

Erzeugung steilster Stoßspannungen hoher Amplitude

Autor(en): **Kärner, H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins :
gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen
Elektrotechnischen Vereins (SEV) und des Verbandes
Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)**

Band (Jahr): **58 (1967)**

Heft 24

PDF erstellt am: **15.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-916305>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Erzeugung steilster Stoßspannungen hoher Amplitude

Von H. Kärner, Selb

621.319.53

Die vorliegende Arbeit behandelt nach Erörterung der theoretischen Grundlagen einige Möglichkeiten zur Erzeugung extrem steiler Stoßspannungen und beschreibt ein Gerät, das Stoßspannungen bis zu 700 kV mit Stirnzeiten von weniger als 20 ns zu erzeugen gestattet. Dieser Steilstoßgenerator ist als Nachkreis zu einer herkömmlichen Stossanlage ausgeführt. Neben grundsätzlichen Untersuchungen über die Induktivität von Stosskreisen musste dem zeitlichen Durchzündverhalten von Funkenstrecken sowie der Konstruktion und Wirkungsweise einer in wenigen Nanosekunden zusammenbrechenden Zündfunkenstrecke besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden.

Après une discussion des principes théoriques, le présent travail traite de quelques possibilités de production de tensions de choc extrêmement raides et décrit un appareil permettant de produire des tensions de choc jusqu'à 700 kV avec des durées de front de moins 20 ns. Ce générateur de choc à front raide est constitué comme circuit complémentaire d'une installation génératrice de chocs usuelle. En plus des études de principe sur l'inductivité des circuits d'impulsion, une considération particulière doit être vouée aux ratés temporaires de blocage des éclateurs à étincelles et au fonctionnement d'une étincelle d'allumage annulée en quelques nanosecondes.

1. Einleitung

Zur Sicherstellung einer zuverlässigen, störungsarmen Energieübertragung sind sowohl Kenntnisse über die in elektrischen Anlagen möglichen Überspannungserscheinungen als auch über das Verhalten der verschiedenen Isolierstrecken bei diesen Beanspruchungen erforderlich. Neben betriebsfrequenten oder durch Schalthandlungen erzeugten Überspannungen sind vor allen Dingen die von atmosphärischen Entladungen verursachten kurzzeitigen Impulsbelastungen häufig die Ursache von Isolationsfehlern. Es ist daher von grösster Bedeutung, die Eigenschaften von Isolierstrecken bei Beanspruchung mit unipolaren Spannungsimpulsen — oder Stoßspannungen — zu kennen; aus diesem Grunde wurden bereits vor mehreren Jahrzehnten Prüfeinrichtungen entwickelt, die die Nachbildung solcher Stoßspannungen und damit die Untersuchung des Stossverhaltens hochspannungstechnischer Geräte und Anordnungen gestatten.

Die heute allgemein übliche Stoßspannungsquelle ist der Stossgenerator in der Marxschen Vervielfachungsschaltung, dessen prinzipielle Wirkungsweise bekanntlich auf der momentanen Serienschaltung von in Parallelschaltung aufgeladenen Kondensatoren beruht. Die Impulsformung geschieht durch Widerstände, die der Stoßspannung einen definierten Stirn- und Rückenverlauf geben. Zur Erzielung reproduzierbarer und vergleichbarer Versuchsergebnisse war es nämlich notwendig, eine bei allen Stoßspannungsprüfungen anzuwendende Kurvenform vorzuschreiben, die natürlich dem tatsächlichen, durch Gewittereinwirkungen verursachten Spannungsverlauf möglichst nahe kommen sollte. Hatte man ursprünglich eine Stossspannung der Form $0,5|50 \mu\text{s}$ (Stirnzeit $0,5 \mu\text{s}$, Rückenhalbwertszeit $50 \mu\text{s}$) angestrebt, so wurde im Hinblick auf die Schwierigkeit, mit grossen Stossanlagen eine derart rasch ansteigende Spannung zu erzielen, später eine Stirnzeit von $1 \mu\text{s}$ vorgeschrieben, die erst vor kurzem in Angleichung an internationale Normen auf $1,2 \mu\text{s}$ geändert wurde [1]¹⁾.

Wie Blitzstrommessungen gezeigt haben, sind nun allerdings die durch Gewittereinwirkungen im Netz möglichen Spannungsteilheiten wesentlich grösser als die mit Stossgeneratoren erzeugbaren Teilheiten von einigen MV/ μs . So konnte Berger [2] bei multiplen Blitzentladungen maximale Stromteilheiten von 80 kA/ μs messen; noch grössere Teilheiten werden für möglich gehalten. Bei einem Einschlag in eine Freileitung würde dabei eine nach beiden Seiten in die Leitung einziehende Spannungswelle mit einer maximalen Frontteilheit von ca. 20 MV/ μs entstehen. Wiesinger [3] kommt zu der Aussage, dass Blitz-

stromteilheiten bis zu 200 kA/ μs und damit Spannungsteilheiten bis zu etwa 50 MV/ μs möglich sind.

Es ist also interessant, grundsätzliche Elektrodenanordnungen in gasförmigen, flüssigen und festen Dielektrika auf ihr Ansprechverhalten bei Beanspruchung mit extrem steilen Spannungsstössen zu untersuchen, umso mehr, als Park und Cones [4] sowie Wiesinger [5] eine Verkleinerung der Ansprechspannung von inhomogenen Anordnungen mit zunehmender Teilheit der Stoßspannung festgestellt haben. Waste [6] kommt zu der Aussage, dass bei direkten Blitzeinschlägen in Transformatoren grosse Spannungsteilheiten auftreten und infolge des Überschneidens der Stosskennlinien für die innere und äussere Isolation im Bereich kurzer Überschlagszeiten Schäden an der inneren Isolation vorkommen können. Steilstossuntersuchungen sind also auch für Fragen der Isolationskoordination von Wichtigkeit.

Mit der vorliegenden Arbeit sollen einige für eine technische Anwendung interessante Möglichkeiten zur Steilstosserzeugung untersucht und die Voraussetzungen für Steilstossexperimente geschaffen werden. Das unmittelbare Ziel ist die Erstellung eines Generators, der bei hoher Amplitude Spannungsstösse mit maximalen Stirnteilheiten bis 50 MV/ μs zu erzeugen gestattet.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Definitionen

Ein Stosskreis kann vereinfacht in der Ersatzschaltung nach Fig. 1 dargestellt werden. Die Stosskapazität C_s entlädt sich nach dem Ansprechen der Zündfunkenstrecke F über den Dämpfungswiderstand R_d auf die Belastungskapazität C_b und den dazu parallelen Entladewiderstand R_e . Die Induktivität des Kreises wird durch L berücksichtigt. Die gezeichnete Schaltung wurde gewählt, weil sie der Schaltung des später beschriebenen Steilstossgenerators entspricht.

Soweit in der vorliegenden Arbeit herkömmliche Stossgeneratoren behandelt werden, geschieht die Kennzeichnung der Schaltelemente durch die genannten, in den einschlägigen Vorschriften festgelegten Bezeichnungen. Zur eindeutigen Unterscheidung werden die Kreisdaten von Steilstossgeneratoren dagegen mit den in Fig. 1 eingeklammerten Buchstaben-symbolen bezeichnet.

Der Stoßspannungsverlauf an der Belastungskapazität (Fig. 1) wird in der Regel durch Stirnzeit, Rückenhalbwertszeit und Scheitelwert in bekannter Weise gekennzeichnet. Soweit möglich und sinnvoll, wird im Verlaufe dieser Arbeit auf diese charakteristischen Grössen zurückgegriffen. Vielfach erweist es sich jedoch als vorteilhaft, die in der Impulstechnik übliche

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

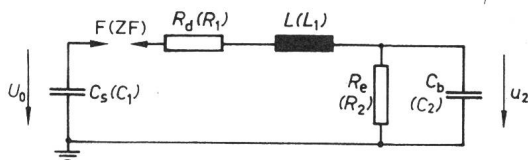


Fig. 1
Ersatzschaltbild eines Stosskreises

C_s (C_1) Stosskapazität; C_b (C_2) Belastungskapazität; F (ZF) Zündfunkenstrecke; R_d (R_1) Dämpfungswiderstand; R_e (R_2) Entladewiderstand; L (L_1) Induktivität; U_0 Ladespannung der Stosskapazität; u_2 Spannung an der Belastungskapazität

Charakterisierung des Spannungsanstieges durch die Anstiegszeit T_a anzuwenden. Entsprechend Fig. 2 ist die Anstiegszeit T_a definiert als die Zeitspanne, in der der gemessene Vorgang von 10 auf 90 % seines Endwertes ansteigt. In Analogie zur Anstiegszeit T_a wird als die Zusammenbruchszeit T_z einer Funkenstrecke das Zeitintervall bezeichnet, in welchem die Spannung von 90 auf 10 % des unmittelbar vor dem Zusammenbruch anliegenden Wertes U_0 absinkt.

Es ist zunächst zu klären, welche Anforderungen an die Schaltelemente eines Steilstossgenerators zu stellen bzw. welche Steilheiten in einem vorgegebenen Stosskreis physikalisch möglich sind. Dies geschieht in einem gedämpften Serienresonanzkreis, der aus der Ersatzschaltung Fig. 1 für $R_e = \infty$ entsteht. Anschliessend werden die Gültigkeitsgrenzen für die so erhaltenen einfachen Beziehungen bei Berücksichtigung des Entladewiderstandes abgesteckt. Diese grundlegenden Berechnungen geschehen unter der Annahme einer idealen Funkenstrecke als Schaltfunkenstrecke F , einer Funkenstrecke also, die im Zündaugenblick ihren Widerstand sprunghaft von dem Wert ∞ auf den Wert Null ändert.

2.2 Berechnung der maximalen Spannungsteilheit in einem RLC-Kreis

Der Rechnung liegt die einfache Schaltung nach Fig. 3 zugrunde. Für die Spannung u_2 an der Belastungskapazität C_2 lautet die Differentialgleichung bekanntlich:

$$L_1 C_2 \frac{d^2 u_2}{dt^2} + R_1 C_2 \frac{du_2}{dt} + \left(1 + \frac{C_2}{C_1}\right) u_2 = U_0 \quad (1)$$

wobei U_0 die Ladespannung der Stosskapazität C_1 im Zündmoment der Funkenstrecke ZF ist. Je nach der Grösse des Dämpfungswiderstandes R_1 erhält man die Lösungen:

Überkritische Bedämpfung, $R_1 > 2\sqrt{L_1/C}$ mit $C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$:

$$u_2 = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \left[1 + \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1} \cdot e^{-t/\tau_1} - \frac{\tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \cdot e^{-t/\tau_2} \right] \quad (2)$$

mit den Zeitkonstanten $\frac{1}{\tau_{1,2}} = \frac{R_1}{2L_1} \mp \sqrt{\left(\frac{R_1}{2L_1}\right)^2 - \frac{1}{L_1 C}}$

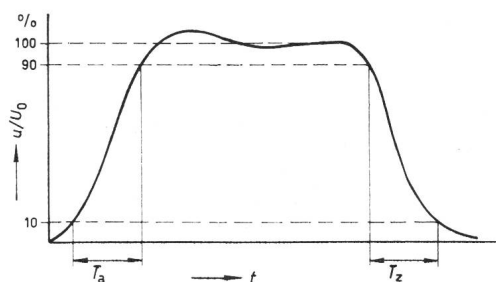


Fig. 2
Definition der Anstiegszeit T_a und der Zusammenbruchszeit T_z

Aperiodischer Grenzfall, $R_1 = 2\sqrt{L_1/C}$:

$$u_2 = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \left[1 - e^{-t/\tau} \left(1 + \frac{t}{\tau} \right) \right] \quad (3)$$

mit der Zeitkonstanten $\frac{1}{\tau} = \frac{R_1}{2L_1} = \frac{2}{R_1 C}$

Unterkritische Bedämpfung, $R_1 < 2\sqrt{L_1/C}$:

$$u_2 = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega\tau}\right)^2} \cdot e^{-t/\tau} \cdot \cos(\omega t - \psi) \right] \quad (4)$$

mit $\psi = \arctan \frac{1}{\omega\tau}$:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{R_1}{2L_1}$$

und

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L_1 C} - \left(\frac{R_1}{2L_1}\right)^2}$$

Aus den Gl. (2), (3) und (4) erhält man in bekannter Weise nach zweimaliger Differentiation und Nullsetzen den Zeitpunkt des maximalen Anstiegs, und durch Einsetzen dieses Wertes in die erste Ableitung den Betrag der maximalen Steilheit S_{\max} . Bezieht man noch den Dämpfungswiderstand R_1 auf den aperiodischen Grenzfall und führt die so erhaltene

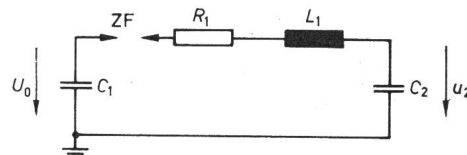


Fig. 3
Gedämpfter Serienresonanzkreis

C_1 Stosskapazität; C_2 Belastungskapazität (Prüflast); ZF Zündfunkenstrecke; R_1 Dämpfungswiderstand; L_1 Induktivität; U_0 Ladespannung der Stosskapazität; u_2 Steilstoßspannung

Dämpfungskonstante $k = R_1/2\sqrt{L_1/C}$ ein, so ergeben sich die folgenden Steilheitsbeziehungen:

Überkritische Bedämpfung, $k > 1$:

$$S_{\max} = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \omega_0 (k - \sqrt{k^2 - 1}) \frac{k}{\sqrt{k^2 - 1}} \quad (5)$$

Aperiodischer Grenzfall, $k = 1$:

$$S_{\max} = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \omega_0 \cdot f(k) \quad \text{mit } f(k) = \frac{1}{e} \quad (6)$$

Unterkritische Bedämpfung, $k < 1$:

$$S_{\max} = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \omega_0 \cdot e^{-\frac{k}{\sqrt{1-k^2}} \cdot \arccos k} \quad (7)$$

Alle Beziehungen haben also den grundsätzlichen Aufbau:

$$S_{\max} = U'_0 \omega_0 \cdot f(k) \quad (8)$$

wobei

$$U'_0 = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2}$$

den Endwert der Spannung u_2 nach Beruhigung des Ausgleichsvorganges und

$$\omega_0 = 1/\sqrt{L_1 C}$$

die Resonanzkreisfrequenz des ungedämpften RLC-Kreises bedeuten. Die Funktion $f(k)$ ist ein Korrekturglied, das die Bedämpfung berücksichtigt und immer kleiner als 1 ist; $f(k)$ ist in Fig. 4 abhängig von k dargestellt.

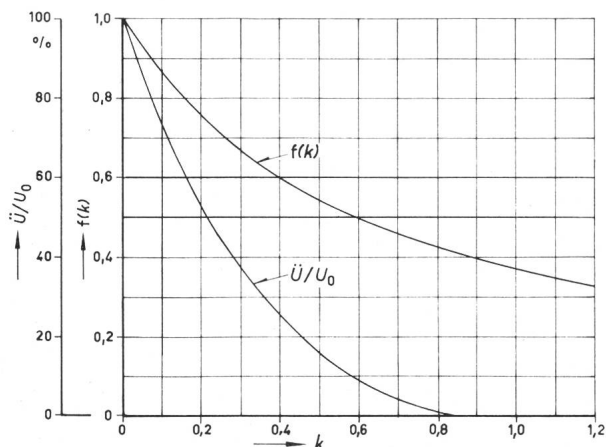


Fig. 4

Korrekturfunktion $f(k)$ und maximales Überspringen \dot{U}/U_0 in einem RLC -Kreis nach Fig. 3

Gl. (8) lässt unter Berücksichtigung des Verlaufes von $f(k)$ erkennen, dass eine umso grössere maximale Steilheit erzielt wird, je kleiner bei sonst gleichen Verhältnissen der Dämpfungswiderstand R_1 gemacht wird und je grösser der Endwert der Spannung und die Resonanzfrequenz des Kreises sind. Man wird einen Steilstossgenerator also stets im unterkritisch bedämpften Bereich betreiben und den Dämpfungswiderstand nur so gross wählen, als im Hinblick auf das zulässige Überspringen möglich ist.

Auch die Grösse des Überspringens lässt sich durch den Dämpfungsfaktor k ausdrücken. Aus Gl. (4) ergibt sich nach Einführen von k für das auf den Endwert bezogene maximale Überspringen \dot{U} :

$$\frac{\dot{U}}{U_0} = e^{-\pi \frac{k}{\sqrt{1-k^2}}} \cdot 100 \quad \text{in \%} \quad (9)$$

Diese Abhängigkeit ist ebenfalls in Fig. 4 eingezeichnet.

Aus der maximalen Steilheit lässt sich auch die Anstiegszeit der Impulsstirn abschätzen. Ersetzt man die Stirn durch eine Gerade, deren Steigung der maximalen Steilheit entspricht, so gilt:

$$S_{\max} = \frac{U_0'}{T_s} = U_0' \omega_0 \cdot f(k)$$

Daraus erhält man die Stirnzeit:

$$T_s = \frac{1}{\omega_0 \cdot f(k)}$$

Setzt man definitionsgemäss die Anstiegszeit $T_a = 0,8 T_s$, so gilt:

$$T_a = \frac{800}{\omega_0 \cdot f(k)} \quad \text{in ns} \quad \text{für } \omega_0 \text{ in MHz} \quad (10)$$

Die so ermittelte Anstiegszeit ist kleiner als die tatsächlich auftretende, da der Stirnverlauf nur in einem Punkt die Richtung der Ersatzgeraden annimmt, sonst aber flacher verläuft. Gl. (8) gibt nun die Möglichkeit, näherungsweise die Kreisdaten eines Steilstossgenerators zu bestimmen, der die Erzeugung einer Stoßspannung mit einer maximalen Steilheit von $50 \text{ MV}/\mu\text{s}$ gestatten soll. Legt man als Spannung $U_0' = 1000 \text{ kV}$ zugrunde und setzt man $k = 0,5$ (aus Fig. 4 entnimmt man hierfür $f(k) = 0,54$), so errechnet sich die Resonanzkreisfrequenz des ungedämpften Generators zu $92,5 \text{ MHz}$. Man ersieht daraus, dass das Produkt $L_1 C$ nicht grösser als $1,2 \cdot 10^{-16} \text{ s}^2$ werden darf. Soll ein solcher Steilstoss an einer Belastungs-

kapazität von 100 pF erzeugt werden, so darf die gesamte Induktivität des die Wellenstirn bestimmenden Kreises nur $1,2 \mu\text{H}$ betragen (wegen $C_1 \gg C_2$ kann $C = C_2$ gesetzt werden). Es wird also deutlich, dass extrem steile Stoßspannungen nur an kleinen Belastungskapazitäten in Kreisen geringster Induktivität möglich sind. Berücksichtigt man die aus Isolationsgründen für ein Hochspannungsgerät erforderlichen Abmessungen, so wird klar, dass besondere konstruktive Massnahmen zu treffen sind, um eine derart kleine Induktivität zu realisieren. Erschwerend kommt hinzu, dass auch die unvermeidliche Streukapazität, die als zusätzliche Belastungskapazität wirkt, ebenfalls sehr klein gehalten werden muss.

Berücksichtigt man den Entladewiderstand R_2 , so erhält man für die Spannung u_2 an der Belastungskapazität C_2 (Fig. 1) eine Differentialgleichung 3. Ordnung, deren Lösungen nicht mehr in der für den RLC -Kreis gezeigten anschaulichen Form diskutierbar sind. Um den Einfluss von R_2 abschätzen und den Geltungsbereich der Gl. (8) und (9) für den einstufigen Stosskreis nach Fig. 1 angeben zu können, wurde eine Vielzahl von solchen Schaltungen mit einer elektronischen Rechenmaschine durchgerechnet und die Ergebnisse mit denen des RLC -Kreises verglichen. Dieser Vergleich lieferte folgende Resultate:

a) Maximale Steilheit und Anstiegszeit im Serienresonanz- bzw. Stosskreis stimmen praktisch überein, sofern der Entladewiderstand mindestens den 5-fachen Wert des Dämpfungswiderstandes annimmt und die Belastungskapazität grösser als 50 pF ist. Eine kleine Kapazität C_2 erfordert einen grossen Dämpfungswiderstand R_1 ; bei starker Unterbedämpfung der Schaltung durch R_1 beeinflusst der Entladewiderstand daher den Verlauf der Spannung u_2 auch dann, wenn die Bedingung $R_2 > 5R_1$ erfüllt ist;

b) Das auf den jeweiligen Endwert der Spannung bezogene Überspringen ist im einstufigen Stosskreis und im RLC -Kreis praktisch gleich. Lediglich ein kleiner Entladewiderstand ($R_2 < 5R_1$) führt an einer geringen Belastungskapazität ($C_2 < 50 \text{ pF}$) zu einer wesentlich grösseren Bedämpfung, also zu kleinerem Überspringen als im RLC -Kreis.

Berücksichtigt man die erwähnten Einschränkungen, so lässt sich das Verhalten von Stosskreisen, auf die die Ersatzschaltung nach Fig. 1 zutrifft, durch die Gl. (8) und (9) mit genügender Genauigkeit abschätzen.

2.3 Berücksichtigung der endlichen Durchzündzeit der Funkenstrecke

Die Zündfunkenstrecke des Stosskreises wurde bei den bisher durchgeführten Berechnungen als idealer Schalter betrachtet. Es ist jedoch bekannt, dass Funkenstrecken ihren Widerstand während des Zündens nicht momentan ändern, sondern dass dieser Vorgang im Mittel einen Zeitraum von einigen Zehn Nanosekunden beansprucht. Da die vorliegende Arbeit die Entwicklung eines Steilstossgenerators für Impulse mit einer Stirnzeit von etwa 20 ns zum Inhalt hat, kommt dem Verhalten der Funkenstrecke wesentliche Bedeutung zu. Ihre Eigenschaften bestimmen neben den Kreisdaten den Verlauf der Stoßspannungsstirn.

Um die an die Funkenstrecke zu stellenden Anforderungen ermitteln zu können, insbesondere die zulässige Durchzündzeit, seien zunächst die Gesetzmässigkeiten des Spannungszusammenbruches kurz erläutert und dann ihre Einbeziehung in die Rechnung besprochen. Der Vergleich mit Rechenergebnissen an Schaltungen, für die eine ideale Schaltfunkenstrecke angenommen wurde, lässt unmittelbar das von der Zündfunkenstrecke zu fordernde Verhalten erkennen.

Die heutigen Kenntnisse über den Durchschlag einer Funkenstrecke unterscheiden zwischen einer einleitenden Vorent-

ladung, die dem späteren Funken- oder Lichtbogenkanal Ladungen zuführt, ihn schwach leitfähig macht, und der daran anschliessenden Hauptentladung, während der sich ein gut leitendes Plasma zwischen den Elektroden der Funkenstrecke ausbildet und der Widerstand des Funkenkanals von anfänglich sehr hohen Werten (grössenordnungsmässig $10^6 \Omega$) auf sehr kleine Werte (ca. 1Ω) sinkt. Während die Vorprozesse mathematisch bisher nicht erfassbar sind, existieren für die Beschreibung der Hauptentladung zwei Ansätze von *Toepler* bzw. *Rompe-Weizel*.

Toepler [7; 8] setzt auf Grund von empirischen Untersuchungen den augenblicklichen Widerstand R_t eines Funkens indirekt proportional der Ladung, die bis zu dem betrachteten Zeitpunkt über die Funkenstrecke geflossen ist:

$$R_t = \frac{k_T a}{\int_0^t i_t dt} \quad \text{in } \Omega \quad (11)$$

Die Schlagweite a ist in cm, der Strom i_t in A, die sog. Funkenkonstante k_T in Vs/cm einzusetzen. Die Konstante k_T wird von *Toepler* mit $1,5 \cdot 10^{-4}$ Vs/cm angegeben; als brauchbarer Mittelwert wird $1,2 \cdot 10^{-4}$ Vs/cm genannt [9].

Da Gl. (11) über den Beginn der Entladung nichts aussagt, muss für die Gültigkeit dieses Gesetzes ein Anfangswiderstand des Funkenkanals vorausgesetzt werden. Für die Berechnung von Stosskreisen mit Funkenstrecken hat es sich als zweckmässig erwiesen, für den Widerstand R_t anzusetzen:

$$R_t = \frac{k_T a}{q_0 + \int_0^t i_t dt} \quad (12)$$

wobei die Anfangsladung q_0 fallweise so zu wählen ist, dass der Anfangswiderstand $R_{t0} = k_T \cdot a/q_0$ die Spannungsverteilung in dem behandelten Kreis vor Beginn der Hauptentladung nicht stört.

Unter der Annahme, dass die betrachtete Funkenstrecke von einem idealen Kondensator über ideale Verbindungsleitungen eingespeist wird ($R = L = 0$), lässt sich der zeitliche Verlauf des Spannungszusammenbruches berechnen und man erhält für die auf die Ansprechspannung U_0 bezogene Spannung an der Funkenstrecke [9]:

$$\frac{u_t}{U_0} = \frac{1}{1 + e^{E_0 \cdot t/k_T}} \quad (13)$$

E_0 ist die mittlere Zündfeldstärke

Die graphische Darstellung von Gl. (13) liefert für die Zusammenbruchszeit T_z der Funkenstrecke:

$$T_z = \frac{4,5 \cdot 10^6 k_T}{E_0} \quad \text{in ns} \quad (14)$$

wenn die Zündfeldstärke E_0 in kV/cm eingesetzt wird.

Rompe und *Weizel* [10] setzen die Leitfähigkeit des Plasmakanals direkt proportional der Energie, die ihm bis zu dem betrachteten Zeitpunkt zugeführt wurde. Sofern bei kurzdauernden Entladungen (kleiner 10^{-7} s) die Energieverluste des Plasmas durch Abstrahlung vernachlässigbar sind, lässt sich das Gesetz von *Rompe-Weizel* darstellen als:

$$R_t = \frac{p a^2}{m \int_0^t u_t i_t dt} = \frac{p a^2 k_{RW}}{\int_0^t u_t i_t dt} \quad \text{in } \Omega \quad (15)$$

Der Druck p ist in kp/cm^2 , die Schlagweite a in cm, der Strom i_t in A und die Spannung an der Funkenstrecke u_t in V einzusetzen. Die Grösse $m = 1/k_{RW}$ ist die Proportionalitätskonstante zwischen Leitfähigkeit und innerer Energie des Plasmas; über ihre Grösse wird von den Verfassern nichts ausgesagt. *Gänger* [11] gibt sie mit etwa $0,15 \text{ kp/V}^2\text{s}$ an, während eigene Untersuchungen zu einem Wert von $0,25\text{--}0,5 \text{ kp/V}^2\text{s}$ führten.

Auch Gl. (15) legt, ebenso wie das *Toepler*-Gesetz, den Entladungsbeginn nicht fest. Eine Beschreibung des Widerstandsverlaufs während des Zusammenbruches ist also nur möglich, wenn der Funkenstrecke wiederum ein Anfangswert zugeordnet und für den Widerstand R_t angesetzt wird:

$$R_t = \frac{p a^2 k_{RW}}{w_0 + \int_0^t u_t i_t dt} \quad (16)$$

Die Anfangsenergie w_0 und damit der Anfangswiderstand $R_{t0} = k_{RW} p a^2 / w_0$ sind für die Berechnung jeweils so festzulegen, dass die Anfangsbedingungen des Stosskreises durch den endlichen Widerstand R_{t0} nicht verändert werden.

Auch für den Ansatz von *Rompe-Weizel* ist der Spannungsverlauf an der Funkenstrecke berechenbar, und es lässt sich eine Zusammenbruchszeit T_z angeben, die für den Fall der Funkenstreckenspeisung aus einem idealen Kondensator für Luft von Atmosphärendruck die Form annimmt:

$$T_z = \frac{2 k_{RW}}{E_0^2} \tau_z = \frac{6 \cdot 10^3 k_{RW}}{E_0^2} \quad \text{in ns} \quad (17)$$

wenn die Zündfeldstärke E_0 in kV/cm eingesetzt wird. Die Konstante $\tau_z = 3$ ist die Zusammenbruchszeit des in [10] für diesen Fall berechneten Spannungsverlaufes an der Funkenstrecke in einem normierten Zeitmaßstab, dessen Umrechnung in den normalen Zeitmaßstab die Abhängigkeit nach Gl. (17) ergibt.

Es ist bekannt, dass die beiden beschriebenen Gesetzmässigkeiten den Spannungszusammenbruch einer Funkenstrecke qualitativ richtig beschreiben. Ohne auf ihre physikalischen Hintergründe und die quantitative Übereinstimmung mit Messwerten einzugehen, werden zunächst beide Gesetze gleichberechtigt nebeneinander gestellt und in die Rechnung eingeführt. Sie dienen in der angegebenen Form nur dazu, der Zündfunkenstrecke ein zeitabhängiges Widerstandsverhalten zu geben, das durch entsprechende Wahl der Zündfeldstärke in beliebiger Weise variierbar ist. Damit kann der Einfluss der endlichen Durchzündzeit der Schaltfunkenstrecke auf Anstiegszeit und maximale Steilheit einer Steilstoßspannung ermittelt oder umgekehrt bei vorgegebenen Kreisdaten unter Berücksichtigung der geforderten Steilheit die zulässige Zusammenbruchszeit der Funkenstrecke bestimmt werden. Die nachgewiesene qualitative Richtigkeit der Funkengesetze lässt allerdings Ergebnisse erwarten, die den tatsächlichen Verhältnissen nahe kommen.

Die Einführung der Funkengesetze nach Gl. (12) und (16) in die Berechnung von Stosskreisen führt schon bei einem sehr einfachen Schaltungsaufbau zu Systemen von Differentialgleichungen, die analytisch nicht mehr lösbar sind. Es sind daher Näherungsverfahren heranzuziehen; der dazu erforderliche Aufwand ist für eine Vielzahl von Schaltungen und zu variierenden Parametern ohne Einsatz einer elektronischen Rechenmaschine nicht zu bewältigen. Es erwies sich als günstig,

dass von einem vorhandenen Algoprogramm ausgegangen werden konnte, das von *Dommel* [12] ursprünglich für die Untersuchung von Wanderwellen- und Einschwingvorgängen in ein- oder mehrphasigen Netzen aufgestellt worden war. Das Programm sieht vor, dass neben verlustfreien Leitungen konzentrierte Widerstände, Induktivitäten und Kapazitäten sowie ein idealer Schalter zwischen beliebigen Knotenpunkten des Netzwerks liegen können. Die Zahl der Knotenpunkte ist nur durch die Zahl der Speicherplätze der verwendeten Maschine begrenzt. Für die Berechnung der Ausgleichsvorgänge liegt bei den verlustfreien Leitungen das Bergeron-Verfahren, bei den konzentrierten Schaltelementen ein schrittweises Integrationsverfahren der jeweils geltenden Differentialgleichungen zugrunde. Für die Berechnung von Stoßschaltungen wurden Laufzeiterscheinungen nicht berücksichtigt; die Schaltungen bestehen hier also nur aus konzentrierten Elementen. Die Darstellung der Funkenstreckeneigenschaften in Form der Funkengesetze geschieht durch Einsetzen eines ladungs- bzw. energieabhängigen Widerstandes nach Gl. (12) bzw. (16) an Stelle der Funkenstrecke.

Für die grundsätzlichen Untersuchungen über den Einfluss der endlichen Durchzündzeit der Funkenstrecke wurde der einfache Stosskreis nach Fig. 1 herangezogen und die Spannung u_2 an der Belastungskapazität mit dem bei Annahme eines idealen Schalters erhaltenen Verlauf verglichen. Fig. 5 zeigt ein berechnetes Beispiel sowie Schaltung und Daten des verwendeten Kreises. Dem Verlauf, der sich mit einem idealen Schalter als Zündfunkenstrecke ergibt (ausgezogene Kurve), ist die Spannung unter Annahme des Toepler-Ansatzes mit $k_T = 1,2 \cdot 10^{-4}$ Vs/cm (gestrichelte Kurve) bzw. des Rompe-Weizel-Gesetzes mit $k_{RW} = 10$ V²s/kp (punktierte Kurve) gegenübergestellt. Als Zündfeldstärke E_0 sind 100 kV/cm angenommen.

Die durchgeführten Berechnungen ergaben einen erheblichen Einfluss der Funkenstreckeneigenschaften auf den Verlauf der Steilstoßspannung u_2 , der umso grösser ist, je kleiner die Zündfeldstärke E_0 wird. Die endliche zeitliche Widerstandsänderung der Schaltfunkenstrecke vergrössert die Anstiegszeit und reduziert die maximale Steilheit; auch das Überschwingen nimmt ab, was verständlich ist, da der Funkenwiderstand R_f in Serie mit dem Widerstand R_1 zusätzlich dämpfend wirkt. Als wesentliches Ergebnis liess sich aber entnehmen, dass man für den Toepler-Ansatz mit erstaunlicher Genauigkeit die Anstiegszeit T_{a2} der Steilstoßspannung u_2 durch algebraische Addition der durch den Kreis selbst (idealer Schalter) vorgegebenen Anstiegszeit T_{a1} und der idealen Zusammenbruchszeit T_z der Funkenstrecke nach Gl. (14) erhält:

$$T_{a2} = T_{a1} + T_z \quad (18)$$

Dieses Ergebnis bestätigte sich bei allen durchgeführten Berechnungen unabhängig von der Grösse der Zündfeldstärke; es gilt bei grossen Zündfeldstärken E_0 angenähert auch für den Ansatz nach *Rompe-Weizel*. Die ausserordentlich gute Gültigkeit für das Toepler-Gesetz ist auf die gemeinsame Integralabhängigkeit von Funkenwiderstand R_f und Spannung u_2 zurückzuführen ($R_f = k_T a / \int i_t dt$, $u_2 = \frac{1}{C_2} \int i_t dt$ für grossen Parallelwiderstand).

Wenn das grundsätzliche zeitliche Widerstandsverhalten einer Funkenstrecke durch eines der beiden Gesetze richtig beschrieben wird, so lässt Gl. (18) unmittelbar die Anforderun-

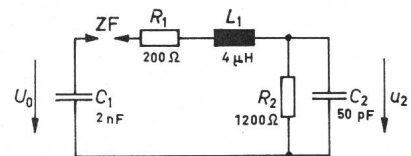
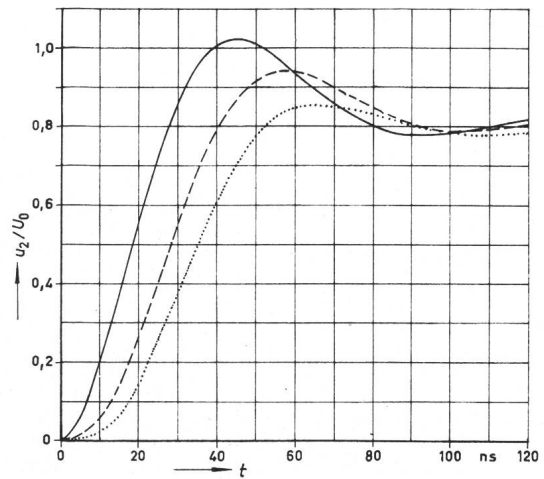


Fig. 5

Einfluss der Zündfunkenstrecke auf den Spannungsverlauf an der Belastungskapazität eines einstufigen Stosskreises

— idealer Schalter als Zündfunkenstrecke; - - - - Zündfunkenstrecke gehorcht dem Toepler-Gesetz; Zündfunkenstrecke gehorcht dem Rompe-Weizel-Gesetz

gen an die Zündfunkenstrecke bei gegebenen Kreisdaten und gewünschter Anstiegszeit erkennen. Für eine Anlage zur Erzeugung von Steilstössen mit Anstiegszeiten von etwa 20 ns, deren Kreisdaten auch bei günstigster Dimensionierung kleinere Anstiegszeiten als etwa 15 ns nicht zulassen, darf die ideale, d. h. in einem Stromkreis mit dem Innenwiderstand Null ermittelte Zusammenbruchszeit der Zündfunkenstrecke nur wenige Nanosekunden betragen. Es bedarf keiner besonderen Erläuterung, daß daher Funkenstrecken üblicher Ausführung als Schaltfunkenstrecken eines Steilstossgenerators ungeeignet sind.

3. Das Durchzünden von Funkenstrecken

Das beschriebene Rechenverfahren liefert neben der gewünschten Steilstoßspannung u_2 auch den Spannungsverlauf an der Funkenstrecke. Dabei ergab sich, dass die Zusammenbruchszeiten in der Schaltung erheblich grösser als die idealen Zusammenbruchszeiten nach Gl. (14) und (17) sind. Dies ist verständlich, da die Schaltelemente des einspeisenden Kreises den Zusammenbruch beeinflussen. Im Gegensatz zur Annahme eines idealen Kondensators mit dem Innenwiderstand Null, die zur Ableitung der Gl. (14) und (17) getroffen wurde und eine Strombegrenzung nur durch den Funkenwiderstand selbst in Rechnung stellt, wirken Induktivität und Ohmscher Widerstand der Schaltung nach Fig. 1 stromverzögernd und strombegrenzend und erzwingen dadurch eine zeitlich langsamere Widerstandsabnahme des Funkenplasmas. Es ist also sicher nicht zulässig, eine Funkenstrecke für sich allein zu betrachten und ihre Eigenschaften als unveränderlich vorauszusetzen. Dieser Tatsache wurde von den Verfassern beider Funkengesetze durch erweiterte Ansätze unter Berücksichtigung des Innenwiderstandes des einspeisenden Kreises Rechnung getragen.

Da die experimentelle Untersuchung des Zusammenbruchsverhaltens von Funkenstrecken nur in Stromkreisen mit end-

lichem Innenwiderstand geschehen kann, werden zunächst die erweiterten Ansätze für die Funkengesetze besprochen und mit Messergebnissen verglichen, bevor auf die Ausführung schnell, d. h. im Zeitbereich einiger Nanosekunden durchzündender Funkenstrecken eingegangen werden kann.

3.1 Die erweiterten Ansätze für die Funkengesetze

Toepler [8] berücksichtigt in einem induktivitätslos angenommenen Kreis den Einfluss eines Dämpfungswiderstandes und erhält als Zusammenhang zwischen Zeit t und Spannung u_t :

$$t = \frac{k_T a}{U_0} \left[b \cdot \ln \frac{U_0 + b u_t}{(2 + b) u_t} + \ln \frac{U_0 - u_t}{u_t} \right] \quad (19)$$

R und C sind Widerstand und Kapazität des einspeisenden Kreises, b bedeutet: $b = RCE_0/k_T$. An Hand von Gl. (19) lässt sich nun zeigen, dass der Zusammenbruchverlauf praktisch immer gleich ist, sofern die Konstante $b > 50$ wird. Dieser Wert ergibt sich bereits für mittlere Werte der Kreisdaten, etwa für $R = 100 \Omega$, $C = 2 \text{ nF}$, $E_0 = 25 \text{ kV/cm}$ ($k_T = 1 \cdot 10^{-4} \text{ Vs/cm}$). Aus der graphischen Darstellung von Gl. (19) erhält man als Zusammenbruchzeit T_z , die also für alle Stromkreise mit $b > 50$ gilt:

$$T_z = \frac{13 \cdot 10^6 k_T}{E_0} \quad \text{in ns} \quad (20)$$

E_0 ist in kV/cm einzusetzen. Der Vergleich der Beziehungen (14) und (20) lässt einen wesentlichen, den Spannungszusammenbruch verlangsamen Einfluss des Dämpfungswiderstandes erkennen.

Eigene Untersuchungen haben gezeigt, dass die Induktivität des Stromkreises praktisch ohne Einfluss auf den Zusammenbruchverlauf ist, wenn der Kreis überkritisch bedämpft betrieben wird und seine induktive Zeitkonstante klein im Vergleich zur Zusammenbruchzeit der Funkenstrecke ist. In diesem Fall beeinflussen allein der Dämpfungswiderstand und die Eigenschaften der Funkenstrecke die Zusammenbruchzeit T_z .

Weizel [13; 14] berücksichtigt Widerstand und Induktivität des Entladekreises unter Zugrundelegung der schon erläuterten Energieabhängigkeit der Plasmaleitfähigkeit. Bereits in dem einfachen RLC -Kreis mit Funkenstrecke zeigt sich aber, dass die gekoppelten Differentialgleichungen für Kondensatorspannung, Strom und Plasmaenergie nicht mehr analytisch, sondern nur noch durch eine maschinelle Integration lösbar sind. Erschwerend kommt hinzu, dass die von *Weizel* normierten dargestellten Grössen nicht ohne weiteres einen Rückschluss auf die tatsächlichen Schaltelemente R , L und C zulassen. Aus den veröffentlichten Rechenergebnissen konnte aber immerhin der Zusammenbruchverlauf einer Funkenstrecke ermittelt werden, die in einem RLC -Kreis betrieben wird, für den die induktive Zeitkonstante L/R gleich der halben kapazitiven Zeitkonstante RC ist. Aus der graphischen Darstellung dieser Abhängigkeit erhält man eine Zusammenbruchzeit τ_z in einem normierten Zeitmaßstab. Rechnet man die normierte Zeit in den normalen Zeitmaßstab um, so erhält man für die Zusammenbruchzeit T_z nach *Weizel*:

$$T_z = \frac{2 \cdot 10^4 k_{RW}}{E_0^2} \quad \text{in ns} \quad (21)$$

Die Zündfeldstärke E_0 ist in kV/cm einzusetzen.

Zur Beurteilung der praktischen Verwertbarkeit der aus den erweiterten Funkengesetzen hergeleiteten Zusammenbruchs-

zeiten nach Gl. (20) und (21) wurden die Zündverläufe von Funkenstrecken über einen weiten Feldstärkebereich E_0 experimentell untersucht. Diese Messungen geschahen in einem Stosskreis, dessen Daten den Voraussetzungen entsprachen, die zur Ableitung der Gl. (20) und (21) getroffen wurden. Der Vergleich von Mess- und Rechenwerten ergab eine gute Übereinstimmung im Falle des *Toepler*-Ansatzes, sofern die Konstante $k_T = 1 \cdot 10^{-4} \text{ Vs/cm}$ gesetzt wird. Für Zündfeldstärken von 50 kV/cm und mehr stimmen Messung und Rechnung exakt überein, für kleinere Feldstärken liegen die Messwerte etwas niedriger als die Rechenwerte. Dagegen ist eine Erklärung der gemessenen Zeiten durch die nach dem *Weizel*-Ansatz ermittelte Gl. (21) nicht möglich, auch nicht durch eine entsprechende Anpassung der Konstanten k_{RW} . Mess- und Rechenwerte stimmen nur in einem eng begrenzten Feldstärkebereich überein; für kleinere Zündfeldstärken liefert die Rechnung viel zu grosse, für höhere Werte von E_0 aber viel zu kleine Zusammenbruchzeiten. Es scheint, als ob diese Unstimmigkeiten nur durch eine Revision des Ansatzes zu beheben sind.

Für die vorliegende Arbeit mag als Ergebnis genügen, dass das Funkengesetz nach *Toepler* in seiner erweiterten Form den messtechnisch ermittelten zeitlichen Zusammenbruchverlauf einer Funkenstrecke zufriedenstellend beschreibt. Es darf daher mit Recht angenommen werden, dass auch die zeitliche Widerstandsänderung des Funkenkanals mit guter Näherung dem *Toepler*-Gesetz folgt. Mit dieser Feststellung gewinnen die Ergebnisse der rechnerischen Behandlung eines Stosskreises, dessen Zündfunkenstrecke eine Charakteristik nach dem *Toepler*-Ansatz aufweist, und insbesondere die Gl. (18) an Bedeutung.

3.2 Schnellzündende Funkenstrecken

Aus Gl. (20) bzw. (14) folgt unmittelbar, dass die Zusammenbruchzeit einer Funkenstrecke nur dann klein wird, wenn die Zündung bei einer grossen Feldstärke erfolgt. Hohe Zündfeldstärken sind erreichbar durch kleine Schlagweiten im homogenen Feld und durch hohen Druck. Diese Konzeption führt zur Druckgasfunkenstrecke, deren geringe Zusammenbruchzeit seit langem bekannt ist und für vielfältige Probleme Anwendung fand. Allerdings erwachsen bei einer Anwendung für eine einstufige Anlage mit 800 kV maximaler Ladespannung, wie sie im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und später beschrieben wird, erhebliche mechanische und elektrische Schwierigkeiten, so dass auf die Anwendung einer Druckgasfunkenstrecke in der herkömmlichen Form, etwa einer Kugelfunkenstrecke, nicht zurückgegriffen werden konnte.

Wiesinger [3] fand bei seinen Untersuchungen über stossstromionisierte Funkenstrecken, dass Mehrfach-Plattenfunkenstrecken, wie sie als Löschfunkenstrecken in Überspannungsableitern Anwendung finden, neben dem bekannten guten Löschverhalten aussergewöhnliche Durchzündeeigenschaften aufweisen. Die aus serienmässigen Ableitern stammenden Funkenstrecken bestehen aus verkupferten Aluminiumscheiben, die durch Glimmerringe voneinander isoliert sind (Fig. 6). Die Schlagweite der Einzelstrecke ist durch die Stärke der Glimmerscheibe bestimmt und liegt im Bereich von 0,1...0,5 mm. *Wiesinger* ermittelt für eine aus 40 Einzelstrecken bestehende Mehrfach-Plattenfunkenstrecke eine Durchzündzeit von wenigen Nanosekunden und führt dieses schnelle Zusammenbruchverhalten auf die induktivitätsarme Eigenkapazität der Einzelstrecke zurück. Je zwei Elektroden bilden nämlich einen Kondensator mit der Glimmerlage als Dielektrikum.

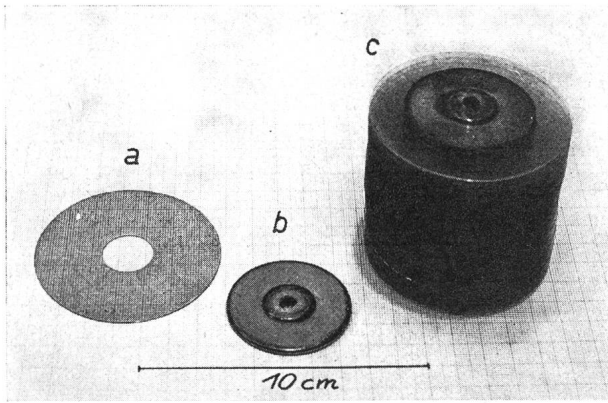


Fig. 6
Mehrfach-Plattenfunkenstrecke

a Glimmer-Isolierscheibe; b Plattenelektrode; c Plattenstapel

Die Entladung geschieht im Zentrum des ringförmigen Kondensators, so dass eine Koaxialanordnung geringster Induktivität entsteht. Die aufgeladene Eigenkapazität stellt also eine Spannungsquelle mit kleinem Innenwiderstand dar, die nach dem Ansprechen der zugehörigen Funkenstrecke ihre Ladung sehr schnell in den Funkenkanal überführen kann und dadurch für eine rasche Widerstandsabnahme, also für ein schnelles Zusammenbrechen sorgt. Diese Überlegungen stehen im Einklang mit den Ausführungen von Weizel [14], der eine praktisch gleichartig aufgebaute Einzelfunkenstrecke beschreibt und ihre Durchzündzeit mit etwa 5 ns angibt.

In Kenntnis dieser Gegebenheiten wurden eigene Untersuchungen angestellt, um die Grösse der erforderlichen Eigenkapazität einer Funkenstrecke abschätzen und einige Unstimmigkeiten in der Wirkungsweise von Mehrfach-Funkenstrecken klären zu können. Zu diesem Zweck wurde ein Plattenstapel von 40 Einzelstrecken mit je 0,3 mm Schlagweite in einer Schaltung nach Fig. 7 untersucht. Den gemessenen Zusammenbruchverlauf dieser als Abschneidefunkenstrecke eingesetzten Anordnung zeigt Fig. 8. Der Spannungszusammenbruch ist deutlich aus zwei Bereichen zusammengesetzt. Nach dem Ansprechen erfolgt zunächst innerhalb 4 ns ein Zusammenbruch auf etwa $\frac{1}{3}$ der Zündspannung; nach einer deutlich erkennbaren Stufe sinkt die Spannung an der Funkenstrecke wesentlich langsamer ab und nähert sich asymptotisch der Nulllinie. Dieser 2-stufige Zusammenbruch lässt sich aus der Prüfschaltung (Fig. 7) erklären. Der aus einer Gleich- oder Stoßspannungsquelle aufgeladene Kondensator C_1 wird durch die Zündfunkenstrecke ZF auf das Prüfobjekt, hier die Mehrfach-Plattenfunkenstrecke, geschaltet. Nach dem Zünden des Prüfobjekts verhindert die zwar kleine, aber endliche Induk-

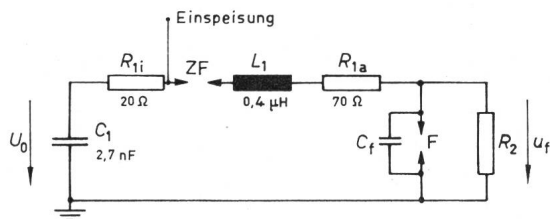


Fig. 7
Prüfschaltung zur Untersuchung des Durchzündverhaltens von Funkenstrecken

C_1 Stosskapazität; R_{1i} , R_{1a} innerer und äusserer Dämpfungswiderstand; ZF Zündfunkenstrecke; L_1 Induktivität; R_2 Entladewiderstand; F untersuchte Funkenstrecke; C_f Eigenkapazität der untersuchten Funkenstrecke; U_0 Ladespannung der Stosskapazität; u_f Spannung an der untersuchten Funkenstrecke

tivität L_1 die sofortige Stromzuführung aus dem Kondensator C_1 , so dass der Funkenkanal nur aus der Eigenkapazität C_f gespeist wird. Da der Stromkreis Eigenkapazität/Funkenstrecke, wie bereits ausgeführt, einen sehr kleinen Innenwiderstand hat, geschieht die Ladungszuführung sehr schnell und der Zusammenbruch wird nur durch die Vorgänge im Funken selbst beeinflusst. Im Oszillogramm äussert sich dies im ersten, innerhalb von 4 ns ablaufenden Einbruch. Wenn die Eigenkapazität entladen ist, hat der Funkenkanal einen von der eingebrachten Ladung abhängigen Widerstandswert angenommen; bei Vernachlässigung aller Induktivitäten stellt sich dann eine Spannung ein, deren Grösse durch die Teilung an den Widerständen R_{1i} und R_{1a} sowie dem Funkenwiderstand bestimmt ist (Funkenwiderstand klein gegenüber dem Teilerwiderstand R_2 vorausgesetzt).

Der so vorbereitete Funkenkanal wird anschliessend vom Kondensator C_1 des Hauptkreises gespeist, wodurch sein Widerstand weiter abnimmt. Da die nun wirksame Spannungsquelle aber einen endlichen Ohmschen Innenwiderstand $R_{1i} + R_{1a}$ und eine merkliche Induktivität L_1 hat, geschieht die weitere Widerstandsverkleinerung gemäss den Ausführungen von Abschnitt 3.1 entsprechend langsamer.

Der gemessene Vorgang nach Fig. 8 kann also erklärt werden durch die Speisung der Entladestrecke aus zwei parallelen Stromkreisen unterschiedlichen Innenwiderstandes. Der

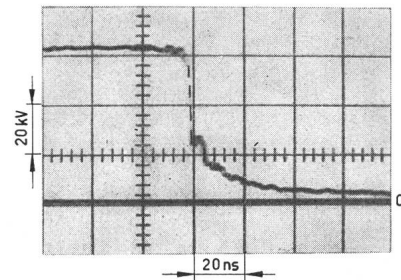


Fig. 8
Spannungszusammenbruch einer Mehrfach-Plattenfunkenstrecke

schnelle Abschnitt des Zusammenbruches wird durch die induktivitätsarme Eigenkapazität verursacht, der langsame Teil entspricht in seinem Verlauf dem korrespondierenden Teil des Spannungszusammenbruches einer gleichen Funkenstrecke, deren Eigenkapazität aber praktisch Null ist und deren Entladungsstrecke somit nur aus dem Hauptkreis gespeist wird. Diese Erklärung wurde durch Variation der Grösse der Eigenkapazität C_f experimentell nachgewiesen. Wird die Kapazität vergrössert, so erhöht sich der schnelle Anteil und der Knickpunkt des Spannungszusammenbruches wandert zur Nulllinie und umgekehrt.

Zu beachten ist nun allerdings, dass generelle Dimensionierungsregeln für die erforderliche Grösse der Funkenstreckenkapazität nicht aufgestellt werden können, da der Innenwiderstand des einspeisenden Kreises ebenfalls auf die Lage des Knickpunktes Einfluss nimmt. Vergrössert man bei vorgegebener Funkenstreckenkapazität C_f und Ansprechspannung U_0 den Ohmschen Innenwiderstand $R_{1i} + R_{1a}$, so wird der am Funkenwiderstand abfallende Spannungsanteil verkleinert, was sich ebenfalls in einer Verschiebung des Knickpunktes zur Nulllinie hin äussert. Obwohl an der Funkenstrecke nichts verändert wurde, bricht sie, vom Messteiler R_2 aus betrachtet, schneller zusammen. Jeder Kreis bedarf also einer eigenen

Untersuchung, soweit die Auslegung der Funkenstrecke bei gegebenen Anforderungen an die Form des Zusammenbruches betroffen ist. Soll beispielsweise der schnelle Zusammenbruchsbereich einer Funkenstrecke in einem Kreis mit 100Ω Innenwiderstand 10% der Zündspannung U_0 erreichen, so muss der Funkenwiderstand im Knickpunkt etwa 10Ω betragen. Auf Grund der durchgeführten Versuche ist dazu für eine Funkenstrecke mit homogenem oder schwach inhomogenem Feld eine in der Eigenkapazität gespeicherte Ladung von ca. $10 \mu\text{C}/\text{cm}$ Schlagweite erforderlich.

Erwähnt sei schliesslich noch, dass auch der Einbauort entscheidend für das Verhalten der Funkenstrecke ist. Betreibt man die gleiche Funkenstrecke in dem Kreis nach Fig. 7 als Zündfunkenstrecke, so tritt ein langsamer Durchbruchsbereich nicht mehr in Erscheinung und die Eigenkapazität bestimmt allein die Geschwindigkeit des Spannungsanstiegs am Messleiter R_2 . Da das Durchzünden nun auf den Teiler geschieht, der vergleichsweise hochohmig ist, kann der Funkenwiderstand hier einen wesentlich grösseren Wert als im Falle der Abschneidefunkenstrecke nach Beendigung des schnellen Zusammenbruchsteiles aufweisen und die Funkenstrecke trotzdem als zusammengebrochen erscheinen. Der Betrieb als Zündfunkenstrecke stellt demnach an die Durchzündeigenschaften geringere Anforderungen.

Die Anwendung einer Mehrfachfunkenstrecke in einer Stossanlage macht eine Veränderbarkeit der Ansprechspannung notwendig. Es bietet sich an, die Funkenstrecke zu diesem Zweck mit variablem Druck zu betreiben. Während die Unter-

suchung des Durchzündverhaltens einer Mehrfach-Plattenfunkenstrecke bei Überdruck an den messtechnischen Möglichkeiten scheiterte (der verwendete Stossoszillograph hat eine grösste zeitliche Auflösung von $20 \text{ ns}/\text{cm}$), konnte das Verhalten bei Unterdruck näher betrachtet werden. Hier ergab sich nun die überraschende Tatsache, dass die Mehrfach-Plattenfunkenstrecke auch bei einem Druck von 100 Torr noch die gleichen Eigenschaften aufweist und innerhalb weniger Nanosekunden durchzündet. Da sich die Ansprechspannung in Übereinstimmung mit dem Paschen-Gesetz mit verringertem Druck ebenfalls verkleinert, wird die in der Eigenkapazität gespeicherte Ladung in gleichem Masse reduziert und dadurch ihre Wirksamkeit auf den Zusammenbruch beeinträchtigt. Ausserdem verlangen beide Funkengesetze eine dem Druck indirekt proportionale Abhängigkeit der Durchzündzeit und stehen damit im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen. Es muss daher angenommen werden, dass dem Zündmechanismus von Mehrfach-Plattenfunkenstrecken eine weitere, bisher nicht erkannte oder nicht beachtete Erscheinung zugrunde liegt.

Zur Klärung dieses Verhaltens wurden die verschiedenen Versuchsfunkenstrecken in der Prüfschaltung nach Fig. 7 als Zündfunkenstrecke eingesetzt und der Zündvorgang mit dem niederohmigen Ohmschen Teiler R_2 registriert. Um klare Aussagen über den Zündmechanismus treffen zu können, wurde die Zahl der Einzelfunkenstrecken von $1 \dots 40$ und der Plattenabstand von $0,1 \dots 1 \text{ mm}$ verändert.

Die Fig. 9a...9e zeigen die gemessenen Durchbruchsvorgänge von 1, 2, 4, 10 und 30 in Serie geschalteten

Einzelstrecken von je $0,1 \text{ mm}$ Schlagweite und je 180 pF Eigenkapazität. Eine einzelne Strecke (Fig. 9a) zündet in etwa 4 ns , das ist die durch den Prüfkreis vorgegebene minimale Anstiegszeit. Schaltet man zwei Strecken in Serie, so geschieht der Zusammenbruch deutlich in zwei Stufen (Fig. 9b). Zur Erklärung dieses Verlaufes dient Fig. 10. Vor dem Ansprechen der Teilfunkenstrecken, die als Schalter F_1 und F_2 mit den idealen Parallelkapazitäten C_{f1} und C_{f2} angenommen sind, sei die Ladespannung U_0 des einspeisenden Kondensators C_1 gleichmässig auf beide Strecken verteilt; für den Fall, dass $C_{f1} = C_{f2} = C_f$ ist – was angenommen werden darf – ist die Kapazität der gesamten Funkenstrecke zwischen den Punkten 1 und 3 gleich $C_f/2$. Wenn zunächst die Teilstrecke F_1 durchschlägt, so entlädt sich ihre Eigenkapazität C_{f1} über den Funkenkanal. Da C_{f1} nun kurzgeschlossen ist, erhöht sich die Kapazität der gesamten Funkenstrecke sprunghaft auf den Wert $C_{f2} = C_f$, und auf der Einspeiseseite von C_{f2} (Punkt 2) springt die Spannung von $U_0/2$ auf U_0 . Da das Potential des Punktes 1 und nach dem Zünden von F_1 auch das des Punktes 2 als starr angenommen werden kann und die am Punkt 3 über den Teiler R_2 geerdete Kapazität C_{f2} einen Rechteckstoss unverändert überträgt, erscheint die momentane Spannungsänderung vom Betrag $U_0/2$ zunächst in voller Höhe am Messleiter R_2 ($R_2 \gg R_1$). In dem Masse, wie C_{f2} nunmehr auf die volle Spannung U_0 aufgeladen wird, verschwindet die Spannung am Teiler wieder; die Aufladung der Kapazität und damit der Spannungsrückgang am Teiler erfolgen

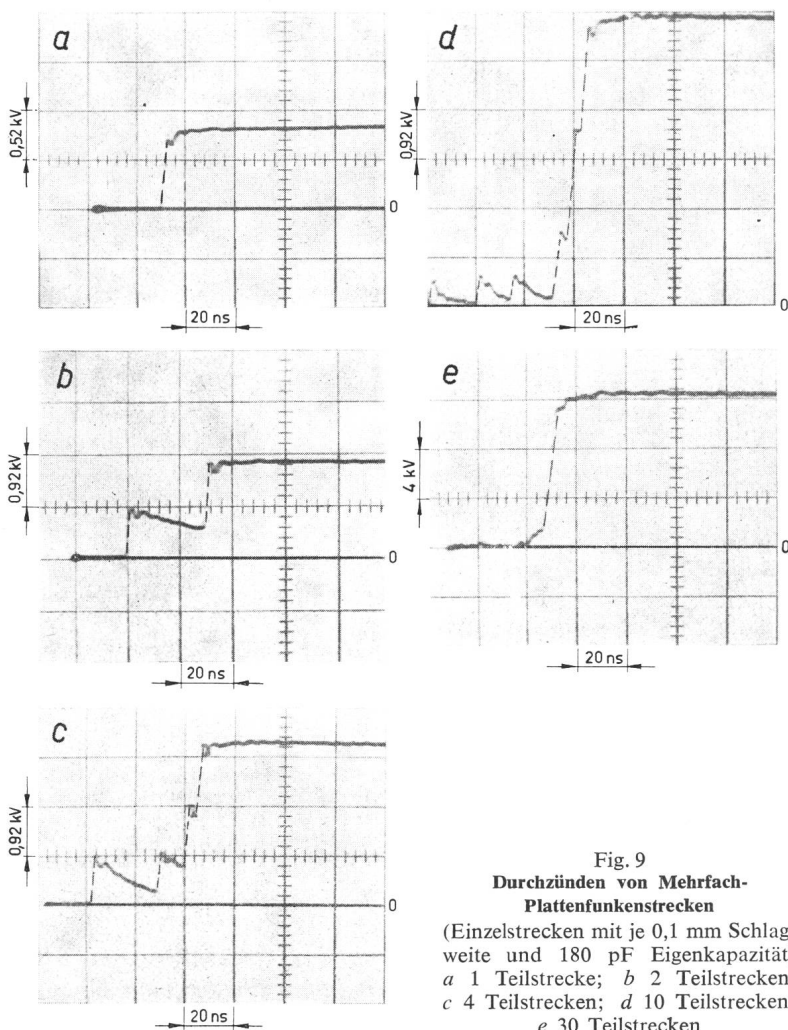


Fig. 9
Durchzünden von Mehrfach-
Plattenfunkenstrecken

(Einzelsectren mit je $0,1 \text{ mm}$ Schlagweite und 180 pF Eigenkapazität)
a 1 Teilstrecke; b 2 Teilstrecken;
c 4 Teilstrecken; d 10 Teilstrecken;
e 30 Teilstrecken

mit der dem Kreis eigenen kapazitiven Zeitkonstanten, die mit $R_2 \gg R_1$ und $C_1 \gg C_{f2}$ angenähert durch $R_2 C_{f2}$ gegeben ist. Wenn die Funkenstrecke F_2 der vom Wert $U_0/2$ auf U_0 exponentiell ansteigenden Spannung standhält, so geht die Spannung am Teilerkopf (Punkt 3) schliesslich wieder auf Null zurück; die Kapazität C_{f2} der Funkenstrecke F_2 ist dann mit der vollen Spannung U_0 aufgeladen, und der zunächst durch den Entladestrom von C_{f1} , später durch den Ladestrom von C_{f2} gespeiste Funke der Strecke 1 erlischt. Wenn aber die Funkenstrecke F_2 während des Spannungsanstiegs durchschlägt, so entlädt sich C_{f2} über den Funken und die volle Ladespannung U_0 wird auf den Teiler geschaltet, von dem sie nunmehr mit der grossen Zeitkonstante $R_2 C_1$ verschwindet.

Die Erklärung der Fig. 9b zeigt auf, dass die Zündung der beiden Funkenstrecken nicht gleichzeitig, sondern nacheinander geschieht. Die zuletzt ansprechende Strecke hat eine höhere Zündspannung, also auch eine grössere Zündfeldstärke als die erstzündende. In Übereinstimmung mit den Aussagen der Funkengesetze muss ihr Zusammenbruch also schneller erfolgen als der der ersten Funkenstrecke.

Fig. 9c zeigt das Durchzünden von 4, Fig. 9d von 10 und Fig. 9e von 30 in Serie geschalteten Plattenfunkenstrecken. Während bei 4 Einzelstrecken noch deutlich der aufeinanderfolgende 4-fache Zusammenbruch erkennbar ist, weist die 10-teilige Strecke bereits einen nur noch geringfügig gestörten steilen Zusammenbruch auf, zeigt allerdings am Anfang eine Reihe von nicht zum Gesamtdurchschlag führenden Teildurchbrüchen. Bei 30 Einzelstrecken wird der Zusammenbruch vollkommen glatt, und nur die Unruhe des Strahles vor dem Einsetzen des Gesamtdurchschlags lässt auf den vorausgehenden Zusammenbruch einer Anzahl von Einzelstrecken schliessen. Die zunehmende Verkleinerung der kapazitiv auf den Teiler überkoppelten Amplituden dieser Einzeldurchbrüche ist auf die mit steigender Plattenzahl verbundene Verkleinerung der Gesamtkapazität der Funkenstrecke zurückzuführen. Mit der Verringerung der Gesamtkapazität erniedrigt sich auch die Ladezeitkonstante, mit der die verbleibenden Funkenstrecken nach dem vorzeitigen Durchzünden einer oder mehrerer Einzelstrecken auf die volle Spannung nachgeladen werden.

Die beschriebenen Versuchsergebnisse weisen also schlüssig nach, dass die Einzelstrecken von Mehrfach-Plattenfunkenstrecken nicht gleichzeitig, sondern einzeln oder in Gruppen nacheinander zünden. Die letztzündende Strecke oder Gruppe von Einzelstrecken erhält die gesamte, vorher über die ganze Funkenstrecke aufgeteilte Spannung und bricht entsprechend der überhöhten Feldstärke sehr schnell zusammen. Zu berücksichtigen ist dabei, dass nicht nur die von den Funkengesetzen geforderte Feldstärkeabhängigkeit der Zusammenbruchszeit eine Rolle spielt, sondern auch die in der Eigenkapazität gespeicherte Ladung einen entsprechend grösseren Wert annimmt und den schnellen Zusammenbruch begünstigt.

Dieser Zündmechanismus einer Mehrfach-Plattenfunkenstrecke lässt es verständlich erscheinen, dass eine solche Funkenstrecke auch bei Unterdruck in sehr kurzer Zeit durchbricht. Es ist anzunehmen, dass die letztzündenden Teilstrecken bei einer Feldstärke ansprechen, die zumindest die mittlere Zündfeldstärke bei Normaldruck erreicht.

Die erläuterten Untersuchungsergebnisse lassen allgemeingültige Aussagen über die Bedingungen zu, unter denen eine Funkenstrecke schnell zündet:

a) Die Funkenstrecke muss eine Eigenkapazität solcher Grösse und so geringen Innenwiderstandes bzw. so hoher Eigenresonanz besitzen, dass dem Funken in der für den Zusammenbruch zur Verfügung stehenden Zeit die erforderliche Ladung zugeführt werden kann; die Grösse dieser Ladung ist nicht nur von der Funkenstrecke selbst, sondern auch von dem Kreis abhängig, in dem sie betrieben wird.

b) Mehrfachfunkenstrecken mit Eigenkapazität, deren einzelne Elemente nicht gleichzeitig, sondern nacheinander zünden, schaffen sich an den letztzündenden Strecken die zu einem schnellen Spannungszusammenbruch notwendige hohe Zündfeldstärke von selbst.

Auf Grund dieser Aussagen ist es möglich, auch anders als Mehrfach-Plattenfunkenstrecken aufgebaute, schnell durchzündende Funkenstrecken zu entwickeln.

4. Die Induktivität von Stosskreisen

Im Abschnitt 2 wurde gezeigt, dass die Induktivität eines Stosskreises einen wesentlichen Einfluss auf den zeitlichen Verlauf der Steilstoßspannung ausübt. Während bei Stossanlagen herkömmlicher Bauart zur Erzeugung der Normstossspannung $1,2/50 \mu\text{s}$ in der Regel der Einfluss der Induktivität auf die Kurvenform vernachlässigt wird, weshalb die Ermittlung der Kreisdaten mit Näherungsformeln geschehen kann, ist dies bei Steilstoßgeneratoren nicht mehr zulässig. Da der gesamte, die Spannungstirn bestimmende Kreis nur wenige μH Induktivität aufweisen darf, ist zunächst die Induktivität eines herkömmlich aufgebauten Stosskreises zu untersuchen, um Aussagen über die möglichen Bauformen eines Steilstoßgenerators treffen zu können.

Betrachtet man einen solchen Stosskreis, so lässt sich die Induktivität der die Spannungstirn bestimmenden Elemente aufteilen in die des Stossgenerators selbst und die der Verbindungsleitung zwischen Stossgenerator und Prüfobjekt, wenn man voraussetzt, dass das Prüfobjekt die einzige kapazitive Belastung darstellt.

Stossgeneratoren in der Marxschen Vervielfachungsschaltung sind heute die übliche Stoßspannungsquelle. Ihr Aufbau kann auf so vielfältige Weise geschehen, dass allgemeingültige Angaben über die Induktivität unmöglich sind. Immerhin lässt sich aber als Erfahrungswert eine Stufeninduktivität von $2...3 \mu\text{H}$ nennen, so dass man bei einer angenommenen Ladespannung von 200 kV einen Richtwert von $10...15 \mu\text{H/MV}$ Summenladespannung erhält.

Im Gegensatz dazu kann der auf die Verbindungsleitung zwischen Stossgenerator und Prüfobjekt entfallende Induktivitätsanteil gut abgeschätzt werden. Aus Isolationsgründen ist es bekanntlich unerlässlich, das Prüfobjekt in einer Entfernung von der Stossanlage aufzustellen, deren Mindestmass durch den erforderlichen Sicherheitsabstand vorgeschrieben wird. Im allgemeinen wird man diesen Abstand aber überschreiten müssen, um eine Beeinflussung des Prüfobjektes durch das elektrische Feld des Hochspannungserzeugers gering zu halten. Für eine überschlägige Rechnung kann als Mindestabstand eine Distanz angenommen werden, die der räumlichen Höhe des Spannungserzeugers entspricht, also etwa $3...4 \text{ m/MV}$ Summenladespannung. Dadurch ergeben sich Zuleitungen von $6...8 \text{ m/MV}$ Summenladespannung.

Um verbindliche Aussagen machen zu können, wurden sowohl rechnerisch als auch experimentell verschiedene Rechteck-Leiterschleifen untersucht, wobei die umschlossene Fläche bzw. der Umfang, der Leiterdurchmesser und der Abstand der Schleife gegenüber geerdeten Flächen variiert wurden. Zur Ermittlung des Einflusses der Erdrückleitung, die bei Stoss-

anlagen in der Regel über eine leitfähige Platte geschieht, waren bei einigen Anordnungen eine oder mehrere Rechteckseiten durch derartige Platten ersetzt.

Die Berechnung der Induktivität auch komplizierterer Anordnungen ist in der Literatur ausführlich behandelt (z. B. [15; 16]). So gilt für eine aus einem Rundleiter aufgebaute Rechteckschleife unter Vernachlässigung des Skineffektes:

$$L = 4 \left[a \cdot \ln \frac{2ab}{r(a + \sqrt{a^2 + b^2})} + b \cdot \ln \frac{2ab}{r(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + 2\sqrt{a^2 + b^2} - 1,75(a + b) \right] \cdot 10^{-3} \quad (22)$$

L erhält man in µH, wenn die Seitenlängen a und b des Rechtecks und der Leiterradius r in cm eingesetzt werden. Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Beziehung ist, dass r ≪ a, b, und dass der verwendete Leiter aus nichtmagnetischem Material besteht.

Hoffstätter konnte zeigen, dass sich in die Gl. (22) der Schleifenumfang 2(a + b) einführen und die Induktivität der Anordnung bezogen auf den Umfang, also die Induktivität L₀ pro Längeneinheit, folgendermassen ausdrücken lässt:

$$L_0 = \frac{L}{2(a + b)} = 0,2 \left[\ln \frac{2(a + b)}{d} - \ln \frac{1 + \frac{b}{a}}{\frac{b}{a}} - \frac{1}{1 + \frac{b}{a}} \cdot \ln \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2} \right) - \frac{\frac{b}{a}}{1 + \frac{b}{a}} \cdot \ln \left(\frac{b}{a} + \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2} \right) + 2 \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2}}{1 + \frac{b}{a}} - 1,06 \right] \text{ in } \frac{\mu\text{H}}{\text{m}} \quad (23)$$

Vereinfacht kann man schreiben:

$$L_0 = 0,2 \left[\ln \frac{2(a + b)}{d} - f\left(\frac{b}{a}\right) - 1,06 \right] \text{ in } \frac{\mu\text{H}}{\text{m}} \quad (24)$$

wenn Umfang 2(a + b), Leiterdurchmesser d und die Rechteckseiten a und b in gleichen Dimensionen eingesetzt werden.

Gl. (24) macht deutlich, dass die Induktivität einer rechteckförmigen Schleife nur vom Umfang, dem Leiterdurchmesser sowie von einer Korrekturfunktion f(b/a) abhängt, die die Schleifenform berücksichtigt und deren Definition unmittelbar aus Gl. (23) ersichtlich ist. Tabelle I enthält die Grösse der Korrekturfunktion für verschiedene Rechteckformen.

Grösse der Korrekturfunktion

Tabelle I

b/a	1	0,6	0,4	0,2	0,1
f(b/a)	0,16	0,22	0,35	0,71	1,21

Die Beziehungen für die Induktivität sind für diese Fälle in Tabelle II zusammengestellt.

Man erkennt, dass im Bereich von b/a = 0,6 – 1 der Einfluss der Schleifenform noch sehr gering ist.

Die erstmals von Hoffstätter abgeleitete Gl. (24) lässt sich weiter umformen und in eine anschauliche, nur noch vom Leiterdurchmesser d abhängige Form bringen, in der der Um-

$\frac{b}{a}$	L_0	Einheit	Gl.
1	$0,2 \left[\ln \frac{2(a + b)}{d} - 1,22 \right]$	$\frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$	(25a)
0,6	$0,2 \left[\ln \frac{2(a + b)}{d} - 1,28 \right]$	$\frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$	(25b)
0,4	$0,2 \left[\ln \frac{2(a + b)}{d} - 1,41 \right]$	$\frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$	(25c)
0,2	$0,2 \left[\ln \frac{2(a + b)}{d} - 1,77 \right]$	$\frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$	(25d)
0,1	$0,2 \left[\ln \frac{2(a + b)}{d} - 2,27 \right]$	$\frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$	(25e)

fang 2(a + b) als Parameter auftritt. Unter der Voraussetzung, dass das Seitenverhältnis zwischen 0,6 und 1 liegt, erhält man:

$$2(a + b) = 2 \dots 5 \text{ m: } L_0 = 1,4 - 0,2 \cdot \ln d \approx 0,2 \cdot \ln 1000/d \quad (26a)$$

$$2(a + b) = 5 \dots 15 \text{ m: } L_0 = 1,6 - 0,2 \cdot \ln d \approx 0,2 \cdot \ln 3000/d \quad (26b)$$

$$2(a + b) = 15 \dots 45 \text{ m: } L_0 = 1,8 - 0,2 \cdot \ln d \approx 0,2 \cdot \ln 8000/d \quad (26c)$$

L₀ ergibt sich in µH/m, wenn d in mm eingesetzt wird. Der durch die getroffenen Abrundungen sowie durch die Festlegung der Umfangsgrenzen maximal mögliche Fehler beträgt ± 0,1 µH/m.

Die Gl. (25) und (26) wurden experimentell überprüft. Dazu wurde ein Kondensator auf die Versuchsschleife entladen und die sich an den Anschlusspunkten der Schleife ausbildende schwach gedämpfte Schwingung oszillographiert. Aus Schwingungsdauer und Dämpfung sowie der Kapazität des einspeisenden Kondensators konnte die gesuchte Induktivität nach bekannten, einfachen Regeln berechnet werden. Die Messung erbrachte eine innerhalb der angegebenen Unsicherheitsgrenzen liegende Bestätigung der Gl. (25) und (26). Weiterhin zeigten die experimentellen Untersuchungen, dass die unmittelbare Nähe geerdeter Teile die Induktivität in erheblichem Masse reduziert. Während bei Leiterdurchmessern von einigen mm der Erdeinfluss vernachlässigt werden kann, wenn der Abstand von Erde grösser als 1 m ist, muss bei grösseren Durchmessern der Erdbestand mehr als den 20-fachen Leiterdurchmesser betragen. Die durchgeführten Untersuchungen zeigten auch auf, dass die Gl. (26a)...(26c) nicht nur für geschlossene Drahtschleifen gelten, sondern auch auf Anordnungen angewendet werden können, bei denen eine oder mehrere Rechteckseiten als leitfähige Platten ausgeführt sind. Als Schleifenumfang ist dann aber nur die tatsächliche Leiterlänge, nicht aber der auf die Platten entfallende Anteil einzusetzen. Dies ist verständlich, da die Selbstinduktivität einer Platte gegenüber der eines Einzelleiters vernachlässigbar ist.

Wendet man Gl. (26) auf die mit 6...8 m/MV Summenladespannung ermittelte Länge der Verbindungsleitung zwischen Stossgenerator und Prüfobjekt an, so erhält man unter Zugrundelegung eines Leiterdurchmessers von einigen mm bis zu einigen cm die anteilige Induktivität zu 10...15 µH. Der gesamte Stosskreis, also Stossgenerator, Verbindungsleitung und induktivitätsarm vorausgesetztes Prüfobjekt, weist somit pro MV Summenladespannung eine Induktivität von 20...30 µH auf.

Für die Ausführung eines Steilstossgenerators, der bei einer Ladespannung von grössenordnungsmässig 1000 kV eine In-

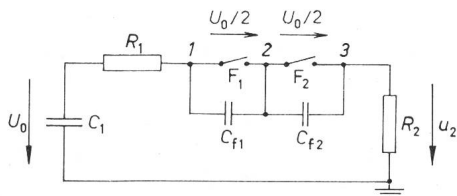


Fig. 10

Ersatzschaltbild einer aus zwei Teilstrecken bestehenden Mehrfach-Funkenstrecke

C_1 Stosskapazität; C_{f1} , C_{f2} Eigenkapazität der beiden Teilstrecken;
 R_1 Dämpfungswiderstand; R_2 Entladewiderstand (Messteiler);
 F_1 , F_2 ideale Funkenstrecken; U_0 Ladespannung der Stosskapazität;
 u_2 Spannung am Messteiler

duktivität von nur 2...3 μH haben darf, ergeben sich aus den durchgeführten Untersuchungen die Konsequenzen:

1. Die Anwendung einer Vervielfachungsschaltung ist wegen der durch die internen Schaltverbindungen verursachten zu grossen Induktivität nicht möglich;

2. Das Prüfobjekt muss in den Stossgenerator einbezogen werden, um Verbindungsleitungen zu vermeiden.

5. Möglichkeiten zur Steilstosserzeugung

Es ist denkbar, die für einen Steilstossgenerator erforderliche kleine Induktivität dadurch zu erzielen, dass man den Stosskreis unter Druckluft betreibt und damit seine Abmessungen klein hält. Eine solche Lösung ist aber in der Anwendbarkeit beschränkt und nur für spezielle Anlagen sinnvoll. Untersucht wurden daher nur Anordnungen, die eine allgemeine technische Verwendbarkeit garantieren.

Nach der Abschätzung der durch einen herkömmlichen Stossgenerator gegebenen Möglichkeiten wird neben der einstufigen Stossanlage die Wanderwellenleitung kurz behandelt und schliesslich gezeigt, dass eine technisch und wirtschaftlich sinnvolle Lösung der Aufgabenstellung durch eine Nachkreisschaltung zu einem Marxschen Stossgenerator möglich ist.

Der Stossgenerator in der Marxschen Vervielfachungsschaltung wird in der Regel mit einer Grundbelastungskapazität betrieben, die zusammen mit dem Dämpfungswiderstand für die Form der Spannungstirn verantwortlich ist. Da die Abstimmung dieser beiden Schaltelemente so geschieht, dass im Leerlauf, also ohne zusätzliche Prüflast, an der Belastungskapazität eine Stoßspannung mit einer an der unteren Toleranzgrenze liegenden Stirnzeit auftritt (0,84 μs für die Normwelle 1,2/50), ist bei Stossgeneratoren normgerechter Ausführung die maximal erzielbare Spannungsteilheit von vornherein auf einige $\text{MV}/\mu\text{s}$ begrenzt. Grössere Steilheiten sind allerdings erzielbar, wenn die Anlage ohne Belastungskapazität betrieben wird. Legt man für eine 1-MV-Anlage eine Induktivität von 20 μH zugrunde (s. Abschnitt 4), und rechnet man mit einer wirksamen Streukapazität von 200 pF, so ist an 100 pF Prüflast bei Bedämpfung mit $k = 0,6$ nach Gl. (8) eine maximale Frontsteilheit von etwa 6,5 $\text{MV}/\mu\text{s}$ entsprechend einer kleinsten Anstiegszeit von ca. 125 ns zu erwarten.

Günstigere Ergebnisse liefern einstufige Stossanlagen mit weit-

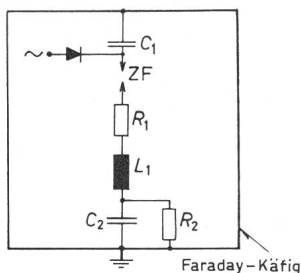


Fig. 11

«Koaxialer» Aufbau einer einstufigen Stossanlage

C_1 Stosskapazität; C_2 Belastungskapazität; ZF Zündfunkenstrecke;
 R_1 Dämpfungswiderstand; R_2 Entladewiderstand; L_1 Induktivität

gehend «koaxialen» Aufbau. Wie aus Fig. 11 hervorgeht, dient als Stosskondensator C_1 der Glättungskondensator einer Einweg-Gleichspannungsanlage, der aus Gründen der Platzersparnis an der Decke des Laboratoriums aufgehängt und dort an dem geschlossenen Faradayschen Käfig des Raumes geerdet ist. Senkrecht nach unten schliessen in der Verlängerung des Kondensators die Zündfunkenstrecke ZF , der Dämpfungswiderstand R_1 sowie Belastungskapazität C_2 und Entladewiderstand R_2 an. Letztere werden am Boden ebenfalls über den Faraday-Käfig geerdet. Die Induktivität eines solchen Kreises ist wesentlich geringer als bei einem herkömmlichen Stossgenerator, da das Prüfobjekt ohne besondere Zuleitungen in den Stosskreis einbezogen ist und die Stromrückleitung zum Erdpunkt des Stosskondensators über den praktisch induktivitätslosen Faraday-Käfig erfolgt. Da der Anteil der äusseren Zuleitungen entfällt, bestimmt der Stossgenerator allein die Gesamtinduktivität. Entsprechend den Angaben in Abschnitt 4 erhält man für eine solche Anlage also 10...15 $\mu\text{H}/\text{MV}$ Summenladespannung. Die Anwendung der im Abschnitt 2 abgeleiteten Beziehungen lässt erwarten, dass mit einer derartigen Anlage Steilstoßspannungen mit Anstiegszeiten bis herab zu etwa 60 ns oder maximale Steilheiten bis ca. 10 $\text{MV}/\mu\text{s}$ erzeugbar sind. Diese Werte wurden durch Messungen an einer ausgeführten Anlage bestätigt [17].

Erwähnt sei an dieser Stelle, dass in der Literatur ein Steilstossgenerator in Vervielfachungsschaltung beschrieben ist, dessen Stirnzeit mit 11 ns angegeben wird [18]. Abgesehen von den unzureichenden messtechnischen Einrichtungen, mit denen dieser Wert gewonnen wurde, erscheint die genannte Stirnzeit nach den heutigen Kenntnissen mit der beschriebenen Anlage nicht erreichbar. Zu berücksichtigen ist weiterhin, dass der Generator ohne Dämpfungswiderstand betrieben und direkt auf eine Wanderwellenleitung geschaltet wurde. Es ist anzunehmen, dass der Stirnverlauf stark schwingungsüberlagert war, da eine wirksame Streukapazität von mindestens 100 pF anzusetzen ist, die den Generator parallel zum Leitungseingang belastet.

Verschiedentlich werden Wanderwellenleitungen als Rechteck-Impulsgeneratoren verwendet. Bei solchen Einrichtungen dienen geladene Kondensatoren als Spannungsquelle. Der Steilstoß wird durch eine Funkenstrecke erzeugt, die nach dem Zünden die Potentialverhältnisse am Leitungseingang sprunghaft ändert. Voraussetzung für das Auftreten einer steilen Spannungstirn ist, dass der einspeisende Kreis induktivitätsarm aufgebaut wird und die Funkenstrecke rasch zündet. Der Vorteil einer Wanderwellenleitung liegt in der Möglichkeit, annähernd rechteckförmige Impulse zu erzeugen, deren Dauer durch Ändern der wirksamen Leitungslänge stufenlos variierbar ist. Nachteilig wirkt sich der grosse Platzbedarf aus, weshalb solche Einrichtungen bisher nur für Spannungen bis zu einigen Hundert kV bekannt geworden sind (z. B. [19]).

Eine weitere Methode zur Erzeugung steilster Spannungstöße wurde, soweit feststellbar, erstmals von *Elsner* [20] angegeben und später auch von *Klät* [21] angewendet. Dieses Verfahren bedient sich einer dem Stossgenerator samt Belastungskapazität nachgeschalteten Aufsteilfunkenstrecke. Der zusätzliche, nachgeschaltete Kreis wird im folgenden kurz als «Nachkreis» bezeichnet.

Die grundsätzliche Schaltung ist in Fig. 12 angegeben. Ein herkömmlicher Stossgenerator (Kreis I) wird gezündet; an seiner Belastungskapazität C_b erscheint also eine Stoßspannung

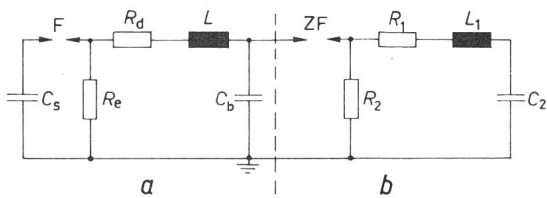


Fig. 12

Nachkreisschaltung zu einem Stossgenerator

a Kreis I (Stossgenerator); *b* Kreis II (nachgeschalteter Kreis)
 C_s Stosskapazität; C_b, C_2 Belastungskapazitäten; R_1, R_2 Dämpfungswiderstände; R_e, R_2 Entladewiderstände; L, L_1 Induktivitäten;
 F, ZF Zündfunkenstrecken

der Form $1,2/50 \mu s$, die auch die Nachkreisfunkenstrecke ZF beansprucht. Diese zündet nach dem Erreichen ihrer Ansprechspannung durch und entlädt den Kreis I auf die Belastungskapazität C_2 des Nachkreises. Der zusätzliche Entladewiderstand R_2 legt das prüflingsseitige Elektrodenpotential der Funkenstrecke ZF vor dem Ansprechen fest. Für die Geschwindigkeit des Spannungsanstiegs an der Prüflast C_2 ist im wesentlichen der Kreis $C_b-ZF-R_1-L_1-C_2$ verantwortlich, da die Stromlieferung von der Stosskapazität C_s durch die grosse Induktivität L anfangs behindert wird. Es ist nun leicht einzusehen, dass für die Nachkreisinduktivität L_1 , in der die anteilige Induktivität des Kondensators C_b berücksichtigt sei, etwa die in Abschnitt 4 abgeleiteten spezifischen Werte gelten müssen. Während die Induktivität der Belastungskapazität C_b kleiner als die eines Stossgenerators gleicher Spannung ist, da die internen Schaltverbindungen entfallen, gelten für die Zuleitungen zum Prüfobjekt unverändert die ermittelten Induktivitätswerte. Rechnet man für C_b überschlägig mit dem halben Wert der für einen Stossgenerator errechneten Induktivität, also mit etwa $6 \mu H/MV$ Summenladespannung, und für die äusseren Verbindungsleitungen mit $10 \mu H$, und nimmt man die unvermeidbare Streukapazität mit $100 pF$ an, so erhält man bei Bedämpfung des Nachkreises mit $k = 0,6$ an einer Prüflast $C_2 = 100 pF$ eine maximale Stirnsteilheit von $9 MV/\mu s$ oder eine Anstiegszeit von $90 ns$. Unberücksichtigt bleibt dabei die endliche Durchzündzeit der Nachkreisfunkenstrecke. Eigene Untersuchungen an einer Schaltung für $1 MV$ haben die genannten Werte bestätigt.

Nachkreisschaltungen sind in der beschriebenen Form bei richtiger Dimensionierung der Elemente und bei Verwendung schnell zündender Funkenstrecken zur Erzeugung von Steilstössen mit Anstiegszeiten bis herab zu etwa $100 ns$ geeignet. Der Vorteil einer solchen Anordnung liegt darin, dass durch Ankoppeln eines einfach aufgebauten Kreises an einen Marxschen Stossgenerator, dessen Schaltung nicht verändert werden muss, eine Stirnzeitverkürzung auf günstigstenfalls 10% des Normwertes möglich ist.

Obwohl also extreme Steilstoßspannungen hoher Amplitude mit einer einfachen Nachkreisschaltung nicht erreichbar sind, so eignet sich doch grundsätzlich das Prinzip zum Bau eines Steilstoßgenerators, der die gestellten Anforderungen erfüllt. Fig. 13 zeigt den schematischen Aufbau einer solchen Anlage. Sie ist aus zwei Schaltungsteilen zusammengesetzt, nämlich aus einem «langsamen» und einem «schnellen» Kreis. Der schnelle Nachkreis hat eine eigene Stosskapazität C_1 und ist auf Grund seines konstruktiven Aufbaus und der hochfrequenztechnisch guten Eigenschaften seiner Bauelemente in der Lage, nach dem Ansprechen der Zündfunkenstrecke ZF an der Belastungskapazität C_2 einen Steilstoß mit der geforderten Anstiegszeit

aufzubauen. Dazu ist entsprechend Abschnitt 2 Voraussetzung, dass seine Induktivität nur wenige μH beträgt und dass die Funkenstrecke ZF innerhalb einiger ns durchzündet.

Der langsame Kreis, im allgemeinen ein konventioneller Stossgenerator, hat eine doppelte Aufgabe: er übernimmt nach seiner Zündung zunächst die Aufladung der Nachkreisstosskapazität C_1 , die für ihn als Belastungskapazität wirkt; hat die Nachkreisfunkenstrecke ZF angesprochen, so entlädt sich seine Stosskapazität über den Widerstand R_2 und bildet damit den langsamen Rücken der am Prüfobjekt C_2 liegenden Spannung. Die Nachkreisstosskapazität C_1 beteiligt sich nur geringfügig an der Rückenbildung, da sie aus konstruktiven Gründen und mit Rücksicht auf den Ausnutzungsfaktor des einspeisenden Stossgenerators nur einige nF betragen darf.

Man kann sich den aus der Zweikreisschaltung resultierenden Spannungsverlauf also zusammengesetzt denken aus den Stoßspannungen der beiden Einzelkreise. Die Bedingungen, die zur Erzielung eines glatten Überganges im resultierenden Impuls bei der Dimensionierung der verschiedenen Bauelemente einzuhalten sind, werden in einem späteren Abschnitt erörtert.

Das geschilderte Prinzip zur Erzeugung steilster Stossspannungen hat den Vorteil, dass als Grundausrüstung lediglich ein Stossgenerator ausreichender Spannung und Energie zur Verfügung stehen muss, der durch Ankoppeln eines die Spannungstirn verformenden Zusatzkreises in einen Steilstoßgenerator umgewandelt werden kann. Damit ergibt sich die Möglichkeit, Stoßspannungen mit Anstiegszeiten zwischen ca. $20 ns$ und mehreren μs mit der gleichen Anlage bei geringem zusätzlichem Aufwand zu erzeugen. Dieser Gesichtspunkt war einer der Hauptgründe, dass im Rahmen dieser Arbeit das beschriebene Zweikreisverfahren zum Bau eines Steilstoßgenerators für maximale Steilheiten bis zu $50 MV/\mu s$ herangezogen wurde.

Als Spannungsquelle zur Einspeisung des Nachkreises stand ein $12,5-kWs$ -Stossgenerator für $1000 kV$ Summenladespannung zur Verfügung. Die maximale Ladespannung der Nachkreisstosskapazität musste daher zu ca. $800 kV$ angenommen werden.

6. Bauformen und Bauelemente schneller Nachkreise

6.1 Bauformen

Es lag nahe, zunächst die Möglichkeit eines Koaxialaufbaus des Nachkreises zu betrachten, da eine derartige Anordnung bekanntlich eine geringe Induktivität aufweist. Schon die ersten Untersuchungen zeigten aber auf, dass dieses Konzept für eine $800-kV$ -Anlage wegen der sich ergebenden grossen Abmessungen ungünstig und darüber hinaus eine Beeinflussung des Prüfobjekts durch den Spannungserzeuger nicht auszuschalten ist.

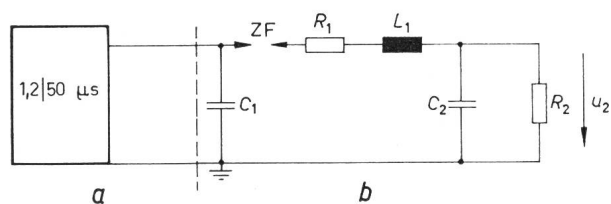


Fig. 13

Schematischer Aufbau einer Anordnung zur Erzeugung von Steilstoßspannungen

a «langsamer» Kreis (Stossgenerator); *b* «schneller» Kreis (Nachkreis)
 C_1 Stosskapazität; C_2 Belastungskapazität; R_1 Dämpfungswiderstand;
 R_2 Entladewiderstand; L_1 Induktivität; ZF Zündfunkenstrecke;
 u_2 Steilstoßspannung

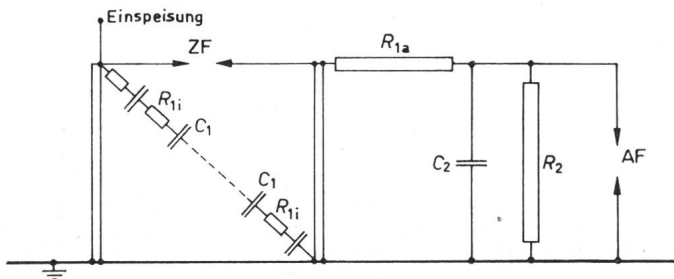


Fig. 14

Prinzipieller Aufbau eines schnellen Nachkreises für 800 kV Ladespannung (Seitenansicht)

C_1 Stosskapazität; C_2 Belastungskapazität; R_{1i} innerer Dämpfungswiderstand; R_{1a} äusserer Dämpfungswiderstand; R_2 Entladewiderstand (Messteiler); ZF Zündfunkenstrecke; AF Abschneidefunkenstrecke

Ausgehend von der Tatsache, dass die Induktivität einer Doppelleitung umso kleiner ist, je geringer der Leiterabstand wird und je flacher die Leiter ausgebildet sind, wurde für den Bau des endgültigen Gerätes nach vielfältigen Modelluntersuchungen eine Ausführung gewählt, die eine möglichst nahe Parallelführung von Hin- und Rückleitung unter Einbeziehung des Prüfobjekts gestattet. Die schematische Seitenansicht nach Fig. 14 zeigt, dass die Nachkreisstosskapazität C_1 in der Diagonale eines Rechtecks liegt, dessen eine Seite von der Zündfunkenstrecke ZF eingenommen wird. Da der zur Verfügung stehende Platz dies erlaubte, ist ein Teil des Dämpfungswiderstandes in die Stosskapazität verteilt eingebaut (als innerer Widerstand R_{1i} bezeichnet). Der restliche Dämpfungswiderstand schliesst horizontal an die Zündfunkenstrecke an und führt direkt zur Parallelschaltung von Prüfobjekt C_2 , Messteiler R_2 und Abschneidefunkenstrecke AF . Die Erdrückleitung geschieht über breite Blechplatten.

Man erkennt, dass Hin- und Rückleitung nur soweit aufgefaltet wurden, als aus Isolationsgründen und zur Unterbringung des Prüfobjekts unbedingt notwendig war. Diese konstruktive Massnahme sowie die Vielfach-Parallelschaltung von Kondensatoren und Widerständen führten zu der gewünschten niedrigen Induktivität des gesamten Nachkreises.

6.2 Bauelemente

Die wesentlichen Bauteile eines Stossgenerators sind Kondensatoren, Widerstände und Funkenstrecken. Ihre Eigenschaften bestimmen in erheblichem Umfang die Eigenschaften des gesamten Gerätes. Für einen Impulsgenerator zur Steilstosserzeugung ist neben der notwendigen Spannungsfestigkeit die hochfrequenztechnische Eignung zu berücksichtigen und nach Möglichkeit eine Bauform zu verwenden, deren konstruktive Gestaltung kurze interne Verbindungsleitungen aufweist und eine gedrängte Verschaltung mit anderen Bauelementen zulässt.

Die Auswahl der Stosskondensatoren geschah primär nach hochfrequenztechnischen Gesichtspunkten. Daher wurden Keramikkondensatoren verwendet, die bei hoher Betriebsspannung eine grosse Energiedichte im Dielektrikum aufweisen und damit zu einer leichten Konstruktion führen. Fig. 15 zeigt u. a. einen Einzelkondensator, der bei 40 kV Betriebs-Stosspannung eine Kapazität von 3 nF hat. Die maximale Ladespannung von 800 kV macht also die Serienschaltung von 20 solcher Kondensatoren erforderlich; die gewünschte Stosskapazität von ca. 2 nF wurde durch Parallelschaltung von 14 Kondensatorreihen erreicht.

Der Dämpfungswiderstand des Stossgenerators muss neben seiner hochfrequenztechnischen Eignung und einer ausreichen-

den Spannungsfestigkeit gute Erwärmungseigenschaften aufweisen. Da Drahtwiderstandsbänder des erforderlichen Querschnittes eine zu grosse Induktivität, Kohle- und Metallschichtwiderstände eine zu geringe Impulsbelastbarkeit haben, waren nur Massewiderstände verwendbar. Der benützte 2-W-Typ ist ebenfalls in Fig. 15 dargestellt. Ein solcher Widerstand hält einer Stossbelastung bis zu 20...25 kV stand. Seine kleinen Abmessungen gestatteten die verteilte Unterbringung in der Nachkreisstosskapazität (Widerstand R_{1i}). In einer Vielfach-Serienparallelschaltung wurde er auch für den äusseren Widerstand R_{1a} verwendet.

Die Nachkreiszündfunkenstrecke ZF ist aus den schon beschriebenen Mehrfach-Plattenfunkenstrecken aufgebaut. Da die Ansprechspannung durch Druckvariation verändert wird, ist der Plattenstapel in einem Hartpapierrohr untergebracht, das zur einfacheren Montage aus 7 Teilstücken mit je 20 cm wirksamer äusserer Isolationslänge besteht. Jede Teilstrecke enthält 40 Einzelstrecken mit je 0,25 mm Schlagweite, die gesamte Funkenstrecke also 280 seriengeschaltete Plattenfunkenstrecken. Im Druckbereich von 0...5 atü ändert sich die Ansprechspannung zwischen 230 und 850 kV. Durch Kurzschliessen einiger Teilabschnitte sind auch Ansprechwerte unter 230 kV erreichbar.

Während die Spannungsverteilung über die Zündfunkenstrecke infolge der kapazitiven Verkettung zur Stosskapazität C_1 nahezu linear ist, würde die gleiche Funkenstrecke bei senkrechter Aufstellung, also als Abschneidefunkenstrecke, eine erheblich schlechtere Spannungsverteilung und damit eine reduzierte Ansprechspannung erhalten. Die aus ebenfalls 7 Druckkörpern bestehende Abschneidefunkenstrecke wurde daher unter Verwendung der Ergebnisse von Abschnitt 3 aus der Serienschaltung von nur 14 speziell entwickelten Zylinderfunkenstrecken höherer Eigenkapazität mit zusätzlichen äusseren Steuerkondensatoren aufgebaut, wodurch sich die Spannungsverteilung verbessert. Bei dieser Zahl von Einzelstrecken tritt der in Abschnitt 3.2 beschriebene Mehrfacheffekt bereits in Erscheinung.

7. Dimensionierung und konstruktiver Aufbau eines schnellen Nachkreises für 800 kV

Die Ersatzschaltung der gesamten Steilstossanlage, bestehend aus Stossgenerator und Nachkreis, ist in Fig. 16 dargestellt. Da Steilstöße nur an kleinen Belastungskapazitäten möglich sind (s. Abschnitt 2), wurde die maximale Prüflast C_2 zu 200 pF festgelegt. Lässt man eine durch den Ladungsausgleich von C_1 und C_2 bedingte Amplitudenabsenkung der Steilstosspannung u_2 um maximal 10 % zu, so muss die Stoss-

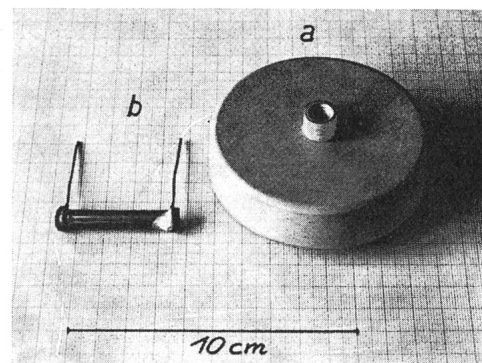


Fig. 15

Bauelemente eines Nachkreises

a Keramikkondensator; b Massewiderstand

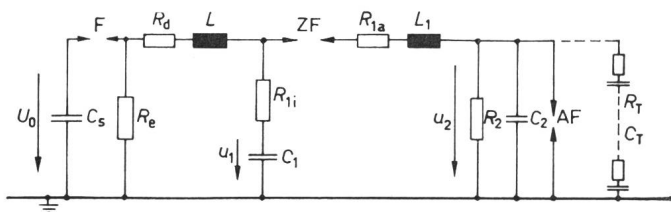


Fig. 16

Ersatzschaltung der kompletten Steilstossanlage

C_s, C_1 Stosskapazitäten; C_2 Belastungskapazität (Prüflast); R_d, R_{1i}, R_{1a} Dämpfungswiderstände; R_e, R_2 Entladewiderstände; L, L_1 Induktivitäten; F, ZF Zündfunkenstrecken; AF Abschneidefunkenstrecke; R_T Widerstand eines gedämpften kapazitiven Teilers; C_T Kapazität eines gedämpften kapazitiven Teilers; U_0, u_1 Ladespannungen der Stosskapazitäten C_s und C_1 ; u_2 Steilstoßspannung

kapazität C_1 1,8 nF betragen. Wie bereits erwähnt, wurde $C_1 = 2$ nF gewählt.

Die Grösse des Nachkreisdämpfungswiderstandes $R_{1i} + R_{1a}$ ergibt sich aus der Induktivität L_1 und der Prüflast C_2 ; er ist der jeweiligen Grösse von C_2 anzupassen. Da zur Erzielung einer steilen Stirn stets unterkritisch bedämpft wird, erhält man für $k = 0,5$ und $C_2 = 50...200$ pF den Widerstandsbereich 230...110 Ω . Der nicht veränderbare innere Widerstand R_{1i} wurde zu 50 Ω festgelegt; somit muss R_{1a} zwischen 60 und 180 Ω variierbar sein. Die Ausführung von R_{1a} geschah in festen Einheiten mit Werten zwischen 150 und 330 Ω , deren beliebiger Parallelbetrieb eine feinstufige Änderung von R_{1a} zulässt.

Problematisch ist die Messung der Steilstoßspannung u_2 . Der Teiler darf die Anlage kapazitiv nur wenig belasten, da sich sonst die Steilheit verringert. Es ist also nur ein Ohmscher oder ein gedämpfter kapazitiver Teiler nach *Zaengl* [22] anwendbar.

Bei Messung mit einem Ohmschen Teiler ist zu beachten, dass der Endwert der Spannung durch die Spannungsteilung an Dämpfungs- und Teilerwiderstand bestimmt wird. Zur Erzielung einer möglichst hohen Steilstoßspannung muss also der Teilerwiderstand gross gegenüber dem Dämpfungswiderstand sein. Andererseits weist der Ohmsche Teiler nur dann die zur Messung extrem steiler Vorgänge erforderliche grosse Bandbreite auf, wenn sein Widerstand genügend klein ist. Es ist somit ein Kompromiss zu schliessen zwischen Übertragungsqualität des Teilers und erreichbarer Amplitude des Steilstosses. Der gebaute Ohmsche Stossteiler erhielt aus konstruktiven Gründen einen Widerstand von 2,3 k Ω ; seine Anstiegszeit wurde zu 20 ns, seine Resonsetime zu 9 ns ermittelt. Die exakte

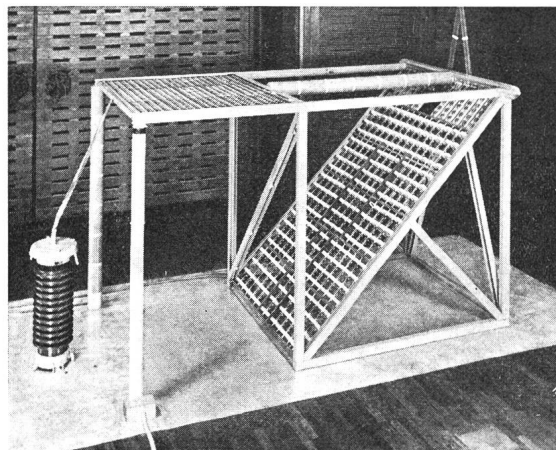


Fig. 17

800-kV-Nachkreis mit Spannungsteiler und einem Prüfobjekt
Länge 2,6 m, Breite 1,4 m, Höhe 1,7 m

Wiedergabe eines Vorgangs mit ca. 20 ns Stirnzeit ist also nicht möglich, und der tatsächliche Stirnverlauf muss durch rechnerische Berücksichtigung der Teilereigenschaften bestimmt werden. Um die Form der Steilstoßspannung nachweisen zu können, erhielt der Teiler Anzapfungen des Oberwiderstandes bei 1500 und 750 Ω .

Vernachlässigt man alle Induktivitäten, so entnimmt man aus Fig. 16 unschwer, dass bei Messung mit einem Ohmschen Teiler nur dann ein kontinuierlicher Verlauf der Steilstoßspannung u_2 auftritt, wenn die internen Dämpfungswiderstände von Stossgenerator und Nachkreis, also R_d und R_{1i} , gleich gross sind. Da aber der Teilerwiderstand gross gegenüber diesen Widerständen ist, treten geringfügige Unterschiede zwischen R_d und R_{1i} nicht nachteilig in Erscheinung.

Der gedämpfte kapazitive Teiler nach *Zaengl* besteht aus einer Vielfach-Serienschaltung von Widerständen und Kondensatoren; er wirkt für schnelle Vorgänge als Ohmscher, für langsame Impulse als kapazitiver Teiler. Zur Erzielung eines stufenlosen Verlaufes der Steilstoßspannung sind bestimmte Anpassungsbedingungen zwischen den Dämpfungswiderstän-

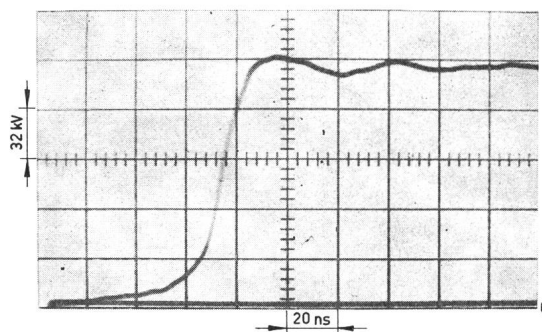


Fig. 18

Gemessene Steilstoßspannung

den R_d, R_{1i} und R_{1a} , dem Entladewiderstand R_2 und den Teiler-elementen R_T und C_T einzuhalten, die zweckmässig mit einem Schwingungsnetzmodell oder experimentell bestimmt werden.

Schliesslich sei noch darauf hingewiesen, dass die Ansprechspannung der Funkenstrecke ZF und die Ladespannung der Nachkreisstosskapazität so aufeinander abzustimmen sind, dass die Zündung frühestens im Scheitel der Ladespannung erfolgt.

Fig. 17 zeigt den kompletten 800-kV-Nachkreis, bestehend aus Stosskapazität mit innerem Dämpfungswiderstand, horizontaler Zündfunkenstrecke, äusserem Dämpfungswiderstand und senkrecht stehender Abschneidefunkenstrecke²⁾. Im Vordergrund links befinden sich der Ohmsche Spannungsteiler und ein Prüfobjekt. Wie unmittelbar zu ersehen ist, sind die Schaltelemente in einem Isoliergerüst eingebaut, das aus U-Profilen (Material Hart-PVC) besteht. Die Stosskapazität ist aus mechanischen Gründen aus Gruppen von jeweils 4 Einzelkondensatoren zusammengesetzt. Der äussere Dämpfungswiderstand enthält, auf Isolierplatten montiert, die erforderliche Anzahl von Massewiderständen in Vielfach-Serienparallelschaltung.

8. Elektrische Eigenschaften und Anwendungsmöglichkeiten des 800-kV-Nachkreises

Von wesentlicher Bedeutung für die erzeugbaren Spannungsteilheiten ist die Induktivität des Geräts. Da eine rechnerische

²⁾ Siehe auch Bull. SEV 58(1967)12, S. 519.

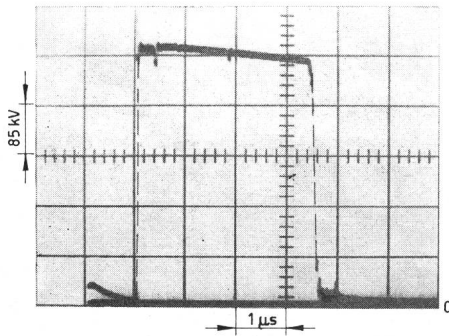


Fig. 19
Abgeschnittene Steilstoßspannung

Behandlung nur einen groben Schätzwert liefern kann, wurde der Stromverlauf des auf der Prüflingsseite kurzgeschlossenen, überkritisch bedämpften Nachkreises oszillographiert und daraus die verschiedenen Zeitkonstanten ermittelt. Das Verfahren ergab eine Induktivität von ca. $2,5 \mu\text{H}$ für den gesamten Nachkreis und weniger als $2 \mu\text{H}$, wenn das Prüfobjekt unter Umgehung des äusseren Dämpfungswiderstandes direkt an die Zündfunkenstrecke gelegt wird.

Die praktische Erprobung des gebauten Geräts bewies, dass das gesteckte Ziel erreicht wurde. Bei der maximalen Amplitude von 700 kV weist die Steilstoßspannung u_2 an ca. 50 pF Belastungskapazität eine Stirnzeit von weniger als 20 ns auf; die mittlere Stirnsteilheit beträgt $41 \text{ MV}/\mu\text{s}$, die maximale Steilheit mehr als $50 \text{ MV}/\mu\text{s}$. Wurde das Prüfobjekt direkt an die Zündfunkenstrecke angeschlossen, so betrug die Stirnzeit $13,5 \text{ ns}$, die maximale Spannungsteilheit ca. $70 \text{ MV}/\mu\text{s}$. Die Fig. 18 zeigt einen Steilstoß, der mit dem $750\text{-}\Omega$ -Teiler aufgenommen wurde.

Betriebs man die Anlage mit Abschneidefunkenstrecke, so erhält man, ähnlich wie bei Wanderwellenleitungen, jedoch mit wesentlich grösserer Amplitude, annähernd rechteckförmige Impulse variabler Dauer. Fig. 19 zeigt einen solchen Vorgang mit etwa $3,5 \mu\text{s}$ Impulsbreite.

Neben der bereits eingangs erwähnten Anwendung des Steilstoßgenerators zur Untersuchung des Steilheitseinflusses auf das Ansprechverhalten von Funkenstrecken in gasförmigen, flüssigen und festen Dielektrika eignet sich der Nachkreis auch zum Studium des Entladungsmechanismus von Funkenstrecken. Da der Kreis induktivitätsarm aufgebaut ist, erlaubt er

einen Betrieb mit kleinem Dämpfungswiderstand. Dadurch erhält man eine im Rahmen der technischen Möglichkeiten optimale Stoßspannungsquelle zur Untersuchung von Vorprozessen und von Spannungszusammenbrüchen.

9. Schlussbemerkung

Die Arbeit wurde am Institut für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Hochschule München ausgeführt.

Literatur

- [1] Erzeugung und Messung von Hochspannungen, Teil 3: Bestimmungen für Erzeugung und Anwendung von Stoßspannungen und Stoßströmen für Prüfzwecke. VDE-Vorschrift 0433 Teil 3/4. 66.
- [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] J. Wiesinger: Stoßstromionisierte Funkenstrecken. Dissertation Technische Hochschule München, 1966.
- [4] J. H. Park and H. N. Cones: Surge Voltage Breakdown of Air in a Nonuniform Field. J. Res. Nat. Bur. Stand. 56(1956)4, S. 201...224.
- [5] J. Wiesinger: Einfluss der Frontdauer der Stoßspannung auf das Ansprechverhalten von Funkenstrecken. Bull. SEV 57(1966)6, S. 243...246.
- [6] W. Waste: Beanspruchung der Isolation durch Überspannungen. ETZ-A 87(1966)2, S. 56...64. Diskussionsbeitrag. ETZ-A 87(1966)2, S. 78.
- [7] M. Toepler: Funkenkonstante, Zündfunken und Wanderwelle. Arch. Elektrotechn. 16(1925)-, S. 305...318.
- [8] M. Toepler: Zur Bestimmung der Funkenkonstanten. Arch. Elektrotechn. 18(1927)-, S. 549...562.
- [9] B. Gänger: Der elektrische Durchschlag von Gasen. Berlin, Springer, 1953.
- [10] W. Weizel und R. Rompe: Theorie des elektrischen Funkens. Annalen der Physik 6/1(1947)6, S. 285...300.
- [11] B. Gänger: Der Stossdurchschlag in Luft bei Unterdruck nach Reihenschaltungen mit dem Kathodenstrahl-Oszillographen. Arch. Elektrotechn. 39(1949)8, S. 508...534.
- [12] H. W. Dommel: A Method for Solving Transient Phenomena in Multiphase Systems. In: Proceedings of the Power System Computation Conference Stockholm 1966, Part 3, Report 5.8, S. 1...23.
- [13] W. Weizel: Berechnung des Ablaufs von Funken mit Widerstand und Selbstinduktion im Stromkreis. Zeitschr. Physik 135(1953)5, S. 639...657.
- [14] W. Weizel: Durchführung von experimentellen Untersuchungen über den zeitlichen Ablauf von Funken in komprimierten Edelgasen sowie zu deren mathematischen Berechnung. Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen, Nr. 103. Köln/Opladen, Westdeutscher Verlag, 1954.
- [15] J. Hak: Eisenlose Drosselspulen. Leipzig, Kohler, 1938.
- [16] W. Grover: Inductance Calculations. Working Formulas and Tables. New York, Van Nostrand, 1947.
- [17] H. Prinz: Feuer, Blitz und Funken. München, Bruckmann, 1965.
- [18] H. Schering und W. Raske: Ein kleiner Steilwellengenerator für 500 kV . ETZ 56(1935)27, S. 751...753.
- [19] H. Winkelkemper: Die Aufbauzeit der Vorentladungskanäle im homogenen Feld in Luft. ETZ-A 86(1965)20, S. 657...663.
- [20] R. Elsner: Die Erzeugung sehr hoher Gleichspannungsstöße mit der Marxschen Vervielfachungsschaltung. Arch. Elektrotechn. 29(1935)10, S. 655...682.
- [21] H. Kläy: Stoßspannungen grosser Steilheit. Bull. SEV 32(1941)11, S. 242...245.
- [22] W. Zaengl: Das Messer hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen. Dissertation Technische Hochschule München, 1964.

Adresse des Autors:

Dr.-Ing. Hermann Kärner, Dekan-Bohrer-Strasse 12, D-8672 Selb/Ofr.

Aperçu quant au choix de certains paramètres de l'alternateur-moteur de la centrale de Veytaux

Par F. Vesligaj, Lausanne

621.313.32

1. Préambule

A la centrale de Veytaux des Forces Motrices de l'Hongrin-Léman S.A. les 73 % de l'énergie totale produite, en une année moyenne, proviennent d'une valorisation d'énergie de déchet par cycle de pompage-turbinage. En telle occurrence, la capitalisation des pertes des machines tournantes et des transformateurs revêt une importance tout à fait particulière et mérite un examen approfondi.

En ce qui concerne la machine synchrone du groupe, fonctionnant tantôt en moteur pour le pompage, tantôt en alternateur lors du turbinage, cet examen conditionne le choix de certains paramètres et le but de cet article est de donner une justification des valeurs adoptées pour ceux-ci.

2. Caractéristiques principales

Préalablement nous rappelons ci-dessous les caractéristiques principales de la machine synchrone triphasée, à axe horizontal et 10 pôles [1]¹). Ces caractéristiques sont celles qui figuraient dans la proposition des constructeurs adjudicataires, soit Sécheron-Brown Boveri travaillant en consortium:

$$S_n = 75 \text{ MVA}; U_n = 9,5 \pm 8 \% \text{ kV}; I_n = 4560 \mp 8 \% \text{ A};$$

$$n_n = 600 \text{ tr/min}; n_e = 1100 \text{ tr/min}; f = 50 \text{ Hz};$$

$$J = 87,5 \text{ t} \cdot \text{m}^2 \text{ (tol. } -10 \% \text{)}$$

$$\text{soit } PD^2 = 350 \text{ Mp} \cdot \text{m}^2 \text{ (tol. } -10 \% \text{)}$$

¹) Voir bibliographie à la fin de l'article.