

| | |
|---------------------|---|
| Zeitschrift: | Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses |
| Herausgeber: | Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen |
| Band: | 65 (1974) |
| Heft: | 7 |
| Artikel: | Über das Durchschlagverhalten langer Luftfunkentstrecken unter positiver Schaltstoßspannung |
| Autor: | Heilbronner, F. |
| DOI: | https://doi.org/10.5169/seals-915381 |

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: 23.02.2026

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

Über das Durchschlagverhalten langer Luftfunkentrecken unter positiver Schaltstoßspannung

Von F. Heilbronner

1. Problemstellung

Steigender Wirkungsgrad, bessere Trassenausnutzung, spezifisch niedrige Kosten und höhere Versorgungssicherheit durch Verbundbetrieb sind Gründe, den zunehmenden Bedarf an elektrischer Energie mit Höchstspannungen zu verteilen; beträgt das höchste Spannungsniveau in Westeuropa heute noch 400 kV, so sind doch bereits in Kanada, USA und UdSSR Leitungen auf 700-kV-Niveau in Betrieb.

Dabei ist vorausgesetzt, dass die atmosphärische Luft weiterhin als Isolationsmittel verwendet wird. Die Spannungsfestigkeit der Luft ist nun aber sehr abhängig vom zeitlichen Verlauf der angelegten Spannung: Neben der Betriebsspannung von 50 Hz treten in Netzen auch Überspannungen (Fig. 1) auf, die ihre Ursache in atmosphärischen Störungen und in

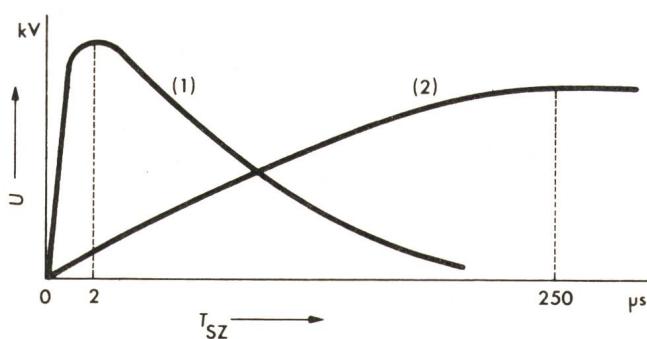


Fig. 1 Schematischer Verlauf doppsexponentieller Stoßspannungen U

(1) Blitzstoßspannung T_{SZ} Scheitelzeit
(2) Schaltstoßspannung t Zeit
 U Spannung

Schalthandlungen haben. Blitzeinschläge verursachen die sog. Blitzstoßspannungen, die ihr Maximum in etwa 2 μ s erreichen und 50 μ s Rückenhalbwertszeit haben, während bei Schalthandlungen und Fehlern durch Reflexion die sog. Schaltstoßspannungen entstehen, mit den entsprechenden Werten von 250 μ s und 2500 μ s.

Die Durchschlagsspannung der Luft (Fig. 2) nimmt bei Belastung mit Blitzstoßspannung linear mit dem Abstand zu, während der Zuwachs bei Schaltstoßspannungen oberhalb 2 m beträchtlich abnimmt; z. B. werden bei 2 m Abstand etwa 1000 kV Blitzstoßspannung gehalten, während mit Schaltstoßspannungen etwa 700 kV genügen. Der Grund hierfür ist – wie noch weiter auszuführen sein wird – das Auftreten der sog. Leaderentladung.

Die Polarität der Spannung ist aus physikalischen Gründen von grossem Einfluss auf die Durchschlagsspannung:

Bei positiver Hochspannungselektrode werden die in der Luft vorhandenen Elektronen in Richtung höherer Feldstärke beschleunigt und können daher leichter ionisierende Elektronenlawinen bilden, während sie bei negativer Hochspannungselektrode in Gebiete geringerer Feldstärke abgedrängt werden und sich so verlangsamen. Deshalb beschäftigt sich die Hochspannungstechnik, soweit die Forschung auf Energieübertragung mit Höchstspannungen gerichtet ist, mit positiven Schaltstoßspannungen. Die Absicht ist, nicht nur Durchschlagspan-

621.3.015.5 : 621.319.51

nungen zu messen, sondern auch die Hochspannungsprüfgeräte richtig zu schirmen und überhaupt geeignete Prüfverfahren zu entwickeln.

Die Elektrodenanordnungen der Praxis (z. B. Leiter-Leiter, Leiter-Erde, Leiter-Mast, Leiter-Transformatorkessel) bilden nahezu alle sehr inhomogene Feldsysteme. Zu ihren Nachbildungen im Laboratorium dient die Stab-Platte-Funkenstrecke als Grundanordnung, denn sie ist von allen Seiten leicht beobachtbar und besitzt die wenigsten geometrischen Parameter (Elektrodenabstand, Elektrodendurchmesser, Elektrodenradius) und alle Entladungen starten an der Hochspannungselektrode.

2. Prinzipieller Entladungsablauf

Moderne Fortschritte im Messgerätebau, vor allem im Einsatz photoempfindlicher Materialien, ermöglichen es, die Parameter einer Entladung immer detaillierter zu erforschen. Als Beispiele seien genannt:

- Aussere Parameter:* Elektrodenanordnung; Prüfkreisaufbau; Spannungsform;
- Elektrische Parameter:* Strom; Ladung; elektrisches Feld; Spannungsfall im Kanal; Energieverhältnisse;
- Optische Parameter:* Intensität und Wellenlänge des Lichts, das vom Kanal und seiner Spitze abgestrahlt wird;
- Geometrische Parameter:* Kanaldurchmesser; Geschwindigkeit des Vorschwungs; Zickzack-Form; Kanallänge, wenn es nicht zum Durchschlag kommt;
- Akustische Parameter:* Phasen des Entladungsknalls.

Da die angelegte Stoßspannung eine Zeitfunktion ist, werden auch die Messgrößen im allgemeinen mit Oszillographen zeitabhängig registriert.

Nach Anlegen der Stoßspannung entsteht bei Überschreitung der Anfangsfeldstärke [1]¹⁾

$$E_a = 22,8 \left(1 + \frac{1}{\sqrt[3]{r}}\right) \frac{kV}{cm} \quad r \text{ in cm}$$

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

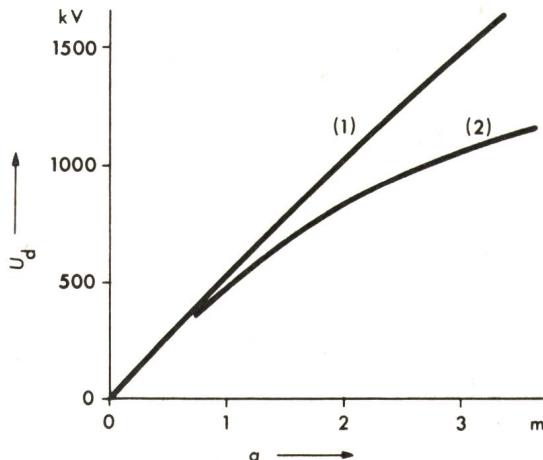


Fig. 2 Qualitativer Verlauf von Durchschlagsspannung-Schlagweitekennlinien

(1) bei Blitzstoßspannung (2) bei Schaltstoßspannung
 U_d Durchschlagsspannung
 a Schlagweite (Elektrodenabstand)

an der Hochspannungselektrode eine Koronaentladung. Sie kann so viel Raumladung um sich erzeugen, dass wegen des vergleichmässigen Feldes neue Entladungen erst wieder bei höherer Spannung möglich sind. Diese aus vielen Elektronenlawinen zusammengesetzte Koronaerscheinung nennt man Streamerentladung; sie wandert unter Lichtaussendung zur Gegenelektrode vor und verursacht einen Strom von etwa 0,5 A. Hinter den Streamern leuchtet funkenartig ein Kanal auf, von dessen Spitze die Streamer ausgehen. Man bezeichnet diesen Kanal als Leader; seine Spitze beschleunigt sich, sobald die ersten Streamer die Gegenelektrode (Platte) erreicht haben; danach bricht auf die Spannung zusammen, und im früheren Leaderkanal entsteht die Hauptentladung als Lichtbogen zwischen den Elektroden.

Ein Beispiel hierzu bei 10 m Elektrodenabstand [2] zeigt Fig. 3 über gleichem Zeitmaßstab der Teilbilder. Zu den Zeiten

90, 170, 220 und 260 μ s leuchtet der Kanal schlagartig auf (Photos 1 und 3) und die Ladung (Photo 4) wächst in Sprüngen von 12, 8 und 20 μ C (unbekannt bei 260 μ s) auf einen Gesamtbetrag von 204 μ C (korrigiert um den Einfluss der zeitlichen Spannungsänderung); zu diesen Augenblicken können auch Spannungsabsenkungen (Photo 2) bemerkt werden. Die Leaderentladung fängt bei 30 μ s und 1600 kV an und benötigt bis 90 μ s einen konstanten Strom, wie aus dem linearen Ladungsanstieg bis 64 μ C geschätzt werden kann.

Zwischen 90 und 170 μ s bzw. zwischen 170 und 220 μ s wächst die Ladung linear um weitere 47 bzw. 31 μ C.

Während der Strom in den kontinuierlichen Vorwachsintervallen zwischen 0,5 und 1 A liegt, ist das plötzliche Wieder-aufleuchten des Kanals mit Strömen von 200...400 A verbunden, wie aus den Ladungssprüngen von 10...20 μ C geschätzt werden kann.

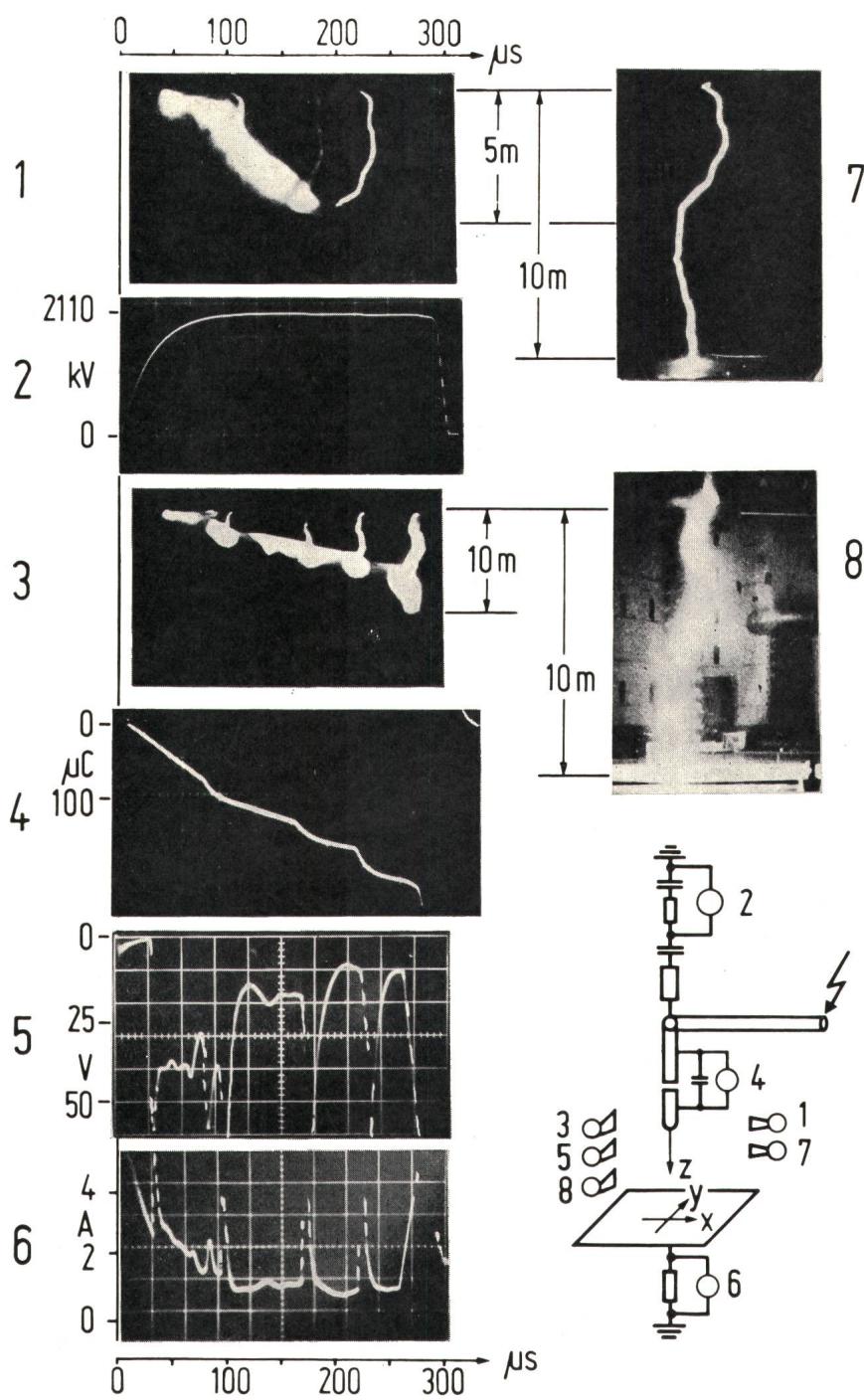


Fig. 3
Beobachtungsmethoden
und Entladungswicklung in einer 10-m-Stab-
Platte-Funkenstrecke mit 130/3400- μ s-
Schaltstoßspannung

- 1 und 3 Schmierbildaufnahmen von zwei um 90° versetzte Bildwandlerkameras
- 7 und 8 statische Aufnahmen zu 1 und 3
- 2 Spannungsoszillogramm
- 4 Ladungoszillogramm (Hochspannungs-
potential)
- 5 Photomultiplieroszillogramm
Stromoszillogramm (Platte)
- 6

Das Signal des Photomultipliers (Photo 5) ist proportional dem Stromoszillogramm (Photo 6) und bietet sich so als indirekte Strommessung an.

Die Vorwachsgeschwindigkeit der Leaderspitze beträgt etwa 2 cm/μs. Relativ dazu ist die Streamerlängenzunahme bis zur Hälfte der Schlagweite vernachlässigbar; danach kann sie etwa proportional zur 3. Potenz der Zeit gesetzt werden.

Aus Messungen [3] kennt man den Spannungsbedarf pro cm Länge für Streamer zu $E_s = 4,5 \text{ kV/cm}$ und für Leader zu $E_L = 1 \text{ kV/cm}$ – eine Größe, die auch als Feldstärke innerhalb der jeweiligen Entladung interpretiert werden kann. Das Elektrodenpotential wird somit durch den Leader weit in den Entladungsraum vorgetragen. Der gesamte Entladungsvorgang findet also in zwei Teilen statt: Der Hauptentladung gehen so lange Vorentladungen voraus, bis die Streamer die Platte erreicht haben. Kommen die Streamer wegen ungenügender Spannungshöhe oder aus statistischen Gründen nicht bis zur Platte, dann findet die Hauptentladung nicht statt und die bisher stattgefundenen Entladungen verlischt wieder: Man sagt, die Spannung wurde gehalten.

Da die Streamer (Fig. 3) etwa 1 m lang werden und diese Länge auch beim Vorwachsen an der Leaderspitze beibehalten, muss auch die Durchschlagsspannung–Schlagweite–Kennlinie (Fig. 2) bis zum Bereich von $a = 1 \text{ m}$ mit dem Streamerspannungsbedarf von 4,5 kV/cm ansteigen. Bei größeren Schlagweiten überwiegt der Leaderanteil, so dass der Anstieg letzten Endes nur 1 kV/cm beträgt.

3. Einfluss der Stoßspannungsform auf die Durchschlagsspannung

Wie bereits erwähnt, tritt beim Stoßspannungsdurchschlag die Entladungsform der Leader auf und deshalb sind die Durchschlagsspannungen so niedrig im Vergleich zu anderen Spannungsarten. Die erwähnte Scheitelzeit von 250 μs ist nur ein mittlerer Wert, bei dem in der Praxis der zeitliche Spannungsverlauf sein Maximum erreicht; es kann bei Schalthandlungen in Netzen auch vorkommen, dass der Wert bei 50 oder 1000 μs liegt. Variiert man nun bei festem Abstand im Laboratorium die Scheitelzeit der angelegten Spannung, so stellt man fest, dass sich die Durchschlagsspannung bis zu 15% ändern kann und ein deutliches Minimum aufweist; z. B. gilt (Fig. 4) bei $a = 10 \text{ m}$ ein Minimum von 1720 kV bei 500 μs Scheitelzeit und bei $a = 3 \text{ m}$ ein Minimum von 920 kV bei $T_{SZ} = 150 \text{ μs}$, d. h. pro m Abstandsvergrößerung verschiebt sich das Minimum um 50 μs. Dieser Wert von 50 μs/m entspricht dem reziproken Wert der Leadervorwachsgeschwindigkeit von 2 cm/μs. Offenbar müssen optimale Bedingungen [4] für das Vorwachsen existieren, und zwar dann, wenn der gesamte Spannungszuwachs an der Elektrode für den Spannungsbedarf des vorwachsenden Leaders aufgebracht wird:

$$\left(\frac{du}{dt} \right)_{opt} = E_L v = 1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \cdot 2 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}} = 2 \frac{\text{kV}}{\mu\text{s}}$$

Diese theoretische Überlegung kann aus dem Experiment nachgeprüft werden (Fig. 4):

$$\frac{\Delta U_d}{\Delta T_{SZ}} = \frac{1720 - 920}{500 - 150} = 2,3 \frac{\text{kV}}{\mu\text{s}}$$

Steigt die Spannung steiler an, so erzeugt der erste Impuls sehr viel Raumladung und schafft dadurch eine homogene Feldverteilung, bei der es erst wieder nach weiterem Span-

nungsanstieg zu neuen Entladungen kommt; steigt sie weniger als mit 2,3 kV/μs an, so entstehen offenbar nicht genug Elektronenlawinen, die den nötigen Strom zur Aufrechterhaltung des Mechanismus produzieren können, und die Spannung muss dann eben höher werden, um diesen Strom von etwa 0,5 A zu liefern.

4. Abschätzung der Durchschlagsspannung

4.1 Mittlerer Wert auf Grund des Entladungsablaufs

Der Durchschlag wird eingeleitet, sobald die Streamer die Platte erreicht haben, deshalb ist in diesem Augenblick die Elektrodenspannung gleich der Durchschlagsspannung. Sie kann dann in die bereits erwähnten Streamer- und Leaderanteile aufgespalten werden, also nach [3]

$$U_d = E_s l_s + E_L l_L$$

$$\text{mit } a = l_s + l_L \quad (a > 1 \text{ m})$$

Daraus ergibt sich

$$U_d = E_s (a - l_L) + E_L l_L$$

d. h. U_d setzt sich für jeden Abstand a aus zwei Geraden zusammen, von denen die eine bis zum Abszissenwert $(a - l_L)$ mit E_s ansteigt und die andere von da weiter bis zum Abszissenwert a die Steigung E_L besitzt.

Eigene Messungen und Auswertungen von Ergebnissen aus [2] ergaben folgende Abstandsabhängigkeit der Leaderlänge l_L von der Schlagweite a :

| Bereich | l_L |
|------------------------|---------------------|
| $1 < a < 5 \text{ m}$ | $(0,1 \dots 0,5) a$ |
| $5 < a < 10 \text{ m}$ | $(0,5 \dots 0,7) a$ |

Somit ergibt sich für $a = 10 \text{ m}$ die in Fig. 5 gezeigte Konstruktion.

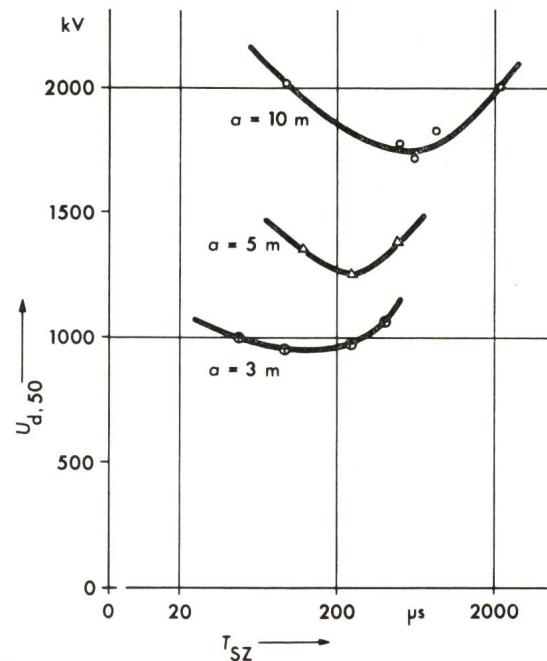


Fig. 4 Durchschlagsspannungen als Funktion der Scheitelzeit für verschiedene Schlagweiten

(Stab–Platte-Funkenstrecke mit kegeligem Stababschluss)

U_d , 50 50-%-Wert der Durchschlagsspannung

a Schlagweite

T_{SZ} Scheitelzeit

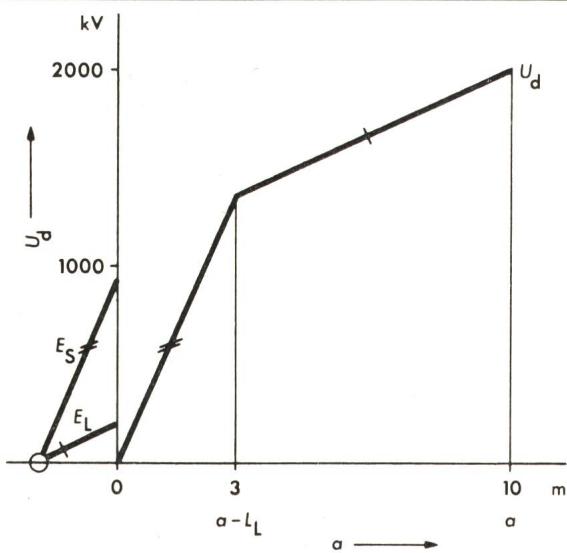


Fig. 5 Konstruktion der Durchschlagsspannung U_d für eine Schlagweite a von 10 m

L_L Leaderlänge

E_S Streamerspannungsbedarf

E_L Leaderspannungsbedarf

4.2 Minimaler Wert der Durchschlagsspannungen

Die Auswertung aller Untersuchungen der Literatur [5] für $U_d = f(T_{SZ})$ bei verschiedenen Schlagweiten a ergibt folgende empirisch gefundene Funktion

$$U_{d\min} = \frac{3450}{1 + \frac{8}{a}} \text{ kV} \quad a \text{ in m}$$

die einen sehr interessanten Aspekt offenbart:

Nach den bisherigen Erkenntnissen kann die Durchschlagsspannung von Luft nicht über 3450 kV hinaus gesteigert werden, auch wenn der Abstand noch so gross gemacht wird. Lässt man diesen Wert in einem zukünftigen Ultraspannungsnetz als maximale Überspannung zu, so errechnet sich die Nennspannung zu

$$U_{N\max} = 3450 \cdot \frac{1}{1,5} \cdot \frac{1}{1,1} \cdot \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \approx 2500 \text{ kV}$$

wobei der Überspannungsfaktor zu 1,5 und der Sicherheitsfaktor zu 1,1 gesetzt wurden.

5. Berechnung der durch die Raumladung verursachten Feldstärke

Ein sehr wichtiger Parameter für die Bildung des Leaders ist die Raumladung in der gesamten Elektrodenanordnung. Da man ihre Dichte nicht messen kann, versucht man, ihre Verteilung aus den Leuchterscheinungen der Bildwandleraufnahme und aus der gemessenen Feldstärke an der Platte zu berechnen, d. h. Elektrodenspannung und Feldstärke an der GegenElektrode sind bekannt, gesucht ist die Ladung. Eine Lösungsmöglichkeit liefert hierzu das Ladungsverfahren [1], bei dem Elektroden durch Äquipotentialflächen nachgebildet werden (Fig. 6).

Die Punktladung $Q_{E,j}$ auf der Rotationsachse, deren Entfernung von der Platte h_j beträgt, ruft im Aufpunkt $A_i(r_i, z_i)$ das Teilpotential

$$\Phi_{ij} = \frac{Q_{E,j}}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{\sqrt{r_i^2 + (z_i - h_j)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r_i^2 + (z_i + h_j)^2}} \right)$$

hervor, wobei eine Spiegelladung im Bereich $z < 0$ mitberücksichtigt ist.

Die Summe aller Teilpotentiale, die durch weitere Ladungen $[Q_E]$ in A_i und anderen Aufpunkten auf der Elektrode hervorgerufen wird, muss gleich der Elektrodenspannung $[U_E]$ in diesen Punkten sein, in Matrizenbeschreibung dann

$$[P_{EE}] \cdot [Q_E] = [U_E]$$

wobei $[P_{EE}]$ die aus der Geometrie der Anordnung zu erreichenden Potentialkoeffizienten beinhaltet, soweit die Aufpunkte auf der Elektrode und die zu deren Nachbildung benötigten Ladungen betroffen sind.

Die Berücksichtigung des Leaderkanals als dünnen Schlauch in der Rotationsachse erfordert weitere Ladungen $[Q_K]$:

$$\begin{bmatrix} [P_{EE}] [P_{EK}] \\ [P_{KE}] [P_{KK}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [Q_E] \\ [Q_K] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [U_E] \\ [U_K] \end{bmatrix}$$

wobei sich für Punkte verschiedener Länge $[l_L]$ auf dem Leaderkanal der Wert von $[U_K]$ um $E_L \cdot [l_L]$ von $[U_E]$ unterscheidet.

Sollen ferner verschiedene Raumladungen $[Q_R]$ berücksichtigt werden, so ist das Gleichungssystem zu erweitern auf

$$\begin{bmatrix} [P_{EE}] [P_{EK}] [P_{ER}] \\ [P_{KE}] [P_{KK}] [P_{KR}] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} [Q_E] \\ [Q_K] \\ [Q_R] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [U_E] \\ [U_K] \\ [U_R] \end{bmatrix}$$

woraus dann durch Umformung entsteht:

$$\begin{bmatrix} [P_{EE}] [P_{KE}] \\ [P_{KE}] [P_{KK}] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} [Q_E] \\ [Q_K] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [U_E] - [P_{ER}] \cdot [Q_R] \\ [U_K] - [P_{KR}] \cdot [Q_R] \end{bmatrix}$$

Durch Einbau dieser Gesetzmäßigkeiten in ein allgemeines Rechenprogramm für transiente Vorgänge [6] können in jedem Zeitaugenblick die Elektrodenspannung der Aufpunkte $[U_E]$

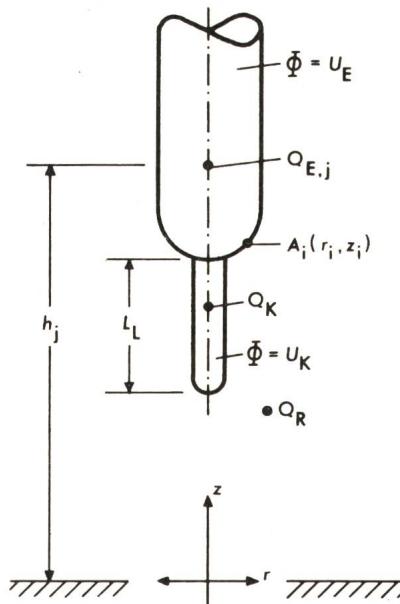


Fig. 6 Anordnung zum Ladungsverfahren

Φ Potential

Q Ladung

U Spannung

A_i Punkt bekannten Potentials (Aufpunkt)

Indices:

E Elektrode

K Leaderkanal

R Raumladung

Weitere Erläuterungen siehe im Text

und damit auch die Potentiale $[U_K]$ der verschiedenen Leaderpunkte über die Leadervorwachsgeschwindigkeit und ihre jeweilige Länge berechnet werden. Damit ergeben sich Lösungen des Typs

$$[Q] = [P]^{-1} \cdot [U]$$

Nach Kenntnis aller Ladungen Q_j kann dann die Feldstärke an jedem Ort i des Entladungsraumes berechnet werden, z. B. gilt [1] für die Rotationsachse $r = 0$:

$$E_{z,i} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_j Q_j \left(\frac{1}{(h_j - z_i)^2} - \frac{1}{(h_j + z_i)^2} \right)$$

In der praktischen Durchrechnung verwendet man ausser Punktladungen auch Linienladungen auf der Rotationsachse sowie Ringladungen konzentrisch um die Rotationsachse.

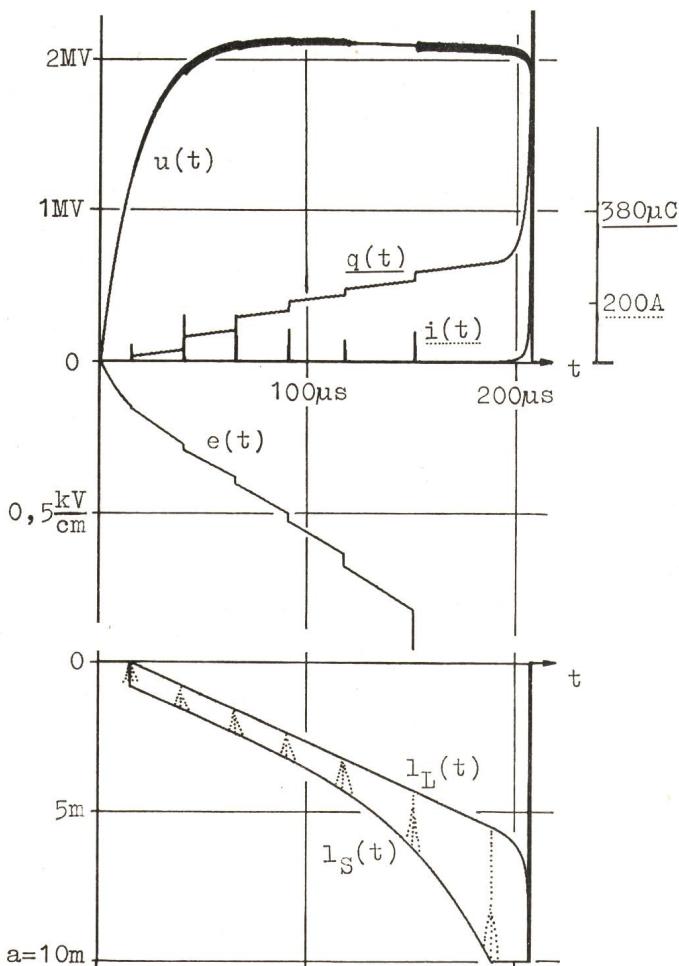


Fig. 7 Berechnete Größen der Entladung unter Schaltstoßspannung bei einer Schlagweite von 10 m

- t Zeit
- a Schlagweite
- $u(t)$ Elektrodenspannung
- $q(t)$ in die Funkenstrecke geflossene Ladung
- $i(t)$ Strom in der Funkenstrecke
- $e(t)$ Feldstärke an der Platte
- $l_L(t)$ Leaderlänge
- $l_S(t)$ Streamerlänge

Durch Vergleich mit den an der Platte gemessenen Feldstärken können dann die Annahmen über den Ort der Raumladung und ihre Grösse sowie über die Leaderkanaldimensionen überprüft werden.

Als Beispiel zeigt Fig. 7 zeitabhängig die vom Computer auf Grund der geschilderten Modellvorstellung gezeichneten Werte, getrennt nach elektrischen (oberer Teil) und geometrischen Grössen (unterer Teil). Der Vergleich mit Fig. 3 ist zufriedenstellend; insbesondere kann gesagt werden, dass kurz vor dem Durchschlag an der Platte $a = 10$ m eine Feldstärke von etwa 1 kV/cm herrscht.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Vor dem Hintergrund steigenden Bedarfs an elektrischer Energie wurde gezeigt, warum sich die Hochspannungstechnik mit dem Durchschlagverhalten langer Luftfunkenstrecken beschäftigen muss, wenn die Luft als Isolationsmittel beibehalten werden soll. Der Grund ist das Auftreten der Leaderentladung, das ist ein funkenartig aufleuchtender Kanal, der das Elektrodenpotential weit in den Entladungsraum vorträgt. Mit mathematischen Methoden und mit Hilfe von Rechenmaschinen kann die Kenntnis des Entladungsmechanismus weiter vorangetragen werden.

Nachdem man nun qualitativ den Entladungsablauf versteht, wird ein weiterer Schritt sein, zu erforschen, wie diese Leaderentladung zu verhindern ist, bzw., falls sie nicht zu verhindern ist, durch Schutzeinrichtungen ihre Auswirkungen auf einen gesicherten Betrieb zukünftiger Höchstspannungsnetze auf ein Minimum herabzusetzen.

Zum Schluss dankt der Verfasser Prof. Dr.-Ing. H. Prinz für die ausserordentlich grosszügige Förderung dieser Thematik sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die im Rahmen einer internationalen Zusammenarbeit (Les Renardieres Group «Lange Funkenstrecken im Megavoltbereich») Voraussetzungen für experimentelle Ergebnisse geschaffen hat.

Literatur

- [1] H. Steinbigler: Anfangsfeldstärken und Ausnutzungsfaktoren rotationsymmetrischer Elektrodenanordnungen in Luft. Dissertation der Technischen Hochschule München, 1969.
- [2] V. Palva: Recherches aux Renardieres sur l'amorçage de grands intervalles d'air. Electra -(1972)23, p. 53...157.
- [3] E. Lemke: Durchschlagmechanismus und Schlagweite-Durchschlagsspannungskennlinien von inhomogenen Luftfunkenstrecken bei Schaltspannungen. Dissertation der Technischen Universität Dresden, 1967.
- [4] K. Feser: Mechanismus zur Erklärung des Schaltspannungsphänomens. STZ 67(1971)46, S. 937...946.
- [5] G. Gallet and G. Leroy: Expression for switching impulse strength suggesting a highest permissible voltage for a.c. systems. IEEE Power Engineering Society Summer Meeting and EHV/UHV Conference, Vancouver 1973, Paper C 73 408-2.
- [6] F. Heilbronner und H. Kärner: Ein Verfahren zur digitalen Berechnung des Spannungs zusammenbruchs von Funkenstrecken. ETZ-A 89(1968)5, S. 101...108.

Adresse des Autors:

PD Dr.-Ing. F. Heilbronner, Institut für Hochspannungs- und Anlagentechnik der TU-München, Arcisstrasse 21, Postfach 202 420, D-8 München 2.