup> au n<sup>ième</sup> éclairs partiels est plus grande que celle du premier. On peut démontrer que l'accroissement du courant est principalement dicté par le courant qui prépare le canal de la décharge finale entre la tête du cheminement et la terre. Ce courant préalable étant plus faible dans le 2<sup>e</sup> au n<sup>ième</sup> éclairs partiels, il en résulte une plus grande raideur moyenne du front.

die Leitung einziehenden Stosswellen bei den nachfolgenden Teilblitzen grösser als bei der ersten Teilentladung.

Die Ergebnisse aus den Messungen der Mehrfachblitze haben die Anregung zu der vorliegenden Arbeit gegeben, in der das elektrische Verhalten von Funkenstrecken, die mehrmals innerhalb kurzer Pausen durchschlagen werden, analysiert wird. Die Untersuchungen tragen dazu bei, sowohl den Mechanismus des Stossdurchschlags von Funkenstrecken zu durchleuchten, als auch zu klären, inwieweit die Durchschlagvorgänge von Funkenstrecken mit den Entladungserscheinungen bei Mehrfachblitzen übereinstimmen bzw. inwieweit

<sup>1)</sup> Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

34510-537

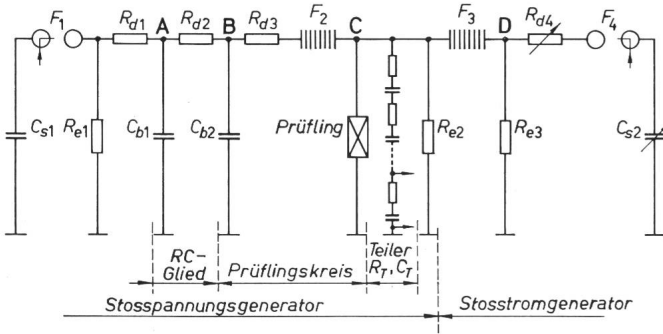


Fig. 1

Schaltung des Doppelstossgenerators

$C_b$  Belastungskapazität;  $C_s$  Stosskapazität;  $C_T$  Teilerkapazität;  $R_d$  Dämpfungswiderstand;  $R_e$  Entladewiderstand;  $R_T$  Teilerwiderstand;  $F$  Funkenstrecke; A, B, C, D Punkte der Schaltung  
 $C_{b1} = 23 \text{ nF}$ ,  $C_{b2} = 3 \text{ nF}$ ,  $C_{s1} = 50 \text{ nF}$ , ( $C_{s2} = 375 \text{ nF}$ ),  $C_T = 103 \text{ pF}$   
 $R_{d1} = 12 \text{ } \Omega$ ,  $R_{d2} = 360 \text{ } \Omega$ ,  $R_{d3} = 60 \text{ } \Omega$ , ( $R_{d4} = 36 \text{ } \Omega$ )  
 $R_{e1} = 45 \text{ k}\Omega$ ,  $R_{e2} = 9 \text{ k}\Omega$ ,  $R_{e3} = 700 \text{ } \Omega$ ,  $R_T = 1,5 \text{ k}\Omega$

Folgerungen aus den Versuchen im Laboratorium auf die Blitzentladungen möglich sind.

Für die Untersuchungen wurde ein Doppelstossgenerator entwickelt und erstellt, der aus zwei voneinander unabhängigen Stossgeneratoren besteht. Der erste Generator beaufschlagt die Funkenstrecke mit einem dem Blitzstrom ähnlichen Stoßstrom; der zweite liefert nach einer durch eine elektronische Steuerung vorgegebenen Pausezeit von 0,6...600 ms — bei den Mehrfachblitzen wurden Pausenzeiten von 2...500 ms gemessen — eine Rechteckstoßspannung mit einer maximalen Amplitude von 120 kV. Ausser der Rechteckstoßspannung können auch andere Stoßspannungen, z. B. eine 1,5|40- $\mu$ s-Welle, erzeugt werden.

Zur Analyse des Verhaltens von stoßstromionisierten Funkenstrecken bei einer erneuten Stoßspannungsbeanspruchung werden in dieser Arbeit herangezogen:

a) *Stosskennlinien.* Es wurden die für prinzipielle Untersuchungen besonders geeigneten Rechteckstosskennlinien von Stab-, Kugel- und Stab-Platte-Funkenstrecken bei Schlagweiten von 3...10 cm aufgenommen.

b) *Vorentladungen,* die den Hauptentladungskanal vorbereiten. Die Vorentladungen wurden an einer 10-cm-Stab-Funkenstrecke gemessen.

c) *Die Hauptentladung,* die durch den Spannungszusammenbruch an der Funkenstrecke innerhalb einiger zehn bis einiger hundert Nanosekunden gekennzeichnet ist. Die Hauptentladung wurde an Stab- und Kugelfunkenstrecken untersucht.

2. Der Doppelstossgenerator

Die Schaltung des Doppelstossgenerators zeigt Fig. 1. An Hand dieser Figur und der Darstellung des prinzipiellen Spannungsverlaufes an verschiedenen Punkten des Generators in Fig. 2 soll der Funktionsablauf bei der Entladung des Doppelstossgenerators besprochen werden.

Vor der Entladung des Generators sind die Stosskapazitäten  $C_{s1}$  und  $C_{s2}$  auf Spannungen gleicher Polarität aufgeladen. Der Stoßstromgenerator prägt dem Prüfling einen Stoßstrom auf, der steil ansteigt und nach einer Exponentialfunktion abfällt. Die Amplitude und die Rückenzeitkonstante können durch Veränderung der Stosskapazität  $C_{s2}$  und des Dämpfungswiderstandes  $R_{d4}$  variiert werden.

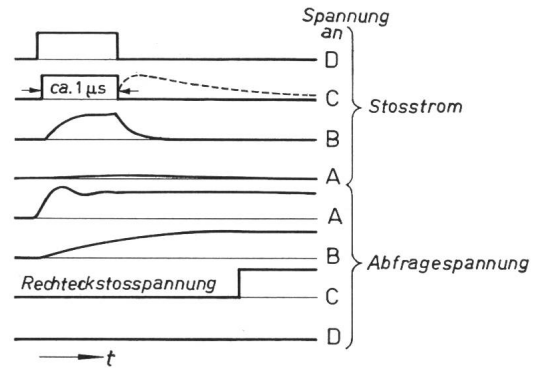


Fig. 2

Spannungsverlauf an verschiedenen Punkten A, B, C, D des Stossgenerators in Fig. 1  
 ----- Stoßstrom

Unmittelbar nach dem Zünden der Funkenstrecke  $F_4$  des Stoßstromgenerators wird die Trennfunkenstrecke  $F_3$  durchschlagen. Damit liegt für eine gewisse Zeit (z. B. 1  $\mu$ s), nämlich bis zum Durchzünden des Prüflings und dem Beginn des Stoßstromes, eine hohe Spannung am Punkt C. Die Vielfachplattenfunkenstrecke  $F_2$  im Prüflingskreis spricht infolge dieser Spannung an und der Kondensator  $C_{b2}$  wird über den Dämpfungswiderstand  $R_{d3}$  aufgeladen. Der damit am Punkt B auftretende hohe Spannungsimpuls wird durch das anschließende R-C-Glied, bestehend aus  $R_{d2}$  und  $C_{b1}$ , so verformt, dass die Spannung am Punkt A nur geringfügig angehoben wird; damit wird die Spannung zwischen den Kugeln der Funkenstrecke  $F_1$  nur etwas abgesenkt und ein vorzeitiges Durchzünden mit Sicherheit vermieden.

Wenn der Stoßstromgenerator entladen ist, bleibt der Prüfling bis zur erneuten Beanspruchung durch die vom Stoßspannungsgenerator gelieferte Abfragespannung sich selbst überlassen. Die Vielfachplattenfunkenstrecke  $F_2$  (Fig. 3), die bei der Entladung des Stoßstromgenerators von einem Teilstrom durchflossen worden ist, entionisiert sich so schnell, dass sie auch nach der kürzesten Pausenzeit zwischen dem Stoßstrom und der Abfragespannung von 0,6 ms ihre volle Festigkeit erreicht hat (ihre Wiederverfestigung erfolgt grössenordnungsmässig 100mal schneller als die einer Kugelfunkenstrecke). Auch die Trennfunkenstrecke  $F_3$ , die identisch der Funkenstrecke  $F_2$  aufgebaut ist, hat nach 0,6 ms eine so grosse elektrische Festigkeit erreicht, dass sie die am Prüfling auftretende Abfragespannung sicher sperrt.

Nach der Pausenzeit wird die Funkenstrecke  $F_1$  des Stoßspannungsgenerators gezündet. Am Punkt B erhält man eine Spannung, die etwa nach einer Exponentialfunktion (Zeitkonstante etwa 1  $\mu$ s) ansteigt. Hat die Spannung am Punkt B ihren Endwert, der durch die Ladespannung von  $C_{s1}$  bestimmt wird, erreicht, zündet die Vielfachplattenfunkenstrecke  $F_2$ , deren Plattenzahl entsprechend dem Endwert der Spannung eingestellt ist, in ca. 5 ns durch. Damit wird eine weitgehend ideale Rechteckstoßspannung (0,005|400- $\mu$ s-Welle) an den Prüfling (Punkt C) gelegt.

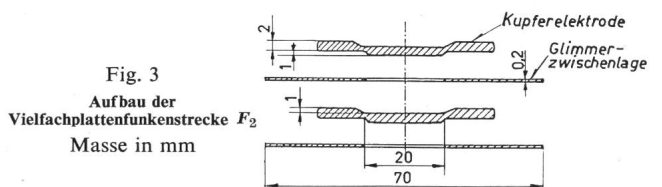


Fig. 3

Aufbau der Vielfachplattenfunkenstrecke  $F_2$   
 Masse in mm

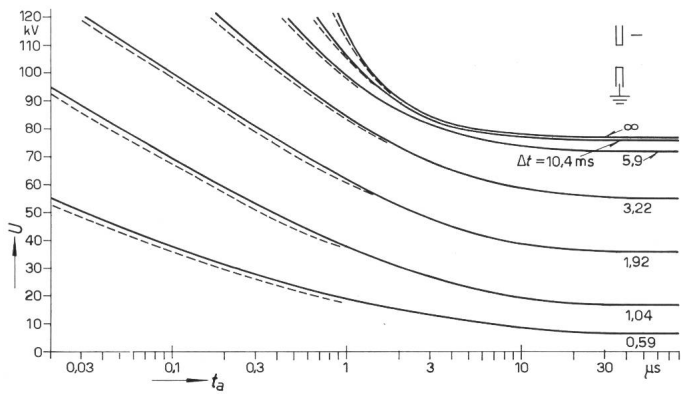


Fig. 4

Rechteckstosskennlinien Stab—Stab

Schlagweite  $a = 10$  cm

$U$  Rechteckstoßspannung;  $t_a$  Ansprechverzug;  $\Delta t$  Pausenzeit

— Mittelwerte ( $U_m$ ); - - - - - 50-%-Werte

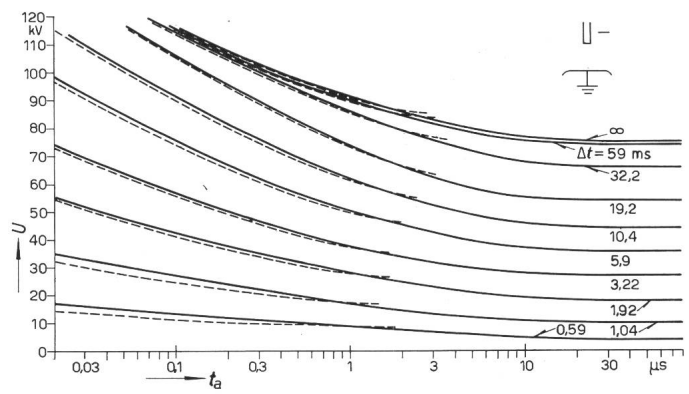


Fig. 6

Rechteckstosskennlinien Stab—Platte

Schlagweite  $a = 5$  cm;  $\Delta t$  Pausenzeit

— Mittelwerte ( $U_m$ ); - - - - - 50-%-Werte

Wenn man die Vielfachplattenfunkenstrecke  $F_2$  überbrückt, erhält man keine Rechteckstoßspannung als Abfragespannung; vielmehr erscheint am Prüfling die beschriebene, am Punkt B etwa nach einer Exponentialfunktion ansteigende Spannung (Fig. 2). Durch Veränderungen des Dämpfungswiderstandes  $R_{d2}$  und der Entladewiderstände  $R_{e1}$  und  $R_{e2}$  können die verschiedensten Stoßspannungen als Abfragespannung an den Prüfling gelegt werden. Der für den Prüfling massgebende Innenwiderstand der Stoßspannungsquelle (im wesentlichen  $R_{d3}$ ) bleibt praktisch konstant.

Der zeitliche Verlauf der Spannung am Prüfling wurde mit einer Messanordnung, die aus einem gedämpften kapazitiven Teiler [3] und einem Hochleistungsoszillographen besteht, aufgenommen. Die Bandbreite des Meßsystems ist ca. 60 MHz.

### 3. Stosskennlinien

Wird eine Funkenstrecke von einem Stoßstrom durchflossen, so ist, wenn der Stoßstrom zu Null geworden ist, der Originalzustand in der Strecke nicht sofort wieder hergestellt; es erfolgt vielmehr ein allmählicher Übergang von dem hochionisierten zum völlig entionisierten Zustand. Nach einer gewissen Zeit befinden sich also noch Reste des durch den Strom auf Temperaturen von 10000...20000°C erhitzten Gases, Ionen und Elektronen, in der Strecke. Die Anzahl und Verteilung der Ladungsträger ist abhängig von der Pausenzeit

nach dem Stoßstrom, der Polarität, Grösse und Dauer des ionisierenden Stromes, der Elektrodenform, dem Elektrodenmaterial und der Schlagweite.

Unmittelbar nach der Stoßstrombeanspruchung ist der sehr gut leitfähige Funkenkanal noch vollständig erhalten. Dann bewirken u. a. die Abkühlung des Gases mit der damit verbundenen Abnahme der Thermoionisation, die Diffusion der Ladungsträger und die Rekombinationsvorgänge einen Anstieg des Kanalwiderstandes. Wird nun an die Elektroden eine Rechteckstoßspannung gelegt, so wird das Plasma aufgeheizt und der Kanalwiderstand sinkt, bis an der Strecke die Brennspannung erreicht ist. In diesem Zeitbereich des *thermischen Durchschlages*, in dem noch ein vollständiger Funkenkanal vorhanden ist, können ein definierter Ansprechverzug und damit auch eine Stosskennlinie nicht angegeben werden.

Bei längeren Pausenzeiten werden kleine Teilstücke des ursprünglichen Funkenkanals frei von Ladungsträgern; bevorzugt sind Stellen, an denen der Kanal intensiv gekühlt wird (z. B. durch die Elektroden) oder an denen er stark expandiert. Diese Vorgänge charakterisieren den Zeitbereich des *elektrischen Durchschlages*. Man kann sich die stoßstromionisierte Funkenstrecke in diesem Zeitbereich zusammengesetzt denken aus mehreren Teilfunkenstrecken kleiner Schlagweite in Serie mit einem noch mehr oder weniger leitfähigen Plasma. Wird jetzt eine Rechteckstoßspannung an die Elektroden gelegt, müssen zunächst die Teilfunkenstrecken durchschlagen werden,

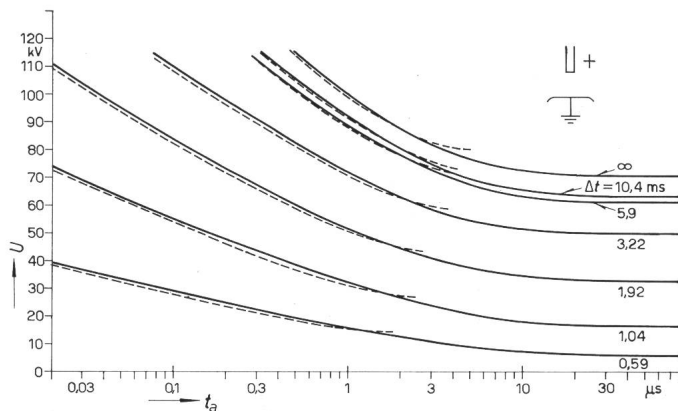


Fig. 5

Rechteckstosskennlinien Stab+—Platte

Schlagweite  $a = 10$  cm;  $\Delta t$  Pausenzeit

— Mittelwerte ( $U_m$ ); - - - - - 50-%-Werte

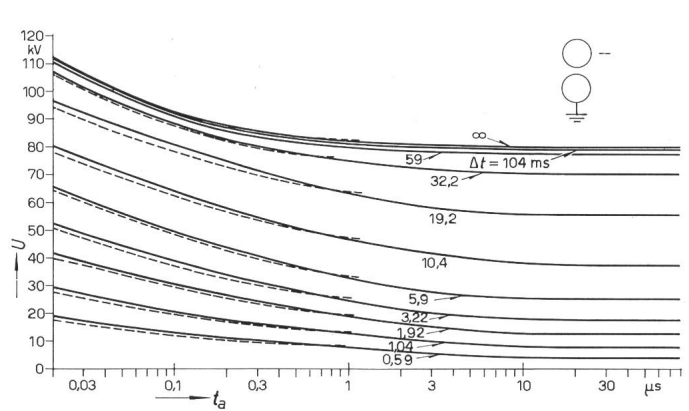


Fig. 7

Rechteckstosskennlinien Kugel—Kugel

Durchmesser  $d = 10$  cm; Schlagweite  $a = 3$  cm;  $\Delta t$  Pausenzeit

— Mittelwerte ( $U_m$ ); - - - - - 50-%-Werte

bevor eine Erhitzung des Restplasmas stattfinden kann. Bis zum Durchschlag der Teilstrecken steht also die Abfragespannung in voller Höhe am Prüfling an. Mit zunehmender Pausenzeit werden immer mehr ladungsfreie Zonen gebildet und die bereits vorhandenen vergrößert, bis schliesslich die Funkenstrecke vollkommen entionisiert ist.

Die Fig. 4...7 zeigen die Rechteckstoßkennlinien der Kupferelektrodenanordnungen: Stab-Stab (Schlagweite  $a = 10$  cm), positiver Stab-Platte ( $a = 10$  cm), negativer Stab-Platte ( $a = 5$  cm) und Kugel-Kugel (Durchmesser  $d = 10$  cm,  $a = 3$  cm). Die Stoßkennlinien sind für verschiedene Pausenzeiten (zwischen dem Beginn des Stoßstromes und dem Beginn der Abfragespannung)  $\Delta t = 0,59$  ms... $\infty$  angegeben.  $\Delta t = \infty$  heisst: der Prüfling wurde keiner Stoßstromionisierung unterzogen. Alle Funkenstrecken wurden mit dem Stoßstrom ionisiert:  $\hat{i} = 4,1$  kA, Stirnzeitkonstante  $= 0,25$   $\mu$ s, Rückenzeitkonstante  $= 13,2$   $\mu$ s.

Die Zeitachse (Ansprechverzug  $t_a$ ) der Stosskennlinien ist logarithmisch unterteilt, um auch bei extrem kurzen Ansprechverzügen noch eine ausreichende Auflösung der Kennlinien sicherzustellen. Für grosse Ansprechverzüge nähern sich die Mittelwertstosskennlinien,  $U_m = f(t_a)$ , asymptotisch der absoluten Haltespannung  $U_H$ .

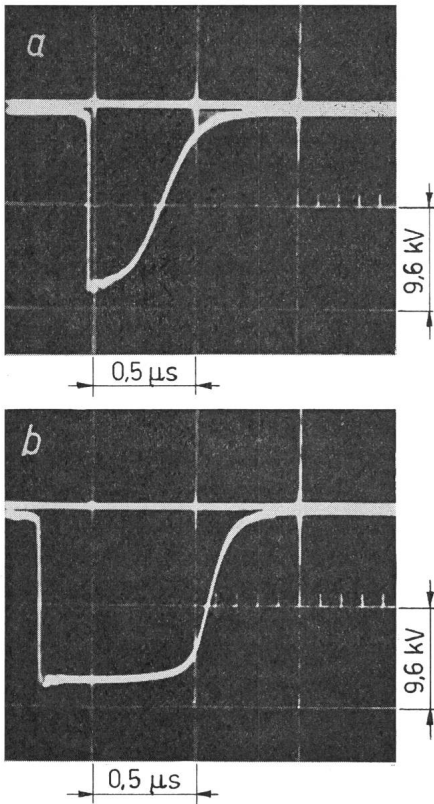


Fig. 8

Thermischer (a) und elektrischer (b) Durchschlag

Prüfling: Stab—Stab, Schlagweite  $a = 7$  cm, Pausenzeit  $\Delta t = 0,59$  ms

Alle Stosskennlinien sind auf Normalbedingungen bezogen. Trotz der Einwände, die dagegen zu erheben sind, kann als Rechtfertigung angesehen werden, dass die Messwerte durch die Korrektur einander näher gebracht werden konnten.

Bei der Betrachtung der Fig. 4...7 fällt zunächst auf, dass der prinzipielle Verlauf der Stosskennlinien der stoßstromionisierten Funkenstrecken dem der nicht ionisierten Strecken ähnlich ist. Die Stosskennlinien liegen um so tiefer, je kürzer

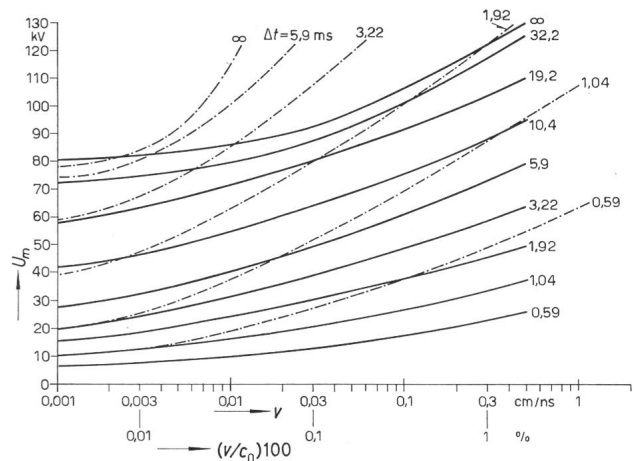


Fig. 9

Spannungsgeschwindigkeits-Kennlinien

--- Stab—Stab: Schlagweite  $a = 10$  cm;

— Kugel—Kugel: Durchmesser  $d = 10$  cm, Schlagweite  $a = 3$  cm

die Pausenzeiten sind. Die Steilheit  $|-dU/dt_a|$  der Stosskennlinien nimmt ab in der Reihenfolge: Stab—Stab, positiver Stab—Platte, negativer Stab—Platte, Kugel—Kugel. In der gleichen Reihenfolge nimmt der zeitliche Bereich, in dem der Einfluss der Ionisierung nachgewiesen werden kann, zu: bei der Stabfunkenstrecke wird ein deutlicher Einfluss bis über 10 ms Pausenzeit (Fig. 4), bei der Kugelfunkenstrecke aber bis über 60 ms (Fig. 7) festgestellt.

Bei allen Elektrodenanordnungen nahm der Streubereich der Ansprechverzüge mit abnehmender Pausenzeit zu. Interessant ist, dass die Ansprechverzüge bei der ionisierten Kugelfunkenstrecke weit mehr streuten als bei den ionisierten Stabfunkenstrecken.

Bei Pausenzeiten unter 1 ms kam es in der Regel zu einem thermischen, bei Pausenzeiten über 1 ms zu einem elektrischen Durchschlag. In einem bestimmten Grenzgebiet konnten der thermische und der elektrische Durchschlag unmittelbar nebeneinander auftreten (Fig. 8).

Es konnte bei allen untersuchten Funkenstrecken — gleichgültig, ob die Strecken ionisiert waren oder nicht — ein Spannungszusammenbruch in der Stirn der Rechteckstoßspannung (Stirnzeit kleiner 5 ns) festgestellt werden, wenn die Amplitude der Spannung genügend gross war. Eine untere Grenze des Ansprechverzugs und damit eine Grenzgeschwindigkeit für den Entladungskanalauflauf war nicht messbar.

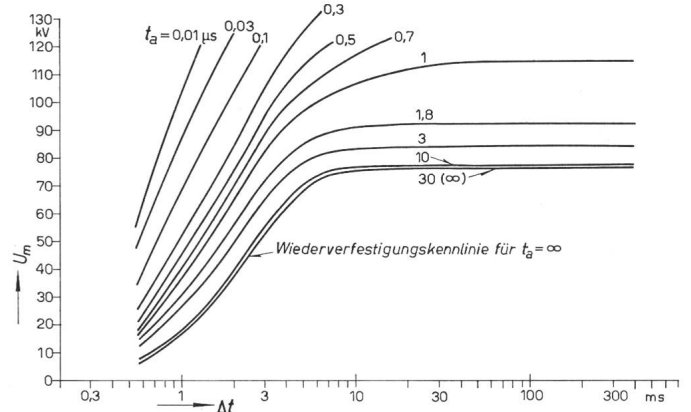


Fig. 10

Wiederverfestigungskennlinien Stab—Stab  
Schlagweite  $a = 10$  cm

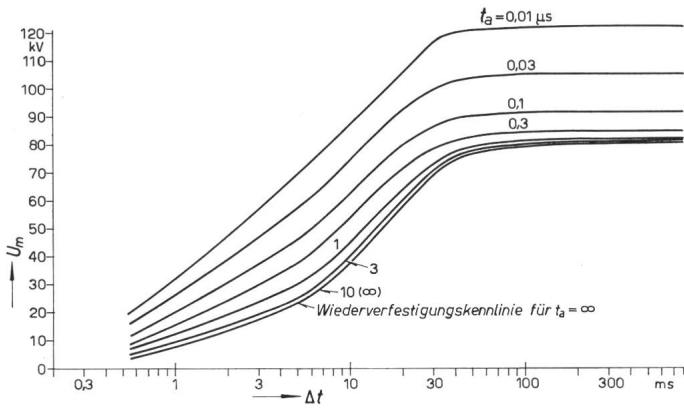


Fig. 11  
Wiederverfestigungskennlinien Kugel-Kugel  
Durchmesser  $d = 10$  cm; Schlagweite  $a = 3$  cm

Aus den Rechteckstosskennlinien ergibt sich eine sehr einfache Beziehung zwischen der an eine Funkenstrecke gelegten Spannung und der Geschwindigkeit des Entladungskanal-aufbaus  $v = a/t_a$ . Für die Stabfunkenstrecke und die Kugelfunkenstrecke sind die Spannungs-Geschwindigkeits-Kennlinien  $U_m = f(v)$  in Fig. 9 angegeben. Mit zunehmender überschüssiger Spannung nimmt die Geschwindigkeit des Kanal-aufbaus bei der Kugelfunkenstrecke wesentlich rascher zu als bei der Stabfunkenstrecke.

Die Fig. 10 und 11 zeigen die Wiederverfestigungskennlinien  $U_m = f(\Delta t)$  der Stab- und der Kugelfunkenstrecke für verschiedene Ansprechverzögerungen. Diese Kennlinien, die aus den Rechteckstosskennlinien abgeleitet sind, geben an, welcher Spannung eine ionisierte Strecke für einen bestimmten An-

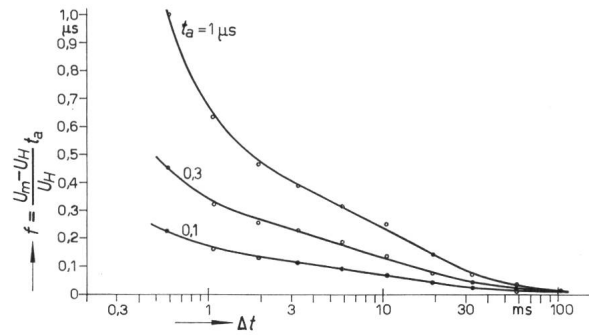


Fig. 13  
Bezogene Spannungszeitflächen-Kennlinien Kugel-Kugel  
Durchmesser  $d = 10$  cm; Schlagweite  $a = 3$  cm  
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 12

sprechverzögerung standhalten kann. Aus diesen Kennlinien können wiederum Rechteckstosskennlinien für beliebige Pausenzeiten gewonnen werden. Die Kennlinien für die verschiedenen Ansprechverzögerungen liegen bei homogenen Anordnungen wesentlich näher beieinander als bei inhomogenen Anordnungen. Die Wiederverfestigungskennlinien für  $t_a = \infty$  sind ein Sonderfall der Wiederverfestigungskennlinien; sie werden im folgenden als absolute Wiederverfestigungskennlinien bezeichnet.

Werden in dem Bereich des Ansprechverzögerung  $t_a$  zwischen  $0,01$  und  $1 \mu s$  die logarithmischen Spannungszeitflächen-Kennlinien aufgetragen:

$$\ln [(U_m - U_H) t_a] = f[\ln(t_a)]$$

(Fig. 12), ergeben sich für alle Elektrodenanordnungen und alle Pausenzeiten in erster Näherung parallele Geraden. Aus diesen Kennlinien kann abgeleitet werden, dass sich die Rechteckstosskennlinien in dem oben genannten Zeitbereich durch

$$(U_m - U_H)^{2,9} t_a = \text{konst.} \quad (1)$$

beschreiben lassen.

Im folgenden soll gezeigt werden, dass die bezogenen Spannungszeitflächen als Mass für die Homogenität einer ionisierten Funkenstrecke angesehen werden können. Die auf die Haltespannung bezogene Rechteckstosskennlinie  $U_m/U_H = f(t_a)$  einer Stabfunkenstrecke verläuft steiler als die einer Kugelfunkenstrecke. Die bezogene Spannungszeitfläche

$$f = \frac{U_m - U_H}{U_H} t_a$$

der Stabfunkenstrecke ist damit auch für jeden Ansprechverzögerung grösser als die der Kugelfunkenstrecke. Allgemein gilt: Je inhomogener eine Anordnung ist, desto grösser ist  $f$

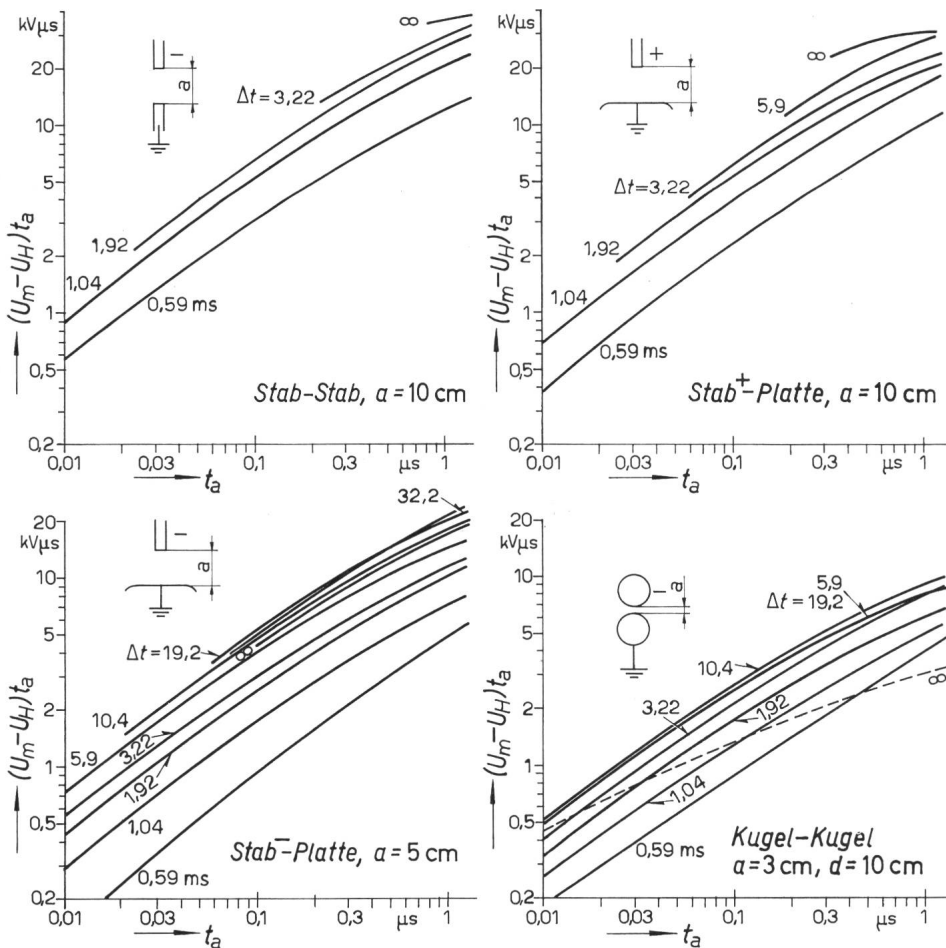


Fig. 12  
Logarithmische Spannungszeitflächen-Kennlinien  
 $U_m$  Mittelwert der Rechteckstoßspannung;  $U_H$  absolute Haltespannung;  
 $t_a$  Ansprechverzögerung;  $\Delta t$  Pausenzeit

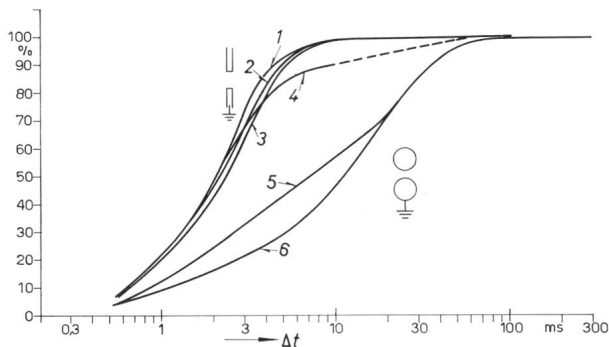


Fig. 14

**Absolute Wiederverfestigungskennlinien**

Kurve 1: Stab—Stab,  $a = 7$  cm; Kurve 2: Stab—Stab,  $a = 10$  cm; Kurve 3: Stab—Stab,  $a = 4$  cm; Kurve 4: Stab+—Platte,  $a = 10$  cm; Kurve 5: Stab—Platte,  $a = 5$  cm; Kurve 6: Kugel—Kugel,  $a = 3$  cm  
 $a$  Schlagweite

für jeden Ansprechverzug. Wenn also bei allen Ansprechverzügen die Werte von  $f$  einer ersten Anordnung grösser sind als die einer zweiten, kann daraus geschlossen werden, dass die erste Anordnung inhomogener als die zweite ist.

In Fig. 13 sind die aus den Rechteckstoskennlinien der Fig. 7 ermittelten, bezogenen Spannungszeitflächen der Kugelfunkenstrecke für  $t_a = 0,1, 0,3$  und  $1 \mu s$  in Abhängigkeit von  $\Delta t$  aufgetragen. Man erkennt, dass  $f$  mit abnehmender Pausenzeit zunimmt; damit wächst nach obigen Voraussetzungen die Inhomogenität der Elektrodenanordnung mit abnehmender Pausenzeit!

Die prozentualen absoluten Wiederverfestigungskennlinien (100%: Haltespannungen der nicht ionisierten Strecken) verschiedener Elektrodenanordnungen sind in Fig. 14 angegeben. Aus den Kennlinien geht hervor, dass sich die Stabfunkenstrecken wesentlich rascher verfestigen als die Kugelfunkenstrecke. Zwischen den Kennlinien der Stab- und Kugelfunkenstrecken liegen die Kennlinien der Stab-Platteneanordnungen. Eine Elektrodenanordnung verfestigt sich umso rascher, je inhomogener sie ist, d. h. je niedriger ihre Durchschlagfeldstärke  $E = U_H/a$  ist. Die volle Wiederverfestigung der Kugelfunkenstrecke ist nach 80...100 ms erreicht, die der Stabfunkenstrecken nach 15...20 ms. Weitere Messungen haben gezeigt, dass die Amplitude und die Ladung des ionisierenden Stoßstromes auf die absoluten Wiederverfestigungskennlinien nur wenig Einfluss haben.

Aus den in diesem Kapitel aufgezeigten Ergebnissen kann das in Fig. 15 angegebene Modell einer stoßstromionisierten Funkenstrecke abgeleitet werden, das für eine qualitative Betrachtung geeignet ist.

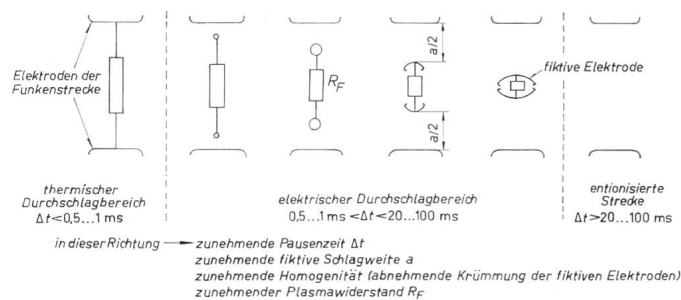


Fig. 15

**Modell einer stoßstrom-ionisierten Funkenstrecke**

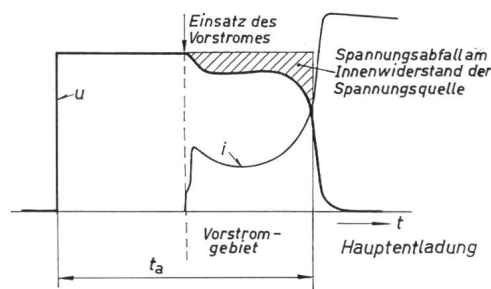


Fig. 16

**Vorentladungen während des Ansprechverzuges**

$u$  Spannung;  $i$  Strom;  
 $t$  Zeit;  $t_a$  Ansprechverzug;

Im thermischen Durchschlagbereich ist die Funkenstrecke durch einen Plasmakanal, einen je nach der Pausenzeit mehr oder weniger hochohmigen Widerstand überbrückt. An den thermischen Durchschlagbereich, der sich bis zu Pausenzeiten von etwa 1 ms erstreckt, schliesst sich der Bereich des elektrischen Durchschlages an, der durch entionisierte Zonen in der Funkenstrecke gekennzeichnet ist. Die fiktive Schlagweite  $a$  ist die Summe der Partialschlagweiten, die durch die bereits entionisierten Zonen gegeben sind. Die Haltespannung, die als ein Mass für die fiktive Schlagweite einer stoßstromionisierten Funkenstrecke angesehen werden kann, wird mit zunehmender Pausenzeit grösser. Mit zunehmender Pausenzeit nimmt die Homogenität der ionisierten Funkenstrecke zu und der Widerstand des Restplasmas steigt an. Nach 20...100 ms (die Zeit ist abhängig von der Elektrodenanordnung) ist an der Strecke kein Einfluss der Stoßstromionisierung mehr feststellbar.

**4. Vorentladungen**

Wenn Funkenstrecken mit Stoßspannungen beansprucht werden, treten noch während des Ansprechverzugs Vorentladungen auf, die den Hauptentladungskanal vorbereiten (Fig. 16).

Die Anordnung zur Messung der Vorströme an der erdseitigen Stabelektrode zeigt Fig. 17. Die von der Elektroden spitze ausgehenden Vorströme  $i_v$  rufen an der Isolierstrecke  $B$  eine Spannung  $U = i_v \Gamma$  hervor; diese Spannung wird über ein Kabel (Wellenwiderstand  $\Gamma$ ) einem Oszillographen zugeführt. Die Schlagweite der Isolierstrecke ist so bemessen, dass sie beim Einsatz der Hauptentladung der Funkenstrecke überschlagen wird; damit werden unzulässige Überspannungen am Oszillographen vermieden. Die Isolierstrecke wird auch überschlagen, wenn die Stabfunkenstrecke durch den Stoßstrom

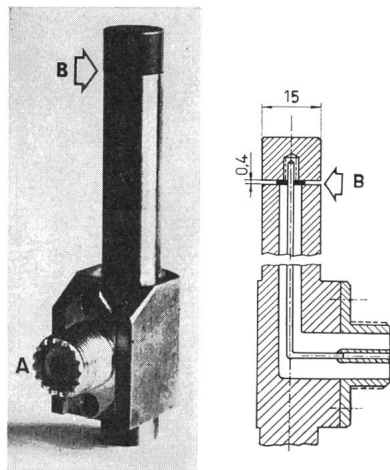


Fig. 17

**Anordnung zur Vorstrommessung**

A Anschluss an Oszillograph über Kabel ( $\Gamma = 75 \Omega$ ); B Isolierstrecke, gleichzeitig Schutzfunkenstrecke  
Masse in mm

ionisiert wird. Während der Pausenzeit wird das Plasma in der Isolierstrecke wie in einer Funkenstrecke sehr kleiner Schlagweite intensiv gekühlt; die Strecke verfestigt sich sehr rasch. Die Messanordnung stellt sicher, dass nur der Strom, der von der Spitze der Elektrode ausgeht, gemessen wird. Der kapazitive Ladestrom der Stabfunkenstrecke während des Anstiegs der Stoßspannung geht praktisch nicht in das Messergebnis ein.

Für die Vorstromuntersuchungen wurde die 10-cm-Stabfunkenstrecke mit einer 1,5|400- $\mu$ s-Welle negativer Polarität beaufschlagt (verifiziert durch:  $R_{a2} = 240 \Omega$ ;  $F_2$  überbrückt;  $R_{a3} = 1500 \Omega$ ).

Den typischen zeitlichen Verlauf des Vorstromes einer nicht ionisierten Stabfunkenstrecke bei mässig überschüssender Spannung zeigt Fig. 18. Sobald der Vorstrom beginnt, ist ein deutlicher Rückgang der am Prüfling liegenden Spannung zu erkennen. Innerhalb einiger 10 ns steigt der Vorstrom auf den Maximalwert von ca. 12 A; sodann fällt er etwa exponentiell ab mit einer Zeitkonstanten von ca. 250 ns. Vor der Hauptentladung steigt der Vorstrom während etwa 0,4  $\mu$ s nochmals exponentiell an.

Bei allen Messungen waren stets zwei Komponenten des Vorstromes zu erkennen: ein nach einem schnellen Anstieg langsam abfallender Stromimpuls (u. U. auch mehrere Impulse) und ein etwa exponentiell ansteigender Strom, an den sich die Hauptentladung anschliesst. Die erste Komponente soll als Koronaimpulsstrom, die zweite als Kanalformations-

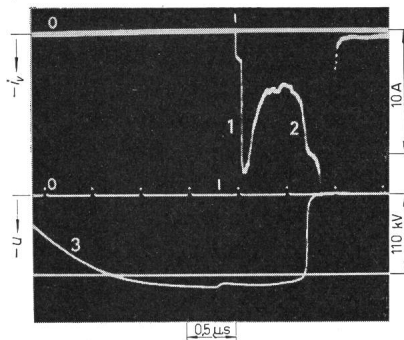


Fig. 18  
Vorstrom  
einer Stabfunkenstrecke  
(Schlagweite  $a = 10$  cm)  
1 und 2 Vorstrom (1 Koronaimpulsstrom, 2 Kanalformationsstrom); 3 Spannung

strom bezeichnet werden. Bei Funkenstrecken mit Schlagweiten von einigen Metern tritt der Koronaimpulsstrom gegenüber dem Kanalformationsstrom stark zurück [4], bei Strecken mit Schlagweiten von mehreren Zentimetern hat der Koronaimpulsstrom einen bedeutenden Anteil an dem gesamten Vorstrom.

Es kann heute als weitgehend gesichert angesehen werden, dass der Koronaimpulsstrom die Ladung zur Verfügung stellt, die zu einer diffusen Überbrückung der Elektroden durch viele sehr hochohmige Kanäle notwendig ist (Fig. 19). Die Koronaimpulskanäle verlaufen bei Stabfunkenstrecken etwa entlang den Feldlinien und vergleichmässigen den Spannungsgradienten in der Strecke. Nach der diffusen Überbrückung bereitet der Kanalformationsstrom den eigentlichen Lichtbogenkanal vor. Von beiden Elektroden wird ein relativ gut leitender Kanal vorangetrieben. Die beiden Kanalköpfe wandern entsprechend dem ansteigenden Kanalformationsstrom mit zunehmender Geschwindigkeit aufeinander zu. Sobald sich die Kanalköpfe berühren, kommt es zur Hauptentladung, bei der die Spannung an der Funkenstrecke auf die Brennspannung zusammenbricht.

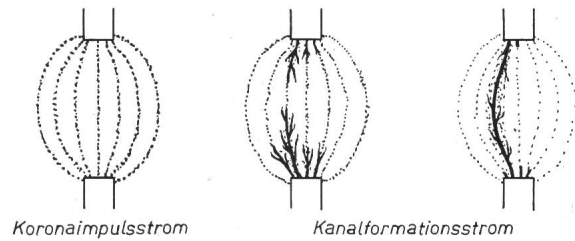


Fig. 19  
Vorentladungen an einer Stabfunkenstrecke

Bei der untersuchten Stabfunkenstrecke beträgt die auf die Schlagweite  $a$  bezogene Vorstromladung  $q_v/a$  50...70  $\mu$ C/m. Nach Wagner [5] nimmt bei Stabfunkenstrecken  $q_v/a$  mit zunehmender Schlagweite etwas zu. Dies ist verständlich, da das Volumen, in das die Ladung eingebracht werden muss, nicht linear mit der Schlagweite wächst. Bei Funkenstrecken mit Schlagweiten von einigen Metern kann man mit Werten für  $q_v/a$  von etwa 300  $\mu$ C/m rechnen [6].

Wird die Amplitude der Stoßspannung erhöht, verkürzt sich die Vorstromzeit; die Amplitude des Koronaimpulsstromes und des Kanalformationsstromes wird aber grösser.

Die Versuche haben gezeigt, dass sich die Vorströme unabhängig vom Innenwiderstand der Stoßspannungsquelle ausbilden, solange der Spannungsfall am Innenwiderstand die Stoßspannung nur um einige Prozent verändert.

Bei *stoßstromionisierten* Funkenstrecken wird der Aufbau des Entladungskanals durch die noch vorhandenen Restladungen wesentlich erleichtert; durch den Vorstrom muss weniger Ladung in die Funkenstrecke zum Aufbau des Kanals eingebracht werden. Wie stark die Vorstromladung zurückgeht, haben die Untersuchungen gezeigt, bei denen die Stabfunkenstrecke nach der Beanspruchung durch einen Stoßstrom ( $i = 12$  kA, Stirnzeitkonstante = 0,54  $\mu$ s, Rückenzeitkonstante = 7  $\mu$ s) mit einer negativen 1,5|400- $\mu$ s-Welle beaufschlagt wurde. Die dabei auftretenden Vorströme bei verschiedenen Pausenzeiten können aus den Oszillogrammen der Fig. 20 ersehen werden.

Der Vorstrom der ionisierten Strecken ist unregelmässiger und weist stärkere Streuungen auf als der nicht ionisierter Strecken. Es ist auch im allgemeinen keine Trennung in die Vorstromkomponenten mehr möglich. Immerhin kann aber auch hier das Vorstromgebiet deutlich von der Hauptentladung unterschieden werden.

Der Rückgang der bezogenen Vorstromladung mit abnehmender Pausenzeit bei mässig überschüssender Abfragespannung geht aus Tabelle I hervor.

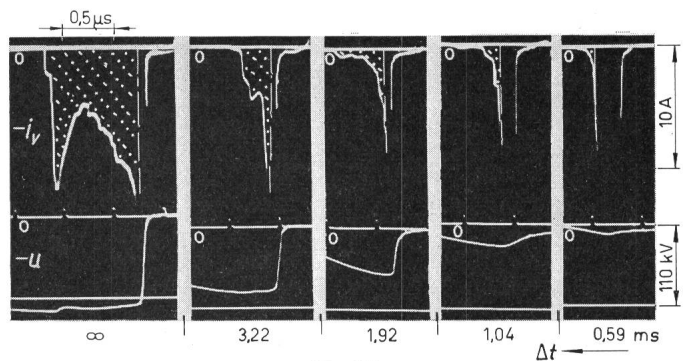


Fig. 20  
Vorströme einer stoßstromionisierten Stabfunkenstrecke  
 $a = 10$  cm

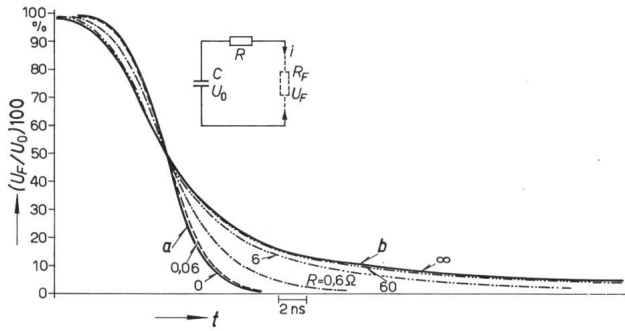


Fig. 21

Zeitlicher Verlauf des Spannungszusammenbruches einer Funkenstrecke nach dem Funkengesetz von Toepler

$$R_F = \frac{k_T}{t' \int_0^{t'} i dt}$$

$R = 0 \dots \infty (\Omega)$ ;  $U_0 = 10^5 (V)$ ;  $C = 3 \cdot 10^{-9} (F)$ ;  $k_T = 14,5 \cdot 10^{-5} (Vs)$   
 Kurve a gilt auch für  $R = 0$ ,  $C$  beliebig; Kurve b gilt auch für  $C = \infty$ ,  $R$  beliebig;  $t'$  Zeitpunkt

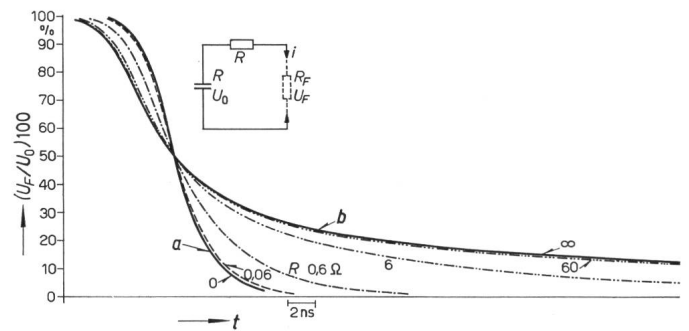


Fig. 22

Zeitlicher Verlauf des Spannungszusammenbruches einer Funkenstrecke nach dem Funkengesetz von Rompe-Weizel

$$R_F = \frac{k_{RW}}{t' \int_0^{t'} i^2 R_F dt}$$

$R = 0 \dots \infty (\Omega)$ ;  $U_0 = 10^5 (V)$ ;  $C = 3 \cdot 10^{-9} (F)$ ;  $k_{RW} = 10 (V^2s)$   
 Kurve a gilt auch für  $R = 0$ ,  $C$  beliebig; Kurve b gilt auch für  $C = \infty$ ,  $R$  beliebig;  $t'$  Zeitpunkt

Vorstromladung als Funktion der Pausenzeit

Tabelle I

$\Delta t$ (ms)	$\infty$	3,22	1,92	1,06	0,59
$q_v/a$ ( $\mu C/m$ )	55	13	6	2	0,4

Mit abnehmender Pausenzeit gehen sowohl die Amplitude des Vorstromes als auch die Vorstromzeit wesentlich zurück.

5. Hauptentladung

Die Hauptentladung, d. h. die Übergangsphase zwischen einem sehr hochohmigen zu einem niederohmigen Funkenstreckenwiderstand, ist von zwei Autoren durch *Funkengesetze* beschrieben worden. Die Gesetze gehen davon aus, dass bereits ein homogener, hochohmiger Kanal zwischen den Elektroden vorhanden ist, der durch den Stromdurchgang im Laufe der Zeit niederohmig wird. Es erscheint als wahrscheinlich, dass die von dem Vorstrom eingebrachte Ladung die Voraussetzungen für die Existenz eines homogenen, zunächst hochohmigen Plasmakanals schaffen kann.

Toepler [7] gibt eine Beziehung zwischen dem augenblicklichen Widerstandswert einer Funkenstrecke  $(R_F)t'$ , der bis zum Zeitpunkt  $t'$  in die Strecke eingebrachten Ladung:

$$q_{t'} = \int_0^{t'} i dt$$

und der Schlagweite  $a$  an:

$$(R_F)t' = k_T \frac{1}{q_{t'}} \quad k_T = \text{konst.} \cdot a \quad (2)$$

Rompe und Weizel [8] geben eine Beziehung zwischen  $(R_F)t'$ , der bis zu  $t'$  in die Strecke eingebrachten Energie:

$$W_{t'} = \int_0^{t'} i^2 R_F dt$$

der Schlagweite  $a$  und dem Druck  $p$  an:

$$(R_F)t' = k_{RW} \frac{1}{W_{t'}} \quad k_{RW} = \text{konst.} \cdot a^2 \cdot p \quad (3)$$

Da beide Gesetze die experimentellen Ergebnisse in erster Näherung richtig beschreiben, sollen sie hier gleichberechtigt nebeneinander gestellt werden.

Die Ladung bzw. die Energie, die zur Widerstandsänderung in die Funkenstrecke eingebracht wird, muss aus dem äusseren Kreis bezogen werden. Daraus folgt, dass der Verlauf des Spannungszusammenbruches einer Strecke nie für sich allein, sondern immer im Zusammenhang mit dem äusseren Kreis betrachtet werden muss.

Aus den Gl. (2) und (3) kann in Verbindung mit den Differentialgleichungen für den äusseren Kreis der zeitliche Verlauf des Funkenstreckenwiderstandes  $R_F$  bzw. der Spannung an der Funkenstrecke  $U_F$  ermittelt werden. Allerdings ergibt sich nur in wenigen Fällen eine Lösung in geschlossener Form; in der Regel ist eine Programmierung und Auswertung der Gleichungen mit einer elektronischen Rechenmaschine sinnvoll. Als Beispiele sind in den Fig. 21 und 22 die Spannungszusammenbrüche einer Funkenstrecke dargestellt, die über einen Widerstand an eine Kapazität mit der Ladespannung  $U_0$  angeschlossen ist. Man erkennt, dass beide Ansätze einen ähnlichen Verlauf des Spannungszusammenbruches ergeben. Die Kurven  $U_F/U_0 = f(t)$  sind vorwiegend konkav (siehe auch Fig. 23).

Es lässt sich auf Grund der Funkengesetze zeigen [9], dass auf die Zusammenbruchzeit der Funkenstrecke ausser den Daten des äusseren Kreises einen Einfluss haben:

1. Die Spannung  $U_0$ , die unmittelbar vor dem Zusammenbruch an der Funkenstrecke ansteht. Mit zunehmender überschüssender Spannung nimmt die Zusammenbruchzeit ab.
2. Die Schlagweite  $a$ . Wird bei gleicher Spannung die Schlagweite vergrößert, nimmt die Zusammenbruchzeit zu.
3. Der Druck  $p$  in der Funkenstrecke. Wird (bei gleicher Spannung und gleicher Schlagweite) der Druck vergrößert, nimmt nach Rompe und Weizel die Zusammenbruchzeit zu, nach Toepler ergibt sich keine Abhängigkeit.

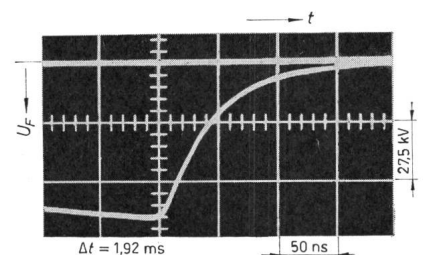


Fig. 23  
 Spannungszusammenbruch einer stoßstromionisierten Stabfunkenstrecke  
 $a = 10 \text{ cm}$

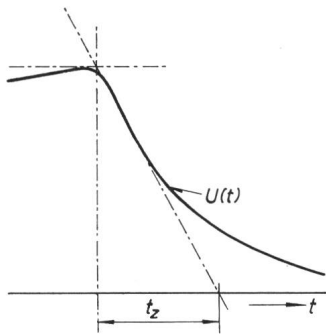


Fig. 24  
Zur Definition des  
Spannungszusammenbruches

Bei stoßstromionisierten Funkenstrecken befindet sich je nach der Pausenzeit mehr oder weniger Restplasma zwischen den Elektroden, das den Aufbau eines Entladungskanals erleichtert. Dieses

diffuse Plasma, das als ein hochohmiger, einen Teil der Strecke überbrückender Widerstand angesehen werden kann (Fig. 15), ist aber nicht in der Lage, grössere Ströme (z. B. mehrere hundert A) zu führen; dazu wäre ein zusammenhängender, hochionisierter Kanal mit einer Plasmatemperatur in der Grössenordnung von 10 000°C notwendig. Im allgemeinen kann angenommen werden, dass der noch vorhandene Plasmawiderstand sehr gross ist gegenüber dem Innenwiderstand der Stoßspannungsquelle. Es muss also über die gesamte Schlagweite der ionisierten Funkenstrecke ein niederohmiger Kanal geschaffen werden.

Mit der Annahme, dass das Restplasma für die Hauptentladung praktisch ohne Bedeutung ist, ist das Funkengesetz von Toepler auch für stoßstromionisierte Strecken gültig. Die Zusammenbruchzeit ist, wenn die Elektrodenanordnung und der äussere Kreis vorgegeben sind, unabhängig von der Pausenzeit und nur abhängig von der Spannung  $U_0$ , die unmittelbar vor der Hauptentladung an der Strecke liegt. Auch nach dem Funkengesetz von Rompe und Weizel ist die Zusammenbruchzeit allein abhängig von  $U_0$ , wenn neben den obigen Annahmen die Voraussetzung erfüllt ist, dass sich der Druck in der Funkenstrecke praktisch nicht vom Druck der umgebenden Luft unterscheidet.

Für die folgenden Betrachtungen wird die Zusammenbruchzeit  $t_z$  eingeführt (Fig. 24). An die zusammenbrechende Spannung wird im Punkt der maximalen Steilheit die Tangente gelegt;  $t_z$  ist die Zeit zwischen dem Schnittpunkt dieser Tangente mit der Zeitachse und mit der parallel zur Zeitachse durch die unmittelbar vor dem Zusammenbruch am Prüfling anstehende Spannung gezogenen Verlängerung.

In Fig. 25 ist  $t_z$  der Stabfunkenstrecke und der Kugelfunkenstrecke in Abhängigkeit von der Spannungsamplitude  $U_0$  — Parameter ist die Pausenzeit — dargestellt. Jeder eingetragene Punkt ist der Mittelwert aus ca. 10 Messwerten.

Aus den Kennlinien geht hervor:

1. Die Kugelfunkenstrecke bricht bei gleicher Spannung  $U_0$  stets schneller zusammen als die Stabfunkenstrecke.

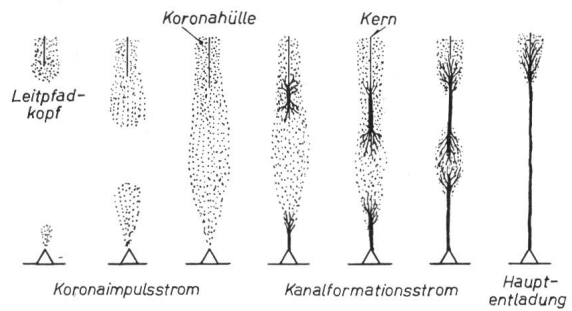


Fig. 26  
Endüberschlag zwischen Blitzkopf und Erde

2. Die Zusammenbruchzeit ist nur eine Funktion der Spannung und unabhängig von der Pausenzeit.

3. Die nach den Funkengesetzen berechneten Kurven haben prinzipiell den gleichen Verlauf wie die gemessenen Kennlinien. Bei der Berechnung wurde angenommen: Der Widerstand des Restplasmas ist sehr viel grösser als  $R_{d3}$  und der Druck in der Funkenstrecke ist vom Umgebungsdruck nicht verschieden.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Stoßstromionisierte Funkenstrecken sprechen beim Anlegen einer Stoßspannung zwar durch den erleichterten Kanalaufbau bereits bei relativ niedrigen Spannungen an (siehe Stoßkennlinien); je niedriger aber die Ansprechspannung ist, desto grösser ist die Zusammenbruchzeit. Bei gleicher Spannungsamplitude vor der Hauptentladung ist bei einer ionisierten und einer nicht ionisierten Strecke die gleiche Zusammenbruchzeit und damit die gleiche Stromsteilheit zu erwarten.

## 6. Folgerungen für die multiplen Blitzentladungen

Die Untersuchungen des Entladungsmechanismus an einer Stab-Platte-Funkenstrecke von Stekolnikov und Shkilyov [9] haben gezeigt, dass die Blitzentladung zwischen Wolke und Erde sehr verschieden von der Entladung einer Funkenstrecke grosser Schlagweite ist. Dagegen weist nach Wagner [4] der Enddurchschlag zwischen dem Leitfadekopf und Erde gewisse Analogien zum Durchschlag einer langen Funkenstrecke auf, obwohl die Schlagweiten und Spannungen sich in beiden Fällen erheblich unterscheiden.

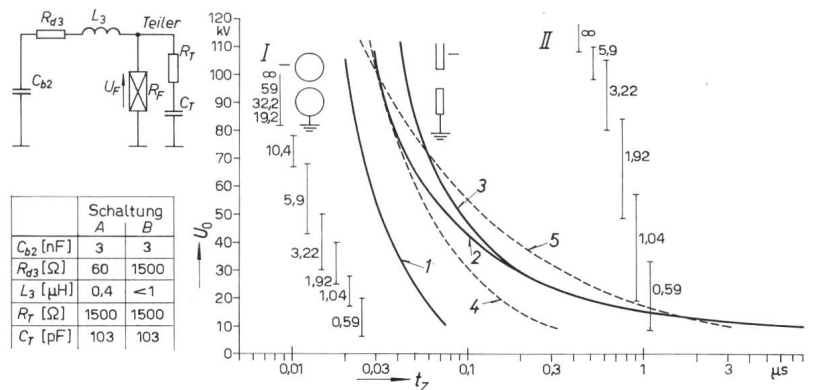
Sobald eine bestimmte Feldstärke erreicht ist (5...6 kV/cm bei inhomogenen Elektrodenanordnungen grosser Schlagweite, ca. 3 kV/cm zwischen dem Leitfadekopf und Erde), setzen die Vorentladungen ein (Fig. 26). Von der Erde wächst dem Leitfadekopf eine Fangentladung, d. h. eine Koronaladung entgegen [4] entsprechend dem Koronaimpulskanal bei den Funkenstrecken. Es ist anzunehmen, dass die Koronaladung wie bei den Funkenstrecken das Feld zwischen dem Leitfad-

Fig. 25  
Zusammenbruchzeiten Stab—Stab ( $\alpha = 10$  cm) und Kugel—Kugel ( $d = 10$  cm,  $\alpha = 3$  cm)

I Pausenzeiten (ms) Kugel—Kugel; II Pausenzeiten (ms) Stab—Stab; Schema: Prüflingskreis mit dem Spannungsteiler

Kennlinien: I Kugel—Kugel, Schaltung A; 2 Stab—Stab, Schaltung B; 3 Stab—Stab, Schaltung A; 4 Berechnung nach Toepler, Schaltung B; 5 Berechnung nach Rompe-Weizel, Schaltung B

$U_0$  Spannung vor der Hauptentladung;  
 $t_z$  Zusammenbruchzeit



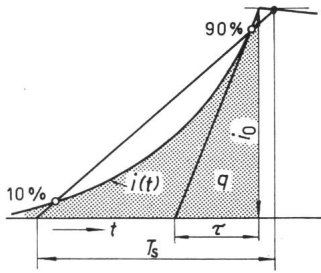


Fig. 27  
Stirn des ersten Teilblitzes  
 $i$  Blitzstrom;  $i_0$  Scheitelwert des Blitzstromes;  $t$  Zeit;  $T_s$  Stirnzeit;  $\tau$  Zeitkonstante;  $q$  Ladung

kopf und Erde vergleichmässig. Wenn eine diffuse Überbrückung zwischen Leitpfadkopf und Erde erreicht ist, beginnt von der Erde aus ein hochionisierter Kanal in Richtung Leitpfadkopf zu wachsen; ebenso startet ein Kanal vom Leitpfadkopf gegen Erde. Analog dazu ist bei den Funkenstrecken die Ausbildung gut leitender Kanäle von beiden Elektroden her. Die notwendige Ladung wird von dem Kanalformationsstrom geliefert. Die Vorwachsgeschwindigkeit der hochionisierten Kanäle nimmt ständig zu, damit auch der Momentanwert des Kanalformationsstromes. Wenn die Kanäle die Strecke überbrückt haben, setzt die Hauptentladung ein, die noch vorhandene Spannung an der Strecke bricht in sehr kurzer Zeit auf die «Brennspannung» zusammen.

Messungen von Berger [1; 2] haben gezeigt, dass der erste Teilblitz stets einen konkaven, etwa exponentiell ansteigenden Verlauf des Stromes bis zum Scheitelwert aufweist. Den gleichen Verlauf nimmt auch der Kanalformationsstrom bei den Funkenstrecken.

Im folgenden soll gezeigt werden, dass der Blitzstrom während der Stirnzeit im wesentlichen aus dem Vorstrom bestehen kann (Fig. 27). Hierzu seien folgende Annahmen getroffen:

1. Die zwischen den Leitpfadkopf und Erde (Schlagweite  $a$ ) durch den Vorstrom einzubringende bezogene Ladung ist  $q_v/a$ . Sie kann zu etwa  $500 \mu\text{C}/\text{m}$  angenommen werden. (Bei Stabfunkenstrecken grosser Schlagweite liegt die Ladung, die durch den Vorstrom — im wesentlichen durch den Kanalformationsstrom — eingebracht wird, bei etwa  $300 \mu\text{C}/\text{m}$ ; mit wachsender Schlagweite nimmt  $q_v/a$  etwas zu.)

2. Der Vorstrom  $i_v$  steigt mit der Zeitkonstanten  $\tau$  exponentiell an bis zum Scheitelwert  $i_0$ :

$$i_v = i_0 \cdot e^{t/\tau} \quad -\infty \leq t \leq 0 \quad (4)$$

3. Für den Scheitelwert des Blitzstromes  $i_0$  gilt:

$$i_0 = \frac{U}{\Gamma} = \frac{E a}{\Gamma} \quad (5)$$

$U$  ist die Spannung und  $E$  die mittlere Feldstärke zwischen dem Leitpfadkopf und Erde.  $\Gamma$  ist der Wellenwiderstand des Blitzkanals.

Mit diesen Annahmen ist:

$$\frac{q_v}{a} = \frac{E}{\Gamma} \int_{-\infty}^0 e^{t/\tau} \cdot dt = \frac{E}{\Gamma} \tau \quad (6)$$

$$\tau = \frac{q_v \Gamma}{E}$$

Wenn  $q_v/a = 500 \mu\text{C}/\text{m}$ ,  $E = 3 \text{ kV}/\text{cm}$ ,  $\Gamma = 1500 \Omega$  [4], ergibt sich  $\tau = 2,5 \mu\text{s}$

Damit wird die Stirnzeit  $T_s \approx 2,75 \tau = 6,85 \mu\text{s}$

Dieser Wert von  $T_s$  entspricht den gemessenen Stirnzeiten der Blitzströme. Somit ist gezeigt, dass die Ladung des Blitzstromes während des exponentiellen Anstiegs bis zum Scheitel-

wert identisch ist der Ladung, die durch den Vorstrom zwischen den Leitpfadkopf und Erde eingebracht werden muss, damit die Voraussetzungen für die Hauptentladung geschaffen sind.

Interessant ist, dass unter den getroffenen Annahmen  $T_s$  unabhängig ist von der Schlagweite zwischen Leitpfadkopf und Erde, der Blitzkopfspeisung und dem maximalen Blitzstrom. Hieraus wird verständlich, dass sich auch bei sehr unterschiedlichen Blitzstromamplituden etwa die gleichen Stirnzeiten ergeben.

Berger [2; 10] hat bei seinen Messungen festgestellt, dass die Stirnzeit des zweiten Teilblitzes weniger als  $1 \mu\text{s}$  beträgt.

Die im Kapitel 3 aufgeführten Experimente haben gezeigt, dass in Funkenstrecken, die durch einen Stoßstrom ionisiert sind, wesentlich weniger Ladung durch den Vorstrom vor einer erneuten Hauptentladung eingebracht werden muss als in nicht ionisierte Strecken. Aus dieser Tatsache kann geschlossen werden, dass auch bei dem zweiten Teilblitz in den Raum zwischen Leitpfadkopf und Erde weniger Ladung einzubringen ist als beim ersten Teilblitz. Hieraus resultiert eine geringere Stirnzeit und damit eine grössere mittlere Stromsteilheit.

Für die Betriebssicherheit von Freileitungen und Schaltanlagen ist die beim Blitzstromanstieg maximal auftretende Steilheit von grossem Interesse. Für die vorhergehende überschlägige Berechnung der Stirnzeit des Blitzstromes wurde angenommen, dass der Blitzstrom bis zum Erreichen des Scheitelwertes aus dem Vorstrom besteht. Es ist aber durchaus möglich, dass schon vor Erreichen des Maximalwertes die Hauptentladung einsetzt (die Hauptentladung ist dadurch gekennzeichnet, dass die gesamte Schlagweite mit einem homogenen Kanal überbrückt ist, der niederohmig wird). Hierfür spricht die Tatsache, dass die maximale Stromsteilheit, die meist unmittelbar vor dem Maximalwert des Stromes auftritt, bei dem 2. bis  $n$ . Teilblitz nicht grösser als beim ersten Teilblitz ist [2]. (Wie im Kapitel 4 ausgeführt wurde, beeinflusst die Stoßstromionisierung die bei der Hauptentladung auftretende Stromsteilheit nicht.)

Bei Funkenstrecken grosser Schlagweite liegen bis heute noch keine Werte für die Zusammenbruchzeiten und Stromsteilheiten bei der Hauptentladung vor. Es kann also aus dem Experiment noch nicht auf die maximalen Blitzstromsteilheiten geschlossen werden. Zur Abschätzung einer maximal möglichen Stromsteilheit bei der Hauptentladung soll die Ersatzschaltung der Blitzbahn in Fig. 28 herangezogen werden. Wenn vereinfachend angenommen wird, dass nach der Ausbildung eines homogenen Kanals zwischen dem Blitzkopf und Erde (Schlagweite  $a$ ) die gesamte Spannung  $U$  an der Induktivität  $L$  des Blitzkanals abfällt, ist die maximal mögliche Stromsteilheit:

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{\max} = \frac{U}{L} = \frac{E}{L/a} \quad (7)$$

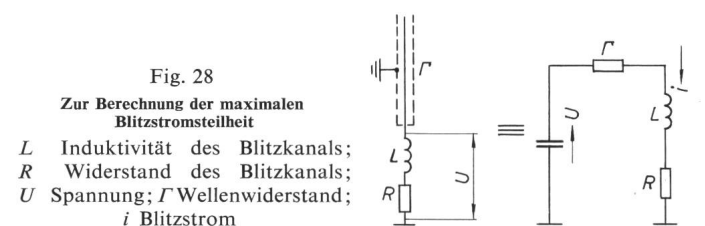


Fig. 28  
Zur Berechnung der maximalen Blitzstromsteilheit  
 $L$  Induktivität des Blitzkanals;  
 $R$  Widerstand des Blitzkanals;  
 $U$  Spannung;  $\Gamma$  Wellenwiderstand;  
 $i$  Blitzstrom

Wenn  $E = 3 \text{ kV/cm}$ ,  $L/a = 1,5 \text{ } \mu\text{H/m}$ , ist:

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{\max} = 200 \text{ kA}/\mu\text{s}$$

Dieser Wert stellt einen Grenzwert dar, der wahrscheinlich nicht erreicht wird.

## 6. Schlussbemerkung

Es ist dem Verfasser ein besonderes Anliegen, Prof. Dr.-Ing. H. Prinz, Direktor des Instituts für Hochspannungs- und Anlagentechnik der TH München, für die Anregung zu dieser Arbeit und die vielfältige Unterstützung zu danken. Weiterhin gebührt der Deutschen Forschungsgemeinschaft Dank für die Bereitstellung von Geldmitteln, durch die die vorliegende Arbeit ermöglicht wurde.

## Literatur

- [1] K. Berger: Resultate der Blitzmessungen der Jahre 1947...1954 auf dem Monte San Salvatore. Bull. SEV 46(1955)9, S. 405...434.
- [2] K. Berger und E. Vogelsanger: Messungen und Resultate der Blitzforschung der Jahre 1955...1963 auf dem Monte San Salvatore. Bull. SEV 56(1965)1, S. 2...22.

- [3] W. Zaengl: Das Messen hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen. Diss. Technische Hochschule München 1964.
- [4] C. F. Wagner: Der Blitz und sein Einfluss auf das Verhalten von Freileitungen. ETZ-A 84(1963)16, S. 517...530.
- [5] C. F. Wagner: Application of Predischarge Currents of Parallel Electrode Gaps. Trans. IEEE Power Apparatus and Systems 83(1964)9, S. 931...944.
- [6] C. F. Wagner and A. R. Hileman: Mechanism of Breakdown of Laboratory Gaps. Trans. AIEE Power Apparatus and Systems 80(1961)56, S. 604...622.
- [7] M. Toepler: Zur Bestimmung der Funkenkonstante. Arch. Elektrotechn. 18(1927)6, S. 549...562.
- [8] R. Rompe und W. Weizel: Theorie des elektrischen Funkens. Ann. Physik 6/1(1947)7-8, S. 285...300.
- [9] I. S. Stekolnikov and A. V. Shkilyov: New Data on Negative Spark Development and its Comparison with Lightning. in: Proceedings of an international Conference of the Gas Discharges and Electricity Supply Industry held at the Central Electricity Research Laboratory, Leatherhead, Surrey, England 7th...11th May 1962. Butterworth London 1962, S. 27...37.
- [10] K. Berger: Front Duration and Current Steepness of Lightning Strokes to Earth. Proceedings of an International Conference of the Gas Discharges and Electricity Supply Industry held at the Central Electricity Research Laboratories, Leatherhead, Surrey, England, 7th...11th May 1962, Butterworth London 1962, S. 63...73.

## Adresse des Autors:

Dipl.-Ing. Johannes Wiesinger, Forschungsassistent am Institut für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Hochschule München, Arcisstrasse 21, D-8 München 2 (Deutschland).

# Elektronische Steuerung von Tunnelbeleuchtungen

Von H. Weibel, Bad Ragaz

628.971.6 : 624.19 : 62-523.8

*Um dem ständig wachsenden Verkehr genügen zu können, müssen moderne Autostrassen ein Optimum an flüssiger Linienführung und an Sicherheit für die Strassenbenützer bieten. So entstehen im Rahmen der Neubauten im ganzen Land Strassentunnel. Psychologische und physiologische Gründe verlangen besondere Beleuchtung der Tunnelbahnen. Diese Beleuchtung muss quantitativ der Aussenhelligkeit angepasst werden. Wirtschaftliche und technische Gründe sprechen für eine elektronische Gruppensteuerung dieser Anlagen. Als einfaches, anspruchloses Steuergerät wird ein Relaisverstärker mit Kaltkathodenröhren gezeigt und erklärt.*

*Pour satisfaire au développement constant du trafic, les autoroutes modernes doivent permettre qu'il s'écoule avec un maximum de fluidité et de sécurité. C'est ainsi que l'on en vient, dans tout le pays, à créer des tunnels routiers. Les pistes de ces tunnels doivent être éclairées, pour des motifs tant psychologiques que physiologiques. L'intensité de l'éclairage doit y être adaptée à l'éclairage régnant à l'extérieur. Des raisons économiques et des raisons techniques parlent en faveur d'une commande électronique des groupes de luminaires constituant ces installations. Dans ce but on peut employer un amplificateur à relais avec tubes à cathode froide, appareil simple et n'exigeant pas de surveillance, dont l'auteur explique le fonctionnement.*

## 1. Einführung

Unsere Tage sind gekennzeichnet durch ein geradezu phantastisches Vorwärtsdrängen der Technik. Es gibt wohl kaum ein Gebiet menschlichen Schaffens, das nicht davon erfasst worden wäre. Als besonders fruchtbar erweist sich dabei, dass neues Wissen auch positiv auf an sich artfremde Materie wirkt und deren Entwicklung begünstigt, ja sogar ermöglicht. Ein recht eindrückliches Beispiel solcher Beeinflussung soll Grundlage dieses Aufsatzes bilden. Gemeint ist das Zusammenspiel modernen Bauens, beschleunigten Strassenverkehrs, Beleuchtungstechnik und Elektronik.

Elektronik und Automation sind zu charakteristischen Begriffen unseres hektischen Zeitalters geworden. Sie haben der Verkehrstechnik Grundlagen verschafft, die heute nicht mehr wegzudenken sind; nämlich: Modernisierung, Beschleunigung, Rationalisierung und nicht zuletzt auch vermehrte Sicherheit.

Neben Aufgaben wie z. B. die Verkehrsüberwachung und -lenkung übernimmt die Elektronik auch die vollauto-

mathe Steuerung der Beleuchtung. Es seien hier die Signalbeleuchtungen, Strassenbeleuchtungen usw. genannt. Einen eigenen Themenkreis bilden hier vor allem die Tunnelbeleuchtungen, deren Aktualität durch den Stand des Autobahnbaues in der Schweiz nicht unterstrichen zu werden braucht. Strassentunnels stellen an ihre Beleuchtungen ganz spezielle Forderungen, die etwa folgende drei Hauptakzente besitzen:

1. Verkehrstechnische Probleme;
2. Lichttechnische Probleme;
3. Steuerungstechnische Probleme.

Die beiden ersten Punkte sollen den entsprechenden Spezialisten zur Behandlung überlassen werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird nur soweit darauf eingegangen, als sie Grundlagen für den dritten Punkt bilden. Es soll gezeigt werden, wie mit rationalen Mitteln ein funktions-sicheres und wartungsfreies Steuerungselement der Elektronik dem modernen Strassenverkehr dient.