

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

**Band:** 55 (1964)

**Heft:** 22

**Artikel:** Schalter für Hochstromimpulse bei hohen Spannungen

**Autor:** Deutsch, F.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-916785>

#### **Nutzungsbedingungen**

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

#### **Conditions d'utilisation**

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

#### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 03.02.2026

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

# Schalter für Hochstromimpulse bei hohen Spannungen

Von F. Deutsch, Jerusalem

621.316.54.014.33 : 621.319.4

Das Schalten von Energiespeichern und ihre rasche Entladung stellt besondere Ansprüche an den Schalter. Die Eigenarten, die ein «idealer» Schalter für diesen Zweck haben muss, werden präzisiert. Weiterhin wird die Eignung von Funkenstrecken, gesteuerten Funkenstrecken, Thyratrons und Ignitrons als Hochstromschalter geprüft. Spannungsfestigkeit, Schaltvermögen und Zündverzögerung der einzelnen Elemente werden behandelt.

## 1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschreibt Schalter, die eine Last an Energiespeicher zuschalten; die Speicher selbst sind meistens Kondensatoren, seltener das magnetische Feld von Spulen. Die Energie wird langsam (Größenordnung: Sekunden) gespeichert und dann sehr schnell (während  $10^{-6} \dots 10^{-2}$  s) in die Last übertragen. Um das zu ermöglichen, muss der Schalter besonderen Ansprüchen genügen. Mit der Erschöpfung des Energiespeichers strebt der Strom dem Werte Null zu; daher ist hier das Abschalten, das in der Energieübertragung eines der Hauptprobleme des Schalters ist, unwichtig.

Diese Übersicht bezieht sich hauptsächlich auf Schaltvorrichtungen für Anwendungen in der Plasmaphysik, doch könnte sie auch für andere Gebiete, in denen hohe Strompulse vorkommen, von Interesse sein.

## 2. Der ideale und der wirkliche Schalter

Bevor die heute in Betracht kommenden Schalttypen einzeln behandelt und ihre Eignung zum Schalten von Hochstromimpulsen untersucht werden, sei zunächst erwähnt, was man von einem idealen Schalter erwartet. Dann kann man verschiedene wichtige Eigenschaften eines ausgeführten Schalters mit dem Idealbild vergleichen.

Als «idealer» Schalter soll ein Element des elektrischen Kreises bezeichnet werden, das vor dem Schalten ( $t < t_1$ ,  $t_1$  Einschaltzeit), einen unendlich grossen elektrischen Widerstand hat. Im Zeitpunkt  $t = t_1$  (Fig. 1) sinkt der Widerstand in einer unendlich kurzen Zeit auf Null (Einschalten).  $t_1$  kann man nach Belieben und mit grösster Genauigkeit wählen. Bei  $t = t_a$  wird der Widerstand wieder unendlich gross (Ausschalten). Vor dem Einschalten soll die Spannungsfestigkeit, nach dem Einschalten der durchfliessende Strom beliebig gross sein.

Einen solchen Schalter gibt es nicht. Die Zeit  $t_z$  (Fig. 2) — die Schalt- oder Zündverzögerung — für den Übergang vom isolierenden zum leitenden Zustand ist von Null verschieden. Außerdem ist die Zündverzögerung  $t_z$  nicht konstant, sondern streut um einen Mittelwert. Der Schaltzeitpunkt ist also nicht ohne weiteres präzisierbar. Die Spannungsfestigkeit und die Strombelastung sind begrenzt und

32'545-535

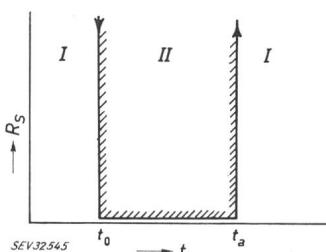


Fig. 1

### Der ideale Schalter

I nichtleitender Zustand, II leitender Zustand  
 $R_s$  Widerstand des Schalters;  
 $t$  Zeit;  $t_1$  Zeitpunkt des Einschaltens;  $t_a$  Zeitpunkt des Ausschaltens

ihre Vergrösserung ist oft sehr schwierig, manchmal auch unmöglich.

Energiespeicher im Gebiet der Plasmaphysik sind meist Kondensatoren mit Spannungen von 10...100 kV und gespeicherter Energie im Bereich von  $10^3 \dots 10^6$  Ws. Die zugeschaltete (meist induktive) Last bestimmt den Verlauf der Entladung (oszillierend oder aperiodisch), die Geschwindigkeit des Stromanstieges und die maximale Stromstärke.

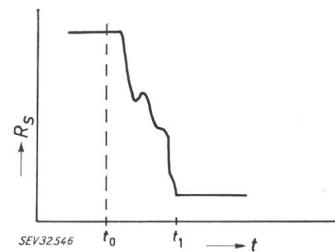


Fig. 2  
Der wirkliche Schalter

$R_s$  Widerstand des Schalters;  
 $t$  Zeit;  $t_0$  Zeitpunkt in dem das Schaltkommando gegeben wird;  
 $t_1$  Einschaltzeit;  
 $t_a = t_1 - t_0$  Zündverzögerung

Der Schalter selbst soll keinen Einfluss auf diese Grössen haben. Die Präzisierbarkeit des Schaltmomentes ist wichtig, weil man das Schalten beinahe immer mit anderen Vorgängen synchronisieren will.

## 3. Ungesteuerte Funkenstrecken

Die Eignung der Funkenstrecke als Schaltvorrichtung ist besonders attraktiv, da das Gas zwischen den Elektroden der Funkenstrecke die Eigenschaft hat, von einem beinahe ideal isolierenden zu einem ausgezeichnet leitenden Zustand im Bruchteil einer Mikrosekunde zu wechseln. Die Rückkehr zum isolierenden Zustand (Deionisation) ist auch sehr schnell. Zweiselektroden-Funkenstrecken sind einfach, robust und zuverlässig und werden daher seit vielen Jahren in der Hochspannungstechnik verwendet. Als Stabfunkenstrecken dienen sie zum Unschädlichmachen von Überspannungen [1] <sup>1)</sup> und zum Abschalten von Stoßspannungen (Abschneiden) bei Prüfungen [2], als Kugelfunkenstrecke zur Messung von hohen Spannungen [3] und Schalten von Spannungsstößen. Die Schaltfunkenstrecken, wie sie z. B. zur Serienschaltung der Stufen des Marxschen Stoßgenerators eingesetzt werden, sind meist Kugelfunkenstrecken aus poliertem Kupfer. Die Eigenschaften verschiedener Elektrodenanordnungen, die für Funkenstrecken in Betracht kommen, sind z. B. bei Gänger [4] zu finden.

Die Durchschlagsspannung der Funkenstrecke ist von der Elektrodenanordnung, Gasart und Gasdichte, bei niedrigem Gasdruck auch vom Elektrodenmaterial abhängig. Die Schaltzeit der Kugelfunkenstrecke in atmosphärischer Luft ist etwa  $40 \cdot 10^{-9}$  s. Durch Einsetzen der Funkenstrecke in

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

Pressgas oder unter Öl gelang es, Schaltzeiten der Größenordnung von  $10^{-9}$  s zu erreichen [5]. Durch geeignete Bemessung des Elektrodenabstandes, Wahl der Gasart und des Gasdruckes kann die Funkenstrecke Spannungen von etwa 0,5...1000 kV und mehr schalten. Das Schaltvermögen der Funkenstrecke ist begrenzt. Es ist unmöglich, hohe Ströme während langer Zeiten durch die Funkenstrecke fliessen zu lassen, denn die Elektroden der Funkenstrecke werden allmählich angegriffen und schliesslich zerstört. Die Erosion der Elektroden ändert die Durchschlagsspannung und andere Eigenschaften der Funkenstrecke. Für relativ niedrige Ströme ist die Lebensdauer der Funkenstrecke sehr lang. Kugelfunkenstrecken zum Schalten der Stufen von Stoßgeneratoren, oder Messfunkenstrecken mit Schutzwiderstand bleiben während vieler Jahren unverändert.

Die folgende Betrachtung soll einen Überblick über die Größen geben, welche das Schaltvermögen der Funkenstrecke — sowohl der einfachen als auch der gesteuerten — begrenzen. Es wird angenommen, dass die Elektrodenentfernung relativ klein und die Schaltzeiten kurz sind. Dann wird der grössere Teil der Energieverluste in der Funkenstrecke Elektrodenerosion verursachen, während nur ein kleiner Teil der Energie an die Umgebung abgegeben wird. Für eine bestimmte Anordnung und grosse Ströme (z. B.  $> 100$  A) ist die Brennspannung des Lichtbogens zwischen den Elektroden praktisch konstant [6]. Die Energie  $W$ , die in der Funkenstrecke in Wärme umgesetzt wird und die Elektroden angreift, ist dann:

$$W = \int_0^\infty U_B i(t) dt = U_B \int_0^\infty i(t) dt \quad (1)$$

wobei  $i(t)$  der zeitliche Verlauf der Stromstärke durch die Funkenstrecke ist. Falls die Brennspannung in Phase mit dem Strom ist, gilt:

$$W = |U_B| \int_0^\infty |i| dt \quad (2)$$

Das Integral in Gl. (2) ist die Summe aller Ladungen, welche die Funkenstrecke in *beiden* Richtungen passieren. Wenn man einen kapazitiven Energiespeicher  $C$  und eine induktive Last  $L, R$  hat, was in der Plasmaphysik meistens vorkommt (hohe magnetische Felder, pinch-Entladungen), so kann bei schwacher Dämpfung das Integral in Gl. (2) vielmal grösser als die im Kondensator anfänglich gespeicherte Ladung sein. Im Falle einer gedämpften Schwingung in einem  $R-L-C$ -Kreis ist der zeitliche Verlauf des Stromes:

$$i(t) = \frac{U}{L\omega} e^{-\alpha t} \sin \omega t \quad (2)$$

mit

$$\alpha = \frac{R}{2L}$$

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}$$

Die Lösung des bestimmten Integrals  $\int_0^\infty |i| dt$  ist:

$$\int_0^\infty |i| dt = \frac{U}{L\omega} \int_0^\infty |e^{-\alpha t} \sin \omega t| dt = CU \operatorname{ctgh} \frac{\alpha \pi}{2\omega} \quad (3)$$

Die Grenzfälle sind:

a) Für starke Dämpfung  $\alpha \gg \omega$ ,  $\operatorname{ctgh} \frac{\alpha \pi}{2\omega} \approx 1$ :

$$\int_0^\infty |i| dt \approx CU \quad (3a)$$

was natürlich die Ladung bedeutet, die vor der Entladung im Kondensator gespeichert war. Bei starker Dämpfung passiert diese Ladung nur einmal die Funkenstrecke.

b) Für schwache Dämpfung  $\omega \gg \alpha$ ,  $\operatorname{ctgh} \frac{\alpha \pi}{2\omega} \approx \frac{2\omega}{\alpha \pi}$ :

$$\int_0^\infty |i| dt \approx CU \frac{2\omega}{\alpha \pi} = \frac{CU}{D} \quad (3b)$$

mit

$$D = \ln \frac{i(t)}{i(t+T)} = \frac{2\alpha \pi}{\omega} \quad (\text{logarithmisches Dekrement})$$

$T$  ist die Periode der Schwingung

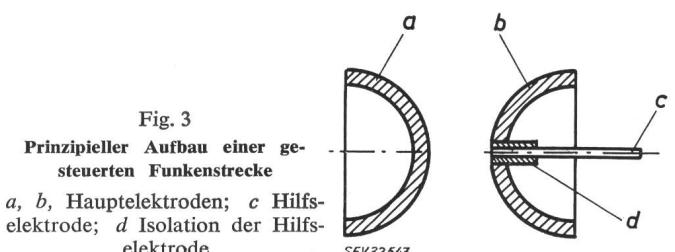
Als Beispiel sei eine gedämpfte Entladung erwähnt, bei welcher der Scheitelwert des Stromes jeweils 80 % des Scheitelwertes der vorhergehenden Periode beträgt, d. h.  $D = 0,22$ . Aus Gl. (3b) folgt, dass die Ladung, die in beiden Richtungen durch die Funkenstrecke fliesset  $4/D = 18$ mal grösser als die vor dem Schalten gespeicherte Ladung  $CU$  ist. Damit ist auch die Belastung der Funkenstrecke 18 mal grösser als bei einer aperiodisch gedämpften Entladung. Die schwach gedämpfte Entladung eines Kondensators ist also eine einigemal schwerere Belastung für die Schaltfunkenstrecke als eine aperiodisch gedämpfte Entladung. Versuche haben die Richtigkeit dieser Überlegungen bestätigt [7].

Bei Impulsen sehr hoher Stromstärke (z. B. 10<sup>6</sup> A) wird das magnetische Feld des Stromes in der Entladung der Funkenstrecke gross genug, um die Entladung unstabil zu machen. Dies macht sich in einem Anstieg des Widerstandes und der Induktivität der Funkenstrecke bemerkbar [8].

Der prinzipielle Nachteil der Zweielektroden-Funkenstrecke ist die Ungewissheit des Schaltzeitpunktes. Wenn an die Funkenstrecke eine steigende Spannung angelegt wird, wird diese leitend, sobald die Durchschlagsspannung der Gasstrecke zwischen den Elektroden erreicht wird. Wegen der Streuung der Durchschlagsspannung ist der genaue Schaltmoment jedoch undefiniert. Durch das Anlegen einer Überspannung im gewünschten Moment an die Funkenstrecke kann dieser Nachteil überwunden werden.

#### 4. Gesteuerte Funkenstrecken

Die gesteuerte Funkenstrecke (Fig. 3) ist aus zwei Hauptelektroden und einer Hilfselektrode aufgebaut. Die Hauptelektroden führen den Strom im leitenden Zustand der Fun-



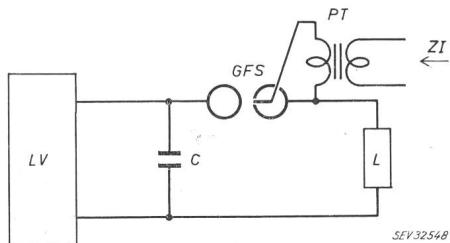


Fig. 4

Prinzipielle Schaltung einer gesteuerten Funkenstrecke als Schalter eines kapazitiven Energiespeichers

C Energiespeicher; LV Ladevorrichtung; GFS gesteuerte Funkenstrecke; PT Impulstransformator; ZI Zündimpuls

kenstrecke und bestimmen ihre höchste Haltespannung. Die Trigger- oder Hilfselektrode bestimmt den Beginn des Schaltvorganges und hat eine ähnliche Funktion wie das Steuergitter des Thyatrtons oder der Zündstift des Ignitrons. Um die gesteuerte Funkenstrecke zu zünden, muss ein geeigneter Spannungsimpuls an die Hilfselektrode angelegt werden. Bei richtiger Elektrodenanordnung und Höhe des Spannungsimpulses schlägt dann ein Funken zu einer der Haupteletroden über; zu welcher, hängt von der Konstruktion der Funkenstrecke und der Polarität der Elektroden ab. Dieser Funken verursacht die Ionisierung des Gases zwischen den Haupteletroden, worauf nach einer Verzögerungszeit von 0,5...20  $\mu$ s die Funkenstrecke durchschlägt und so den Schaltvorgang beendet. Der Hilfsfunken verursacht den Durchschlag der Funkenstrecke hauptsächlich durch Einspritzung von Plasma und ultravioletter Strahlung in den Raum zwischen die Haupteletroden [11; 12], und nicht durch Korona oder Feldverzerrung, wie früher gedacht wurde. Diese Ursachen stehen im Widerspruch zu den sehr kurzen Verzögerungszeiten zwischen Hilfsfunken und Funkenstrecke-Durchschlag, wie sie bei bestimmten Konstruktionen der gesteuerten Funkenstrecke gemessen werden. Die gesteuerte Funkenstrecke wurde während des zweiten Weltkrieges von Craggs, Haine und Meek entwickelt («Trigatron» [10]) und in der Radartechnik angewendet. Der Aufbau des Craggschen Trigatrons ist dem in Fig. 3 gezeigten ähnlich. Als Gas zwischen den Elektroden wurde entweder Luft ohne Überdruck oder eine Mischung von 95 % Argon und 5 % Sauerstoff bei 1...6 kg/cm<sup>2</sup> Druck verwendet. Die Haupteletroden waren aus Molybdän, die Hilfselektroden aus Wolfram. Die Arbeitsspannung verschiedener Typen betrug 5...24 kV, die Schaltfrequenz bis 1200 Hz und die Lebensdauer etwa 2000 h. Die pro Impuls geschaltete Energie betrug einige Ws und die Impulsdauer 1...2  $\mu$ s. In den Jahren darauf, besonders seit das Problem des Schaltens von Strömen der Größenordnung 10<sup>4</sup>...10<sup>6</sup> A in der Plasmaphysik entstand, sind zahlreiche Varianten [11; 13; 14; 15; 18; 19; 20] der gesteuerten Funkenstrecke entwickelt worden. Ausser den erwähnten Anwendungen in der Radartechnik und der Plasmaphysik wird die gesteuerte Funkenstrecke in der Hochspannungstechnik zum Auslösen von Stoßgeneratoren, Abschneiden von Prüfstößen usw. benutzt (Fig. 4).

Die wichtigsten elektrischen Parameter einer gesteuerten Funkenstrecke sind:

- Die Spannung, oberhalb welcher die Funkenstrecke zündet, auch wenn kein Schaltkommando — d. h. kein Hilfsfunken vorhanden ist (obere Grenze des Arbeitsbereiches);
- Die Spannung, unterhalb welcher die Funkenstrecke nicht zündet, obwohl ein Schaltkommando vorhanden ist (untere Grenze des Arbeitsbereiches);

- Die Verzögerungszeit zwischen dem Schaltkommando und der Zündung der Funkenstrecke;
- Die Streuung der Verzögerungszeit;
- Die maximale Ladung, welche die Funkenstrecke pro Impuls in beiden Richtungen übertragen kann (darüber hinaus werden die Elektroden angegriffen).

Um die Verwendungsmöglichkeiten der gesteuerten Funkenstrecke anzudeuten, seien hier einige bis heute erreichte charakteristische Werte erwähnt:

Die Arbeitsbereiche betragen von einigen hundert Volt bis 100 kV und darüber; die Verzögerungszeiten von 40 ns bis 20 ns (die niedrigste bis jetzt erreichte Streuung der Verzögerungszeit beträgt 10 ns); Ströme bis 10<sup>6</sup> A [15; 16; 17].

Leider geben die meisten Veröffentlichungen keinen Aufschluss über den zeitlichen Verlauf der geschalteten Ströme, aus denen man die transportierte Ladung und somit die Belastbarkeit der Funkenstrecke errechnen könnte.

Das Prinzip der durch eine Hilfsentladung gesteuerten Funkenstrecke ist einfach. Die Konstruktionsregeln für im voraus bestimmte Arbeitsbedingungen und für verlässliches Zünden sind jedoch weniger einfach. Änderungen der geometrischen Anordnung, der Gasart, des Gasdruckes, der Elektrodenoberfläche, der Elektrodenpolarität und zahlreicher anderer Faktoren beeinflussen die Arbeitsweise der gesteuerten Funkenstrecke. Diese Einflüsse wurden von einigen Forschern untersucht, besonders von T. J. Williams [12].

Im folgenden seien die wichtigsten Erkenntnisse bezüglich der Einflüsse verschiedener Parameter auf die Arbeitsweise der gesteuerten Funkenstrecke zusammengefasst:

a) Die untere Grenze des Arbeitsbereiches ist durch die Ladung, die durch den Hilfsfunken fliesst, bestimmt. Fig. 5 zeigt als Beispiel die Messresultate von T. J. Williams [12], aus denen die Erweiterung des Arbeitsbereiches durch Erhöhen der Ladung des Hilfsfunkens hervorgeht. M. A. Levine [21, 22] beschreibt eine gesteuerte Funkenstrecke, die mit einer grossen Ladung durch Hilfsfunken einen Arbeitsbereich von 300...10 000 V hat;

b) Der Arbeitsbereich der gesteuerten Funkenstrecke ist grösser, wenn die Haupteletrode, welche der Hilfselektrode gegenüberliegt, positiv ist, als wenn sie negativ ist. Das Potential

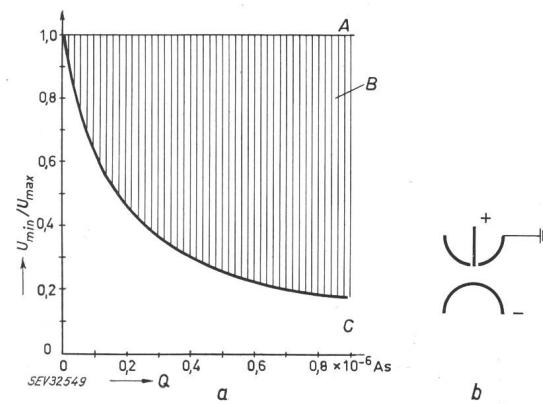


Fig. 5  
Gesteuerte Funkenstrecke  
(nach T. J. Williams)

- a) Arbeitsbereich (schraffiert) der gesteuerten Funkenstrecke als Funktion der Ladung durch den Hilfsfunken  
 $U_{max}$  maximale Durchschlagsspannung bei Zündung ohne Hilfsfunken;  
 $U_{min}$  minimale Durchschlagsspannung bei Zündung mit Hilfsfunken;  
 $Q$  Ladung;  
A Funkenstrecke zündet auch ohne Hilfsfunken;  
B Funkenstrecke zündet nur wenn Hilfsfunken vorhanden;  
C Funkenstrecke zündet nicht, auch wenn Hilfsfunken vorhanden  
b) Disposition der Elektroden bei denen die Daten gemäss a gemessen wurden

bezieht sich auf die Hauptelektrode, welche die Hilfselektrode umgibt;

c) Die Verzögerungszeit zwischen Hilfsentladung und Zündung verringert sich exponentiell mit steigender Spannung an der Funkenstrecke und ist eine Funktion des Quotienten Feldstärke/Gasdruck [12];

d) Die kürzesten Verzögerungszeiten und die kleinsten Streuungen derselben werden mit folgenden Polaritäten erreicht: Die Hilfselektrode negativ in Bezug auf die sie umgebende Elektrode (Bezugselektrode), die gegenüberliegende Hauptelektrode positiv. Das sind die Ergebnisse von vielen Untersuchungen [12; 13; 15; 16] mit Ausnahme derjenigen von *Broadbent* [14].

In den letzteren Jahren sind in der Fachliteratur viele Bauarten und Anwendungen der gesteuerten Funkenstrecke beschrieben worden. Einige davon seien im folgenden erwähnt.

Die gesteuerte Funkenstrecke von *Johansson* und *Smårs* (Fig. 6) arbeitet mit Luft unter einem Druck von 10...40 mTorr als Füllgas [15]. Ihre elektrischen Eigenschaften sind bemerkenswert. Der Arbeitsbereich erstreckt sich von 500 V bis 50 kV ohne irgendwelche Einstellung der Elektrodenentfernung; die Zündverzögerung beträgt bei günstiger Polarität (Hauptelektrode positiv) weniger als 50 ns und die Streuung der Zündverzögerung weniger als 20 ns. Bei sinkender Spannung wird die Verzögerung kleiner, was die Parallelschaltung einiger solcher Funkenstrecken, zwecks Schaltung grösserer Stromstärken ermöglicht. Mit Elektroden aus nichtrostendem Stahl schaltete diese Funkenstrecke über 3000 Entladungen eines Kondensators von 4,8  $\mu$ F bei einer Spannung von 40 kV. Der Scheitelwert der Stromstärke war 320 kA [27].

Über eine Funkenstrecke, die der vorher beschriebenen ähnlich ist, berichten *Cormack* und *Barnard* [16]. Hier war das Gas zwischen den Elektroden Argon unter einem Druck von 15 mTorr. Durch eine geeignete Anordnung wurde die Induktivität auf einige nH herabgesetzt, was besonders wichtig für schnelle Entladungen ist. Die elektrischen Eigenschaften dieser Funkenstrecke sind: Arbeitsbereich 500 V bis 25 kV, Stromamplituden bis 500 kA, Verzögerungszeiten bis 40 ns, Streuung der Verzögerungszeit kleiner als 10 ns.

Eine Vakuum-Funkenstrecke für sehr hohe Ströme beschreiben *Hagermann* und *Williams* [17]. Das Schalten in Vakuum hat zwei prinzipielle Vorteile gegenüber dem Schalten in einem Gas:

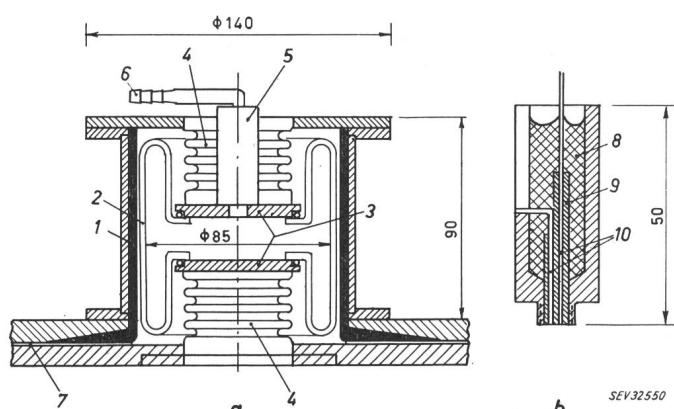


Fig. 6  
Gesteuerte Funkenstrecke  
(nach Johansson und Smårs)

a Aufbau; b Detail der Hilfselektrode

1 Kunststoffisolator; 2 Glasisolator; 3 Hauptelektroden; 4 Metallbalg; 5 Hilfselektrode; 6 Pumpschluss; 7 isolierende Folie; 8 Epoxyharz; 9 Keramikrohr; 10 Wolframstäbchen

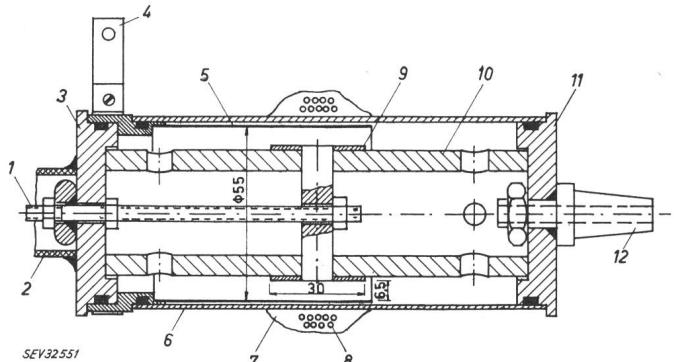


Fig. 7

#### Magnetisch gesteuerte Funkenstrecke

1 Anodenanschluss; 2 Schirm; 3, 11 Kunststoffdeckel; 4 Kathodenanschluss; 5 Kathode (Neusilber); 6 Pyrexrohr; 7 Epoxyharz; 8 Spule (9 Windungen); 9 Anode (Messing); 10 keramische Anodenstütze; 11 Kunststoff; 12 Pumpschluss

a) Es bilden sich keine Druckwellen, die zur Zerstörung der Funkenstrecke führen können,

b) Die Abmessungen und damit die Induktivität können niedrig gehalten werden.

Der Arbeitsbereich dieser Funkenstrecke beträgt 30...75 kV, die höchsten geschalteten Ströme können  $10^6$  A erreichen. Die Induktivität beträgt etwa 30 nH. Zwecks Vergrösserung der elektrischen Festigkeit ist die Entladungsstrecke durch ZwischenElektroden aufgeteilt. Diese sind voneinander durch Kunststoff isoliert und nehmen den Zwischenkapazitäten und -widerständen entsprechende Potentiale an.

Eine Variante der gesteuerten Funkenstrecke, bei welcher das Schaltkommando nicht ein Hilfsfunken, sondern ein Impuls eines magnetischen Feldes ist, wurde im Laboratorium für Plasmaphysik der Universität Jerusalem gebaut. Die einfachste geometrische Anordnung dieser Funkenstrecke sind zwei konzentrische zylindrische Elektroden und eine mit ihnen koaxiale Spule von einigen Windungen (Fig. 7). Das elektrische Feld zwischen den Elektroden ist radial, das magnetische Feld der Spule axial gerichtet. Durch die Spule fliesst im gegebenen Augenblick ein Stromstoss, der den Impuls des magnetischen Feldes hervorruft. Die Funkenstrecke zündet nach einer gewissen Verzögerungszeit. Die Arbeitsweise der magnetisch gesteuerten Funkenstrecke beruht auf der Tatsache, dass ein transversales Magnetfeld die Durchschlagsspannung von Gasen bei niedrigem Druck herabsetzt [24]. Als «niedriger Druck» werden hier Drücke bezeichnet, die kleiner als der Druck sind, bei dem die Durchschlagsspannung des betreffenden Gases minimal ist. Dieser Druck ist z. B. für Luft und 1 cm Elektrodenentfernung etwa 0,6 Torr. Bei sehr niedrigem Gasdruck und geeigneten Werten der magnetischen Feldstärke kann die Herabsetzung der Durchschlagsspannung sehr gross sein [25]. Eine Erklärung dieses Effektes ist in der Änderung der freien Weglängen der Elektronen im transversalen Magnetfeld zu suchen. Dies ändert die Ionisationsbedingungen im Gas und ist einer Druckerhöhung im Gas ähnlich. Die Theorie des Durchschlages in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern hat *Haefer* [25] behandelt.

Die Kennzeichen der magnetisch gesteuerten Funkenstrecke sind: Keine galvanische Verbindung zwischen dem Steuerkreis und dem Hauptkreis, axiale Symmetrie und einfacher Aufbau. Unter bestimmten Bedingungen ist der Ar-

beitsbereich gross (z. B. 1...25 kV). Die Verzögerungszeit zwischen dem magnetischen Impuls und dem Durchschlag ist durch die Summe der statistischen Verzögerung (d. h. der Zeit bis ein Elektron erscheint, das den Ionisationsvorgang einleitet) und der eigentlichen Aufbauzeit der Entladung gegeben. Die statistische Verzögerung kann man durch geeignete Mittel, wie Bestrahlung mit ultraviolettem Licht oder Einbau eines radioaktiven Präparates sehr verkürzen. Die Aufbauzeit hängt von der Gasart, dem Gasdruck, der elektrischen und magnetischen Feldstärke sowie der Elektrodenanordnung ab; ihre Grössenanordnung beträgt einige  $\mu$ s [26], Fig. 7 zeigt den Aufbau einer experimentellen magnetisch gesteuerten Funkenstrecke.

### 5. Das Thyratron mit Wasserstoff-Füllung

Die während des zweiten Weltkrieges im Entstehen begriffene Radartechnik brauchte eine Vorrichtung zum Schalten von Hochstromimpulsen, die zugleich hohe Spannungsfestigkeit, sehr kurze Schaltzeit und kleine Streuung des Schaltmomentes haben sollte. Die Spannungswiederverfestigung des Schalters sollte sehr schnell sein, um eine hohe Schaltfrequenz zu gestatten. Die bereits erwähnte Funkenstrecke («Trigatron») von Craggs, Haine und Meek [10] befriedigte diese Forderungen. Ein anderes Schaltelement, das in Betracht kam, war das Thyratron.

Das Thyratron mit Quecksilberdampf-Füllung wies einige Nachteile auf: Zerstörung der Oxydkathode bei hohen Stromimpulsen, begrenzte Spannungsfestigkeit und enger Temperaturbereich für störfreie Arbeit. Das 1936 von DREWELL [29] beschriebene Thyratron mit Wasserstoff-Füllung verhinderte zwar diese Nachteile, hatte jedoch eine kurze Lebensdauer. Die Oxydkathode ist hier weniger beansprucht, da das Bombardement der Kathode durch Wasserstoffionen weniger zerstörend wirkt als durch die schweren Quecksilberionen. Der Wasserstoff wird jedoch als Folge der Entladungen bald absorbiert («cleanup») und das Thyratron hört auf zu funktionieren. Eine Abhilfe hiezu schaffen in den heutigen Thyratrons Behälter mit festen Metall-Wasserstoff-Systemen, die einen temperaturbedingten Gleichgewichtsdruck haben. Meistens werden Reservoirs mit Titan-Wasserstoff verwendet. Fig. 8 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Thyratrons [30]. Die Kathode ist vom elektrischen

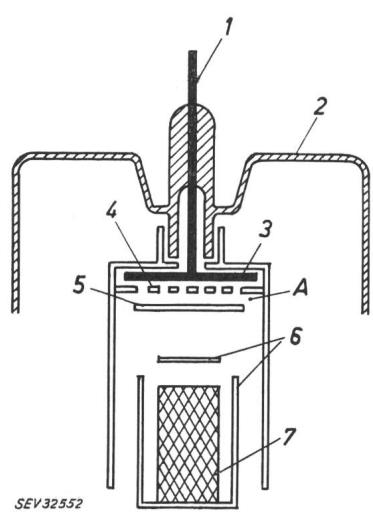


Fig. 8

Bauweise eines Thyratrons mit Wasserstoff-Füllung [30]

1 Anodenanschluss; 2 Glasbehälter; 3 Anode; 4 Steuergitter; 5 Schirm; 6 Kathodenabschirmung; 7 Kathode; A Grenze des Anodeneinflusses

schen Feld der Anode vollkommen abgeschirmt. Das Steuergitter ist nahe unter der Anode. Das Anodenfeld reicht nur bis zum Punkt A und hat keinen Einfluss auf die aus der Kathode austretenden Elektronen. Damit das Thyratron leitend wird, muss ein kurzzeitiger Strom zwischen Kathode und Gitter fließen. Dieser Strom ionisiert das Gas *ausserhalb* des abgeschirmten Kathodensystems und leitet den Durchschlag ein. Die Aufbauzeit des Durchschlagvorganges beträgt 10...70 ns.

Als Beispiel für die heutigen Grenzen sollen die Daten eines grossen Thyratrons dienen: Anodenspannung 3,5...40 kV, Scheitelwert des Stromimpulses 2,4 kA, Zündverzögerung 1 ns, Streuung der Zündverzögerung 10 ns; Schaltfrequenz  $\approx 1000$  s $^{-1}$ , Impulsdauer einige ns.

### 6. Das Ignitron

Um 1937 wurde ein gesteuerter Quecksilbergleichrichter eingeführt [32], der als Hauptmerkmale ein hermetisch geschlossenes Gefäß aus rostfreiem Stahl und Zündung mit Hilfe eines Zündstiftes («Ignitor») aufwies. Bis auf wenige aus den jeweiligen Ansprüchen hervorgegangenen Änderungen, ist diese Gasentladungsröhre («Ignitron») bis heute unverändert geblieben. Fig. 9 zeigt den Aufbau eines modernen Ignitrons für hohe Stromimpulse. Das Gehäuse des Ignitrons befindet sich auf Kathodenpotential, während die Anode durch eine Glas-Metalldurchführung angeschlossen ist. Der Zündstift aus einem halbleitenden Material ragt in die Quecksilberkathode, wird jedoch vom Quecksilber nicht befeuchtet. Ein kurzer Stromimpuls durch den Zündstift verursacht einen kleinen Lichtbogen zwischen Zündstift und Quecksilber, der nach gewisser Verzögerung die Hauptentladung zwischen Kathode und Anode einleitet. Das Gas in dem die Entladung brennt, ist ausschliesslich Quecksilberdampf, dessen Druck von der Gefässstemperatur abhängt und ungefähr 10 $^{-3}$ ...10 $^{-2}$  Torr beträgt. Sobald sich der Entladungsstrom dem Wert Null nähert, hört die Elektronenemission aus der Kathode auf und die Entladung verlöscht. Nach dem Verlöschen der Entladung deionisiert das Gas schnell und die Spannungsfestigkeit des Ignitrons nimmt wieder einen hohen Wert an. In umgekehrter Richtung führt das Ignitron normalerweise keinen Strom, solange keine Quecksilbertropfen auf die Graphitanode gelangen (Erniedrigung der Austrittsarbeit der Elektronen), oder die Anode nicht heiss wird (thermionische Emission). Das Ignitron hat die Fähigkeit hohe Stromimpulse zu führen, ohne Schaden zu

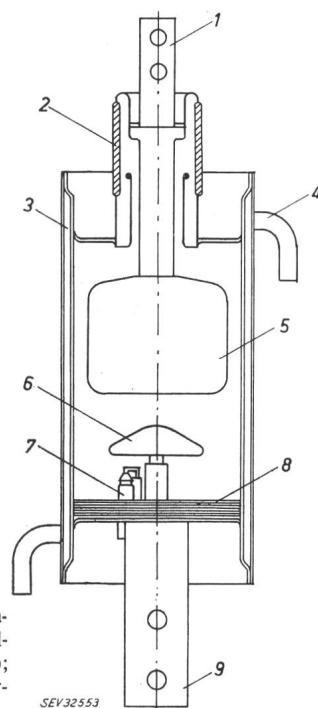


Fig. 9

Aufbau eines Ignitrons (BK 178) für hohe Stromimpulse

1 Anodenanschluss; 2 Glasdurchführung; 3 Kühlwassermantel; 4 Kühlwasseranschluss; 5 Anode (Graphit); 6 Schirm; 7 Zündstift; 8 Quecksilberkathode; 9 Kathodenanschluss

nehmen. Dies hängt mit der Unzerstörbarkeit der Quecksilberkathode zusammen, deren Oberfläche sich ja immer wieder erneuert. Die Überlastbarkeit hat zur Anwendung des Ignitrons in der Schweißtechnik und später als Schalter kapazitiver Energiespeicher in der Plasmaforschung geführt. Die Grenzwerte der heutigen Ignitrons sind: Anodenspannung 25 kV, Stromstärke 100 kA, während eines Impulses geführte Ladung 400 As; Impulsdauer 150 ms, Impulsfrequenz 5 Hz [33]. Die Brennspannung des Ignitrons ist 10...60 V. Mit besonderen Zündschaltungen sind sehr kurze Zündverzögerung [36 ns] mit kleiner Streuung [5 ns] erreicht worden [34]. Normalerweise werden Ignitrons zum Schalten relativ langer Stromimpulse (Millisekunden) verwendet; die Zündverzögerung und ihre Streuung sind meist von untergeordneter Bedeutung.

Fig. 10 zeigt eine Schaltung für das synchronisierte Zünden eines Ignitrons, das einen kapazitiven Energiespeicher schaltet [35]. Hier wird eine  $LC$ -Kunstleitung mit Hilfe eines wasserstoffgefüllten Thytratrons und eines Impulstransformators durch den Zündstift des Ignitrons entladen. Das Ignitron zündet einige  $\mu$ s nachdem ein Spannungsimpuls (Schaltkommando) von einem Zeitgeber am Steuergitter des Thytratrons angelangt ist.

Fig. 11 zeigt die prinzipielle Schaltung eines kapazitiven Energiespeichers und die Stromverhältnisse während der Entladung. Zuerst zündet das Ignitron  $S_1$  und der Kondensator  $C$  liefert während einer Viertelperiode der gedämpft schwingenden Entladung Energie an die Last, bis die Spannung am Kondensator Null und zur selben Zeit die Stromstärke maximal geworden ist. In diesem Zeitpunkt wird das Ignitron  $S_2$  gezündet, welches den Kondensator kurzschließt. Anstatt der Wiederaufladung des Kondensators auf die entgegengesetzte Polarität bleibt seine Spannung Null. Der Strom durch die Last klingt nun mit der Zeitkonstante  $L/R$  ab. Diese Schaltung verhindert das Überschwingen der Spannung am Kondensator und damit seine erhöhte Beanspruchung. Zusätzlich wird ein Stromimpuls in nur einer Richtung mit wirtschaftlichen Mitteln erreicht, mit viel besserer Energieausnutzung als mit einer aperiodisch gedämpften Entladung.

Zusammenfassend kann man als Vorteile des Ignitrons nennen:

- Kalte Kathode, daher immer einsatzbereit;
- Hohe Spannungsfestigkeit;
- Fähigkeit hohe Ströme während relativ langer Zeit zu führen;
- Genau bestimmter Zeitpunkt der Zündung.

Die Nachteile des Ignitrons sind:

- Sehr enger Temperaturbereich (15...30 °C), in dem das Ignitron zuverlässig funktioniert;
- Empfindlichkeit des Zündstiftes (er kann durch aufgedampftes Elektrodenmaterial ausser Betrieb gesetzt werden);

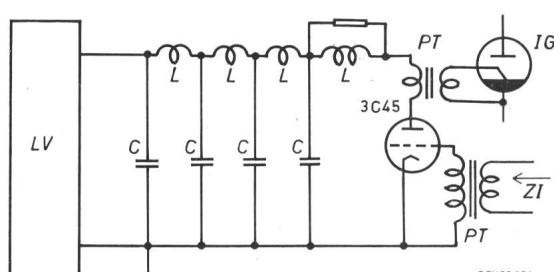


Fig. 10  
Schaltung zum Zünden des Ignitrons

LV Ladevorrichtung;  $L-C$  Kunstleitung; 3C45 Thyatron mit Wasserstoff-Füllung; PT Impulstransformatoren; IG Ignitron; ZI Zündimpuls

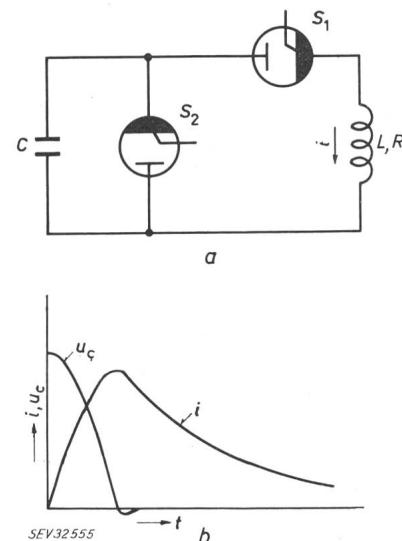


Fig. 11  
Schalten eines kapazitiven Energiespeichers mit Hilfe von Ignitrons

a Schaltschema

C Energiespeicher;  $S_1, S_2$  Ignitron;  $L, R$  Last

b Zeitlicher Verlauf der Kondensatorspannung  $u_c$  und des Laststromes  $i$  während der Entladung;  $t$  Zeit

c Quecksilbertropfen an der Anode können Rückzündungen verursachen.

Es ist daher zweckmässig, während der Arbeit, des Lagers und des Transportes ein Ignitron in vertikaler Lage, mit der Kathode nach unten, zu halten.

Eine Variation des Ignitrons mit Steuergitter anstatt des Zündstiftes, sowie mit Wasserstoff, Deuterium oder Edelgasfüllung (Druck ca. 0,5 Torr) beschreiben Baker und Cook [37]. Seine Eigenschaften sind: Arbeitsbereich 500 V...40 kV, Schalten von Stromimpulsen bis 50 kA während 1 ms. Der Spannungsimpuls, den das Steuergitter zur Einleitung des Zündvorgangs braucht, ist sehr hoch (16...30 kV).

## 7. Schlussfolgerung und Ausblick

Von den betrachteten Schaltern für Hochstromimpulse bei hohen Spannungen hat jeder sowohl bestimmte Vorteile als auch durch das Arbeitsprinzip und die Bauart gesteckte Grenzen. Das Thyatron mit Wasserstoff-Füllung erlaubt sehr hohe Schaltfrequenzen, die Strombelastbarkeit ist jedoch wegen der Glühkathode prinzipiell begrenzt. Bei der ungesteuerten Funkenstrecke fehlt die Möglichkeit des Schaltens durch ein einfaches, mit anderen Vorgängen synchronisierbaren Schaltkommando. Durch Hinzufügen einer Hilfselektrode wird die gesteuerte Funkenstrecke entwickelt, die sowohl in Hinsicht auf die Bauart als auch auf das Entladungsmedium in sehr verschiedenen Varianten ausgeführt wird. Die gesteuerte Funkenstrecke wird heute zum Schalten von kurzzeitigen Impulsen ( $10^{-6}$ ... $10^{-4}$  s) sehr hoher Stromstärke (bis  $10^6$  A) eingesetzt, bei praktisch unbegrenzten Spannungen. Obwohl der Aufbau der gesteuerten Funkenstrecke und des Ignitrons verschieden ist, weisen beide Apparate grundsätzliche Ähnlichkeiten des Zünd- und Leistungsmechanismus auf. Der Hauptvorteil des Ignitrons ist die unzerstörbare Quecksilberkathode, welche sehr hohe Stromstärken und lange Impulszeiten gestattet ( $10^5$  A bzw. 0,15 s). Sein empfindlichster Bauteil ist der Zündstift. Grundsätzlich kann das Ignitron nur Ströme in einer Richtung führen.

Die heutigen Schalter für Hochstromimpulse sind primitive Vorläufer des elektronischen Hochstromschalters der

Zukunft, der ohne bewegliche Teile und ohne gewaltsame Löschmethoden arbeiten wird. Zweifellos sind in den nächsten Jahren weitere Entwicklungen der Gasentladungs-Schalter in Richtung höherer Spannungen, grösserer Stromstärken und längerer Entladungszeiten zu erwarten.

## Literatur

- [1] A. Roth: «Hochspannungstechnik», Springer Verlag, Wien (1959).
- [2] B. Gänger: BBC-Mitteilungen 1958, S. 29.
- [3] SEV 173: Regeln für Spannungsprüfungen (1944).
- [4] B. Gänger: «Der elektrische Durchschlag von Gasen», Springer Verlag, Berlin 1953, Kap. XXII.
- [5] A. Åsner: Diss. ETH, Nr. 2975 (1960).
- [6] J. M. Sommerville: «The electric arc», Methuen, London 1959, Kap. 4.
- [7] D. J. Vargo and F. L. Taylor: J. Appl. Phys., 33, 9, 2911 (1962).
- [8] E. H. Cullington and W. G. Chace: «Switching Devices For Very High Currents», AFCRL 290, U. S. Department of Commerce, Washington (1961).
- [9] J. D. Craggs and J. M. Meek: «High Voltage Laboratory Technique», Butterworth, London (1954).
- [10] J. D. Craggs, M. E. Haine and J. M. Meek: Journ. I. E. E. III A, 93, 963 (1946).
- [11] T. E. Broadbent: J. Sci. Instr., 37, 231 (1960).
- [12] T. J. Williams: «The Theory and Design of the Triggered Spark Gap», Sandia Corp. Techn. Mem. 186—59 (14), 1959.
- [13] A. M. Sletten and T. J. Lewis: Proc. I. E. E., Part C, 104 (1956), 54.
- [14] T. E. Broadbent: Brit. J. Appl. Phys., 8, 37 (1957).
- [15] R. B. Johansson and E. A. Smårs: Proc. V. Conf. Ion. Gases, München 1961, North-Holland Verlag, Amsterdam.
- [16] G. D. Cormack and A. J. Barnard: Rev. Sci. Instr. 33, 6 (1962).
- [17] D. C. Hagerman and A. H. Williams: Rev. Sci. Instr. 30, 3 (1959), 182.
- [18] A. A. Husbands and J. B. Higham: J. Sci. Instr., 28 (1951), 242.
- [19] W. Auth und H. Schindelin: ETZ-A, 76 (1955), 386.
- [20] W. Lampe: ETZ-A, 83 (1962), 591.
- [21] M. A. Levine: Rev. Sci. Instr., 32, 9 (1961), 1054.
- [22] M. A. Levine: private Mitteilung.
- [23] G. Boucher: Proc. V. Conf. Ion. Gases. München 1961.
- [24] M. Penning: Physica, 3, 873 (1936).
- [25] H. Haefer: Acta Phys. Austr., 7, 52 (1953).
- [26] F. Deutsch and P. Avivi: Appl. Phys. Lett., 1, 3 (1962).
- [27] R. B. Johansson: private Mitteilung.
- [28] Edgerton: Germeshausen & Grier, Boston, Mass., Data Sheet CO 100.
- [29] P. DREWELL: Z. Techn. Phys. 16, (1936), 614.
- [30] S. Goldberg and J. Rothstein: Advances in Electronics, Academic Press, New York, Vol. XIV (1961) 207—263.
- [31] General Electric Co., Bull. PT-49.
- [32] D. Packard and J. H. Hutchins: Gen. El. Rev. 40, (1937), 93.
- [33] H. de B. Knight et al.: Proc. I. E. E., Part A, Vol 106, Suppl. 2 131 (1959).
- [34] F. M. Stolt: «Ignitron Firing», Sandia Corp. Techn. Mem. 213—59 (12).
- [35] C. A. Nittrouer: «Testing Program of Large Ignitrons», Proj. Matterhorn Matt-30, Princeton University (1960).
- [36] E. H. Beckner and R. H. Kotoski: Rev. Sci. Instr. 33, 9 (1962).
- [37] B. O. Baker and K. G. Cook: Brit. J. Appl. Phys., 13 (1962), 603.

### Adresse des Autors:

F. Deutsch, dipl. Ingenieur, Department of Physics, Hebrew University of Jerusalem, Jerusalem, Israel.

## Schweizerische Beleuchtungs-Kommission (SBK)

Schweizerisches Nationalkomitee der Internationalen Beleuchtungs-Kommission (IBK)

### Bericht über die Tätigkeit im Jahre 1963 mit Rechnung über das Jahr 1963

#### A. Allgemeines

Das Jahr 1963 brachte der Schweizerischen Beleuchtungs-Kommission zwei Höhepunkte, die XV. Hauptversammlung der Internationalen Beleuchtungs-Kommission in Wien und die Diskussionsversammlung zum Thema «Die Beleuchtung der Autobahnen». Daneben wurde die Fachgruppenarbeit an den verschiedenen Leitsätzen nach Kräften gefördert.

Im Vorstand traten keine Änderungen ein. Er setzte sich im Berichtsjahr wie folgt zusammen:

**Präsident:** R. Spieser, Professor am Technikum Winterthur, Zürich.

**Vizepräsident:** R. Walther, Direktor der Schweiz. Beratungsstelle für

Unfallverhütung (BfU), Bern, Vertreter der BfU.

#### Übrige Mitglieder:

E. Bitterli, Eidg. Fabrikinspektor des III. Kreises, Zürich, Vertreter des BIGA.

W. Flückiger, Architekt, Zürich, Vertreter des SIA.

J. Guanter, Ingenieur, Prokurst der Osram AG, Vertreter der Gemeinschaft Schweizerischer Glühlampenfabrikanten.

H. König, Prof. Dr., Direktor des Eidg. Amtes für Mass und Gewicht, Bern, Vertreter des AMG.

H. Marti, Sekretär des SEV, Zürich, Vertreter des SEV.

C. Moor, Prokurst BAG, Bronzewarenfabrik AG, Turgi AG, Vertreter des Fabrikanten-Verbandes für Beleuchtungskörper (FVB).

J. Rubeli, Direktor der Transelectric S. A., Genève, Vertreter der Subvenienten.

Ch. Savoie, a. Direktor der Bernischen Kraftwerke AG, Bern, Vertreter des VSE.

Als Rechnungsrevisoren wurden von der 3. Generalversammlung bestätigt:

P. Gaberell, Lausanne

A. Mathys, Zürich

und als Suppleant:

A. Wuillemin, Dübendorf.

Am Ende der Berichtsperiode gehörten der SBK 19 Kollektivmitglieder, 30 Subvenienten und 5 persönliche Mitglieder an. Die Verschiebung bei den Kollektivmitgliedern hat sich dadurch ergeben, dass für die Mitgliedschaft bei der SBK verschiedene Bundesämter unter der Führung des Eidg. Amtes für Mass und Gewicht zusammengefasst worden sind, und dass als neues Mitglied der Schweiz. Autostrassenverein hinzugekommen ist. Bei

den persönlichen Mitgliedern hat Prof. Dr. med. H. Goldmann auf Ende 1963 wegen beruflicher Überlastung seinen Rücktritt erklärt.

#### B. Vorstand

Der Vorstand hat in fünf Sitzungen neben den laufenden Geschäften sich vor allem mit den Vorbereitungen für die IBK-Hauptversammlung und die Diskussionsversammlung, den Voraussetzungen und Bedingungen für die Durchführung einer internationalen Farbtagung im Jahre 1965 (siehe dazu Lit. E) und mit Abklärungen für eine Neuauflage des Handbuches für Beleuchtung befasst.

Bei der XV. IBK-Hauptversammlung sorgte er für eine repräsentative Delegation und für eine gute Berichterstattung an die Mitglieder.

Bei der Diskussionsversammlung über die Beleuchtung der Autobahnen ging es ihm darum, ein hohes Niveau der Referate zu sichern, die am behandelten Problem unmittelbar interessierten Kreise, wie die kantonalen und städtischen Tiefbauämter, aber auch durch Vermittlung der Presse eine weitere Öffentlichkeit zu erreichen, und über die Vorträge hinaus jene Unterlagen bereitzustellen, die für die praktische Anwendung von Nutzen sein können. Aus diesem Grunde wurde der Entwurf zu Leitsätzen für die öffentliche Beleuchtung, 3. Teil, Autobahnen und Expressstrassen, den Teilnehmern der Versammlung abgegeben.

Eine Umfrage über die Wünschbarkeit einer Neuauflage des Handbuches für Beleuchtung zeigte erfreuliches Interesse. Trotzdem konnte ein Entscheid noch nicht verantwortet werden. Die Frage wird im Rahmen der Fachgruppe 6, Unterricht, die zu diesem Zweck erweitert werden soll, noch zu prüfen sein.

#### C. Nationale Tätigkeit

##### Diskussionsversammlung

Es erübrigkt sich, über die Diskussionsversammlung vom 15. November 1963 im Kongresshaus Zürich zum Thema «Die Beleuchtung der Autobahnen» inhaltlich zu berichten, da alle Referate und Diskussionsbeiträge in extenso im Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins erschienen sind. Dagegen sei es gestattet, einige Gedanken anzufügen, die rückblickend sich aufdrängen mögen.