

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:	71 (1980)
Heft:	9
Artikel:	Der Einfluss von Druck und Volumen auf den Zündverzug in SF6 bei Stossspannungsbeanspruchung
Autor:	Dreger, G.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-905245

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: 14.01.2026

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

Der Einfluss von Druck und Volumen auf den Zündverzug in SF₆ bei Stoßspannungsbeanspruchung

Von G. Dreger

621.3.015.3

Es werden an drei koaxialen Zylinderelektroden mit verschiedenen Durchschlagsvolumina die Durchschlagsspannungen und -zeiten bei Belastung mit Blitzstoßspannung unterschiedlicher Steilheit gemessen und in bezug auf den Zündverzug ausgewertet. Mit dem korrigierten Volumen-Zeit-Gesetz wird die Anfangselektronenrate n_0 bestimmt und als Funktion der Spannungssteilheit graphisch aufgetragen. Es wird gezeigt, dass durch die Ermittlung der mittleren Zündverzugszeit theoretisch eine Isolationsbemessung möglich ist.

A trois électrodes cylindriques coaxiales de différents volumes, les tensions et le temps de claquage ont été mesurés lors de charges avec tensions de choc d'éclairs de raideurs différentes. Les résultats sont interprétés en ce qui concerne le retard à l'amorçage. En appliquant la loi volume-temps corrigée, le taux initial d'électrons n_0 a été déterminé. On montre qu'un dimensionnement de l'isolation est théoriquement possible par détermination du temps moyen de retard à l'amorçage.

1. Einleitung

Für die Isolationskoordination in Hochspannungsanlagen ist der Zündverzug beim Einlaufen einer Überspannungswelle von grosser Bedeutung. Bei SF₆-isolierten Anlagen wird die Zündverzugszeit im wesentlichen durch die statistische Streuzeit bestimmt [1]. Nach dem Volumen-Zeit-Gesetz lassen sich unter Verwendung physikalischer Konstanten Durchschlagswahrscheinlichkeit und Häufigkeitsverteilung der statistischen Streuung über die Anfangselektronenrate ermitteln [2]. Die Anfangselektronenrate hat die Dimension $[n_0] = \mu\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$, ist also eine Grösse bezogen auf die Zeit und das Durchschlagsvolumen. Demnach müsste n_0 konstant bleiben, wenn das Volumen vergrössert wird, die übrigen Durchschlagsbedingungen jedoch gleich bleiben. Dies soll vor allem im folgenden Beitrag untersucht werden.

2. Versuchsaufbau

Die Forderung, dass bei allen Elektrodenanordnungen bis auf das Volumen gleiche Durchschlagsbedingungen vorherrschen müssen, machte die Verwendung von koaxialen Zylinderelektroden erforderlich. Sie wurden aus Messing gedreht und in drei Plexiglas-Prüfgefassen montiert. Fig. 1 zeigt ein solches Prüfgefäß mit Elektrodenanordnung. Die Abmessungen der verwendeten Elektroden waren $d_i = 1,9 \text{ cm}$ für die innere Stabelektrode und $d_a = 5,1 \text{ cm}$ für den Innendurchmesser der äusseren Zylinderelektrode. Die Vergrösserung des Volumens ergab sich aus den Längenabstufungen der Aussenzyylinder:

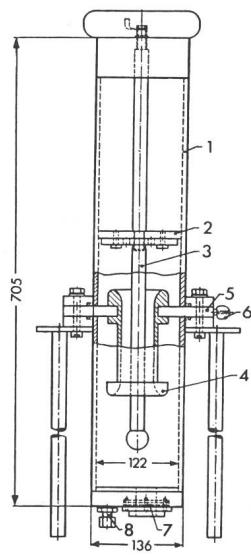
Elektrode 1 (E1): $\bar{l} = 29,5 \text{ cm}$

Elektrode 2 (E2): $\bar{l} = 13,0 \text{ cm}$

Elektrode 3 (E3): $\bar{l} = 6,0 \text{ cm}$

Fig. 1
Prüfgefäß mit koaxialer Elektrodenanordnung

- 1 Plexiglasrohr
- 2 Zentrierscheibe
- 3 Innere Stabelektrode
- 4 Äussere Zylinderelektrode
- 5 Scheibe zur Aufnahme und Zentrierung der Zylinderelektrode
- 6 Erdanschluss
- 7 Quarzfenster
- 8 SF₆-Anschluss



Sie wurden an ihren Enden abgerundet (Fig. 1), um eine bessere Feldverteilung zu erzielen. Die mittlere Länge \bar{l} ergibt sich aus dem Bereich, in dem Durchschlagspuren erkennbar waren. Die Stabelektroden waren über einen Verteiler mit Hochspannung verbunden, die äusseren Zylinderelektroden wurden geerdet. Für die Spannungsversorgung stand ein 10stufiger Stoßspannungsgenerator mit einer Summenladespannung von 750 kV zur Verfügung. Die Spannung wurde mit einem gedämpft kapazitiven Teiler gemessen, an den ein Stossvoltmeter und ein Speicheroszilloskop angeschlossen waren. Der Generator war für die genormte Blitzstosswelle der Form 1,2/50 μs eingestellt. Die Änderung der Spannungssteilheit erfolgte durch Vergrössern bzw. Verkleinern des Scheitelwertes der Leerlaufstossspannung.

3. Durchführung der Messungen

Die Prüfgefässe waren über Druckschläuche miteinander verbunden. Vor Beginn jeder Messreihe wurden sie gründlich evakuiert, dann wurde SF₆ eingelassen und der gewünschte Gasdruck mit einem Feinmessmanometer eingestellt. Das Gas wurde mit ca. 10 Spannungsstössen mit hoher Energie «konditioniert». Diese Massnahme hatte ausserdem den Effekt, dass Fremdteilchen, die sich zwischen den Elektroden befanden, beseitigt wurden. Die Stoßspannung wurde über einen Verteiler mit einer Schaltdauer von ungefähr 20 Sekunden zugeschaltet, so dass während einer Messreihe mit fester Steilheit (90 Spannungsstöße) jede Elektrodenanordnung mit 30 Spannungsstössen belastet wurde. Diese Massnahme war erforderlich, um äussere Einflüsse auf die Statistik des Zündverzugs weitgehend auszuschliessen. Die Durchschlagsspannungen und die Durchschlagzeiten wurden am Speicheroszilloskop und am Stoßspannungsvoltmeter abgelesen und alle Messwerte in sog. Spannungs-Zeit-Diagrammen aufgetragen (Fig. 2).

4. Ermittlung der Anfangselektronenrate

Der Verlauf der Stoßspannung als Funktion der Zeit lässt sich am besten durch die Differenz zweier e-Funktionen annähern. Hierbei muss allerdings die Verschiebung um den Wert t_1 auf der Zeitachse berücksichtigt werden (Fig. 2). Damit ergibt sich für die Stoßspannung folgende Funktion:

$$u(t) = K \cdot \hat{u}_L \cdot [e^{(t_1-t)/T_1} - e^{(t_1-t)/T_2}] \quad (1)$$

mit

\hat{u}_L Scheitelwert der Leerlaufspannung

T_1 Rückenhalbwertszeit (69,44 μs)

T_2 Stirnzeit (0,48 μs)

K Korrekturfaktor (1,0424 bei 1,2/50 μs)

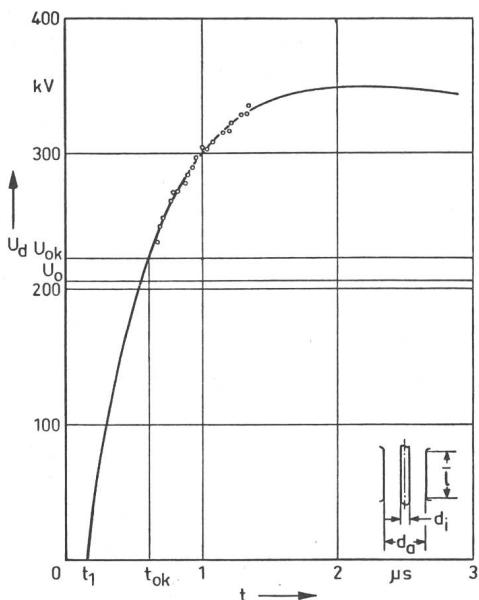


Fig. 2 Spannungs-Zeit-Diagramm einer Messreihe an Elektrode E2 bei 2,5 bar
(Erläuterungen im Text)

Der Korrekturfaktor K berücksichtigt den Fehler im Spannungsmaximum, der durch die Differenz der e-Funktionen in Gl. (1) entsteht.

Nach [3] berechnet sich das korrigierte gewichtete Volumen bei koaxialen Zylinderelektroden zu

$$V_{\text{gk}} = V_0 \cdot [0,423 \cdot (r_x/r_1)^{4,73} \cdot f^{-2,73} + 0,577 \cdot f^2 - (r_x/r_1)^2] \quad (2)$$

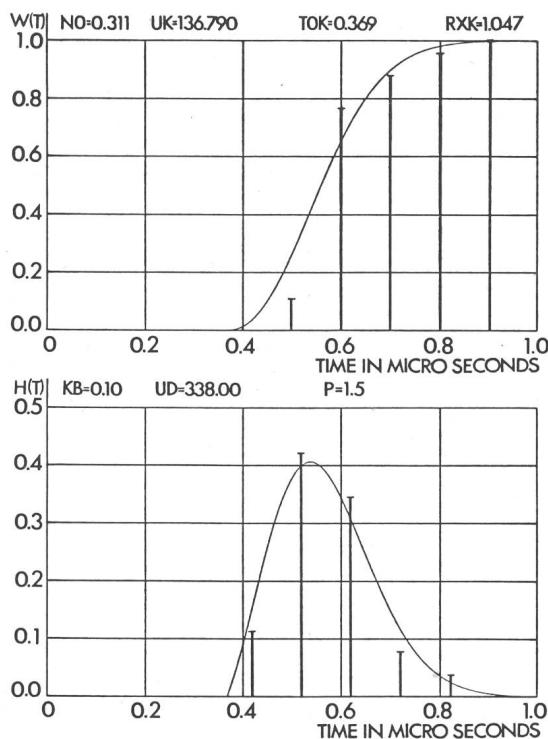


Fig. 3 Praktisch und theoretisch ermittelte Durchschlagswahrscheinlichkeit $W(t)$ und Häufigkeitsverteilung $H(t)$ bei 1,5 bar und einer Klassenbreite $KB = 0,1 \mu\text{s}$ für Elektrode E2

Nach Plotterzeichnung IBM 370-B 111

mit

$$f = u(t)/U_0; V_0 = \pi \cdot \bar{l} \cdot r_1^2; U_0 = 88 \frac{\text{kV}}{\text{cm bar}} \cdot p \cdot r_1 \cdot \ln(r_2/r_1)$$

\bar{l} mittlere Länge des Aussenzylinders
 r_1 Radius der Innenelektrode
 r_2 Innenradius der Aussenelektrode
 r_x kritischer Radius

Mit der Durchschlagsbedingung nach Pedersen [4] ergibt sich für koaxiale Zylinderfelder aus [3]

$$u(t) \cdot \ln(r_x/r_1) = \frac{\ln 10^8}{27,7} \text{ kV} + 88 \frac{\text{kV}}{\text{cm bar}} \cdot p \cdot (r_x - r_1) \quad (3)$$

Gleichung (3) besagt, dass erst nach der Zeit t_{ok} , bei der die Spannung $u(t)$ den Wert U_{ok} erreicht hat (Fig. 2), ein Durchschlag möglich ist, da vorher kein kritischer Radius r_x existiert, der zur Bildung von 10^8 Elektronen [4] im Lawinenkopf nötig ist. Ab diesem Zeitpunkt entstehen im Intervall $\Delta t = t - t_{\text{ok}}$ im Mittel n Elektronen [1]:

$$n = n_0 \int_{t_{\text{ok}}}^t V_{\text{gk}} dt \quad (4)$$

Die Zahl der so entstandenen Elektronen ist für den Durchschlag massgebend. Die Häufigkeitsverteilung $H(t)$ und die Wahrscheinlichkeit $W(t)$ der Durchschläge lassen sich am besten auf Grund einer statistischen Betrachtung ermitteln [5; 6; 7]:

$$W(t) = 1 - e^{-n} \quad (5)$$

$$H(t) = n_0 \cdot V_{\text{gk}} \cdot e^{-n} \quad (6)$$

Fig. 3 zeigt den Vergleich zwischen den beiden Funktionen und den dazugehörigen praktisch ermittelten Verteilungen.

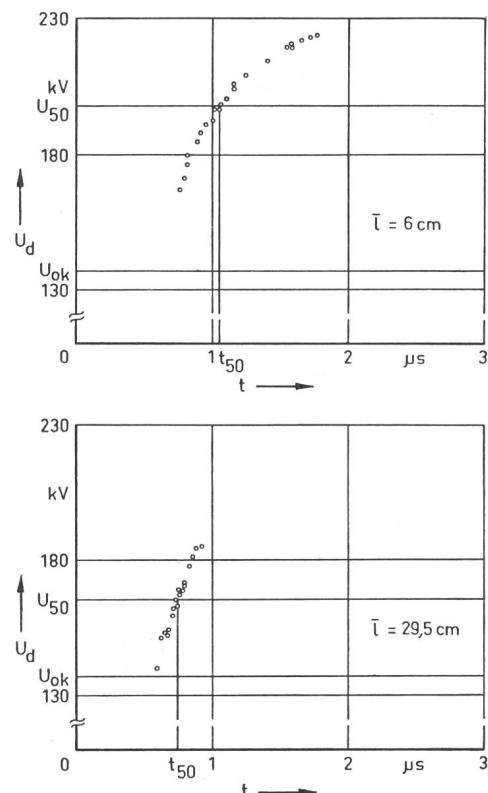


Fig. 4 Vergleich der Zündverzugszeiten zwischen E1 und E3
 $p = 1,5 \text{ bar}, \bar{u}_L = 228 \text{ kV}$

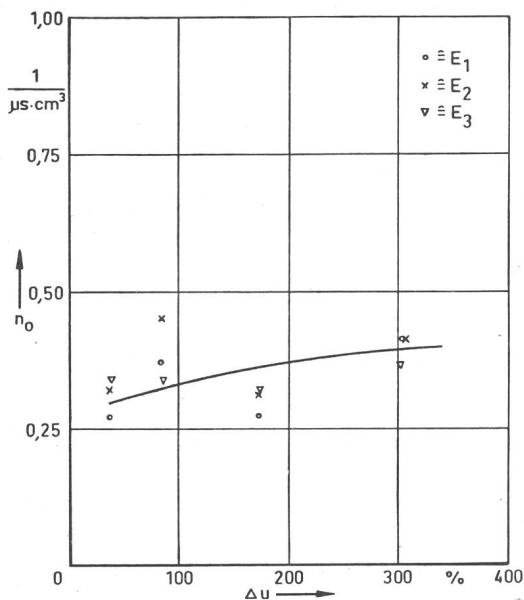


Fig. 5 n_0 als Funktion der Spannungssteilheit bei 1,5 bar

Zur Berechnung der Anfangselektronenrate n_0 wird die Zeit t_{50} bzw. die Spannung U_{50} ermittelt, bis zu der 50 % aller Durchschläge in einer Messreihe aufgetreten sind (Fig. 4). Dann gilt für die Durchschlagswahrscheinlichkeit $W(t_{50}) = 0,5$, und n_0 ergibt sich aus Gleichung (5) zu

$$n_0 = \ln 2 / \int_{t_{50}}^{t_{50}} V_{gk} dt \quad (7)$$

Mit der 50 %-Durchschlagsspannung lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen praktisch und theoretisch ermittelten Verteilungsfunktionen erzielen (vgl. Fig. 3).

5. Ergebnisse

Fig. 4 zeigt, dass die Zündverzugszeiten kleiner werden, wenn man das Durchschlagsvolumen vergrößert. Das gilt unabhängig vom Druck, da die Messungen mit höheren Drücken ähnliche Ergebnisse liefern. Geht man davon aus, dass bei gleicher Anfangselektronenrate in einem grösseren Volumen mehr Anfangselektronen vorhanden sind, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein solches Elektron an der richtigen Stelle befindet, um den Durchschlag einzuleiten, auch grösser. Damit ergeben sich kürzere Zündverzugszeiten. Da die Anfangselektronenrate eine Grösse ist, die sich auf das Volumen bezieht, muss sie bei einer Änderung des Volumens, jedoch sonst gleichen Feldverhältnissen, konstant bleiben. Die Figuren 5 und 6 zeigen diesbezüglich recht befriedigende Ergebnisse. Darin ist jeweils n_0 als Funktion der Spannungssteilheit aufgetragen. Die Steilheit wird definiert als prozentuale Spannungserhöhung des Scheitelwertes der Prüfstoßspannung über U_0 :

$$\Delta u = \frac{U_L - U_0}{U_0} \cdot 100\% \quad (8)$$

Die verhältnismässig grossen Abweichungen bei der Elektrode E3 in Fig. 6 lassen darauf schliessen, dass diese Elektrode zu stark belastet wurde, da sie die kleinste Fläche aufweist. Die dadurch entstandenen Oberflächenrauhigkeiten führen möglicherweise bei höherem Druck zu fehlerhaften Ergebnissen. In dem hier betrachteten Bereich hat der Druck keinen

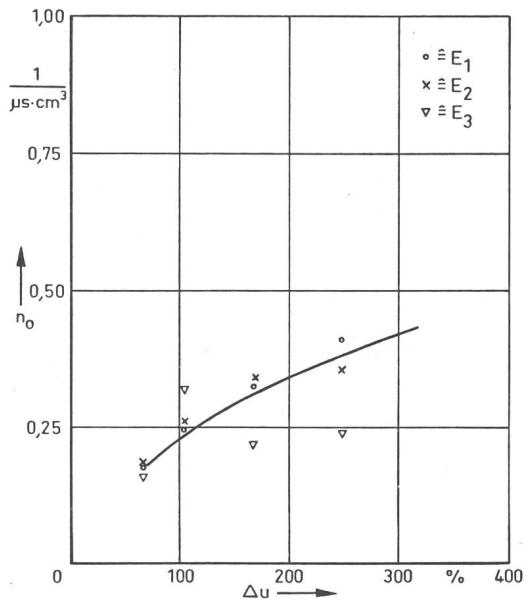


Fig. 6 n_0 als Funktion der Spannungssteilheit bei 2,0 bar

nennenswerten Einfluss auf die Anfangselektronenrate bzw. den Zündverzug. n_0 streut in einem Bereich zwischen 0,2 und $0,45 \mu\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ in Abhängigkeit von der Steilheit, wobei die Änderung bei 2 bar grösser ist als bei 1,5 bar. Obwohl bei Vergrösserung der Steilheit ein leichtes Ansteigen von n_0 erkennbar ist, was in [3] mit einem schnelleren Durchlaufen der « $\alpha - \eta$ -Kennlinie» [1] erklärt wurde, ist anzunehmen, dass bei noch grösseren Steilheiten mit einem nahezu konstanten Wert für n_0 gerechnet werden kann.

6. Schlussbemerkungen

Die Vergrösserung des Durchschlagsvolumens beeinflusst den Zündverzug beim Stoßspannungsdurchschlag in der Weise, dass die Verzugszeiten kürzer werden und die statistische Streuung geringer wird. Dabei bleibt die Anfangselektronenrate konstant. Gasdrücke bis 2,5 bar wirken sich bei den hier verwendeten Zylinderelektroden nicht auf den Zündverzug aus. Setzt man eine Anfangselektronenrate an, die etwa den Wert $n_0 = 0,4 \mu\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ hat, so lassen sich im Bereich üblicher Keilstosswellen mit dem Volumen-Zeit-Gesetz die mittleren Zündverzugszeiten bei koaxialen Elektrodenanordnungen dieser Grössenordnung bestimmen.

Literatur

- [1] W. Boeck: Die statistische Streuzeit bei Stoßspannungsbeanspruchung von SF₆-isolierten Gasstrecken. Internationales Symposium Hochspannungstechnik Zürich 1975. Bd. 2, S. 332...336.
- [2] W. Boeck: Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag von SF₆. ETZ-A 96(1975)7, S. 300...305.
- [3] G. Dreger: The influence of the rate of primary electrons on the delay of firing at breakdown of impulse voltage in SF₆ at uniform and inhomogeneous fields. International High Voltage Symposium Milan 1979, Vol. 1, Paper 31.06.
- [4] A. Pedersen: Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride. IEEE Trans. PAS 89(1970)8, p. 2043...2048.
- [5] W. Knorr: Der Zündverzug schwach inhomogener Elektrodenanordnungen in SF₆. Dissertation der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1979.
- [6] J. M. Meek and J. D. Craggs: Electrical breakdown of gases. New York, John Wiley, 1978.
- [7] M. v. Laue: Bemerkungen zu K. Zubers Messung der Verzögerungszeit bei Funkentladungen. Annalen der Physik 76(1925)2/3, S. 261...265.

Adresse des Autors

Dipl.-Ing. Gerhard Dreger, wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungs- und Messtechnik der TH Darmstadt, Schlossgraben 1, D-6100 Darmstadt.