

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:	72 (1981)
Heft:	3
Artikel:	Der Einfluss der Vorionisation auf das Zündverhalten von Funkenstrecken
Autor:	Gänger, B.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-905071

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: 28.01.2026

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

Der Einfluss der Vorionisation auf das Zündverhalten von Funkenstrecken

Von B. Gänger

537.52

In den vergangenen Jahren ist eine grosse Zahl wissenschaftlicher Veröffentlichungen zum Bestrahlungseinfluss bei der Zündung von Gasentladungen erschienen. Es wurde nachgewiesen, dass sowohl im gleichförmigen wie auch im stark verzerrten elektrischen Feld gut reproduzierbare Ergebnisse mit geringer Verzögerung im Entladungsaufbau und bei minimalem Spannungsbedarf nur bei ausreichender Vorionisation der Entladungsstrecke gesichert sind. Auch gewisse Abhängigkeiten der Zündspannung von Nebenumständen fanden damit ihre Aufklärung. Im vorliegenden werden diese Forschungsarbeiten besprochen und ausgewertet.

Ces dernières années ont paru un grand nombre d'articles au sujet de l'influence de l'irradiation sur l'amorçage de décharges dans un gaz. Il a été montré que des résultats bien reproductibles avec faible délai dans l'établissement de la décharge et une tension minime ne sont assurés que par une ionisation préalable suffisante de la distance disruptive, cela aussi bien dans le champ électrique homogène que dans le champ fortement divergent. On a pu expliquer aussi pourquoi la tension d'amorçage dépend parfois de circonstances accessoires. L'auteur traite de ces travaux de recherche et les interprète.

1. Das Anfangselektron

Die starke Vermehrung der Ladungsträger in einer zündenden Funkenstrecke ist an das Vorhandensein eines auslösenden Erstelektrons in günstiger Lage zur Einleitung der Elektronenlawine gebunden. Dieses Anfangselektron wird bei Ausgang der Lawine von der Kathode aus dieser freigesetzt, bei anodennahem Beginn der Entladung muss es jedoch im Gasraum erzeugt werden. Die unterschiedliche Herkunft des Startelektrons und das damit von den Begleitumständen abhängige Angebot an solchen wirken sich auf das Zündverhalten aus.

Im gleichförmigen Feld beginnt die Entladung stets an oder vor der Kathode; ihr steht somit die volle Distanz zwischen den Elektroden zum anfänglichen Wachstum zur Verfügung. Ist das Feld schwach ungleichförmig wie z.B. zwischen den Kugeln einer Messfunkenstrecke mit kleinem Abstand voneinander, so wird die Elektronenlawine in jedem Fall nur bei negativer Polarität der angelegten Spannung die ganze Schlagweite durchlaufen können; bei der Ausmessung einer Spannung positiver Polarität gegen Erde könnte jedoch wegen des leicht höheren Gradienten an der Hochspannungskugel die Erstlawine mit dann verkürztem Laufweg unter Umständen auch vor der Anode entstehen und es deshalb schwerer haben, die kritische Grösse zu erreichen. In stärker ungleichförmigen Feldern, wie etwa zwischen kleiner Kugel in grösserer Entfernung von einer Platte (Erde), der koaxialen Anordnung zweier Zylinder mit sehr ungleichen Durchmessern oder der Anordnung Stab-Platte, sind die Feldstärken vor den beiden Elektroden so sehr unterschiedlich, dass die Entladung ausnahmslos bei der stärker gekrümmten beginnt.

Aus der *Kathode* können Elektronen in vielfältiger Weise durch Energiezufuhr in Form von

- Aufheizen (Thermoemission)
- starkem äusserem elektrischem Feld (Feldemission)
- mechanischer Bearbeitung (Schleifen, Schmirgeln, ...)
- Auftreffen positiver Ionen, in den Edelgasen auch von metastabil angeregten Atomen
- Bestrahlung mit kurzwelligem Licht wie UV-Licht oder Röntgenstrahlen
- Bestrahlung mit radioaktiven Präparaten
- Höhenstrahlung aus dem Kosmos

ausgelöst werden. Die zum Einleiten der Entladung bei stark gekrümmter *Anode* benötigten Elektronen können nur im Gasraum selbst erzeugt werden. In erster Linie kommen hierfür die Abtrennung der Elektronen von negativen Ionen im starken elektrischen Feld und damit erhöhter Stossenergie sowie die Ionisierung von Gasatomen oder -molekülen durch äussere Bestrahlung in Frage (Höhenstrahlung, Röntgenstrahlung, γ -Strahlung radioaktiver Quellen).

Die spontane Ionisation zufolge natürlicher Einstrahlung ist gemeinhin nicht ausreichend. Soll beispielsweise bei Stoss mit Blitzspannung die Entladung ohne merkliche Verzögerung beginnen, so müsste das Anfangselektron in Bruchteilen einer Mikrosekunde an dazu geeigneter Stelle zur Verfügung stehen. Durch natürliche Ionisierung aus der Umwelt werden aber in 1 cm^3 der Grössenordnung nach nur 10 Trägerpaare in jeder Sekunde gebildet, von denen die Elektronen sich in den elektronegativen Gasen wie Luft, Sauerstoff, Schwefelhexafluorid (SF_6) o. dgl. in kürzester Zeit ($\sim 10^{-8} \text{ s}$) an Gasmoleküle anlagern und zu negativen Ionen umgebildet werden. Im Gleichgewicht zwischen Neubildung und Verlust an Ladungsträgern durch Rekombination mit der anderen Ionenart kann so mit einem ständigen Vorrat von einigen hundert (Klein-)Ionen in 1 cm^3 der Atmosphäre gerechnet werden. Bereits in einem elektrischen Feld von rd. 40 kV/cm und damit bei einer Stärke, bei der in Luft die Stossionisierung bereits merklich wird, dürfte eine kleine Wahrscheinlichkeit für ein solches Abtrennen von Elektronen bestehen; mit noch höherer Feldstärke nimmt die Zahl der so freigesetzten Elektronen dann rasch zu. Solche Feldstärken werden aber gerade in Funkenstrecken von stärkerer Unsymmetrie zumindest vor der einen Elektrode bereits weit unter der Funkenspannung erreicht. Für stark gekrümmte Anoden ist daher vorzugsweise mit dieser Art von Elektronenfreisetzung zur Einleitung der Zündung zu rechnen.

Ist die Zahl der verfügbaren Elektronen unzureichend, so verzögert sich das Einsetzen der Entladung. Der vom Zufall abhängige Aufschub des Beginns der Entladung kann durch starke künstliche Einstrahlung beliebig klein gehalten werden. Mit den Auswirkungen unterschiedlicher Vorionisation beschäftigt sich die vorliegende Übersicht über die Ergebnisse der neueren Forschung.

2. Der Ionengehalt der Atmosphäre

Der genannte Ungefährwert für den Ionengehalt der Atmosphäre ist weiten Schwankungen unterworfen. Unter anderem spielt dabei die Höhenlage des Messortes neben täglichen und längerfristigen Änderungen eine wesentliche Rolle. Im Hochspannungslaboratorium kommen weitere, recht spezielle Einwirkungen und Abhängigkeiten hinzu:

Selbst schwache elektrische Gleichfelder bewirken im Raum eine Wanderung der Ionen mit Hinführung der negativ geladenen Träger zum positiven Pol der Spannungsquelle und der positiven Träger zur Kathode. Ein derartiges Saugfeld führt daher im allgemeinen zu einer Abnahme des Ionenvorrats und Erschwerung der Zündung. Durch Koronavorgänge im Labo-

ratorium wird der Ionengehalt ungemein vergrössert, und zwar wird bei Gleichspannungskorona z.B. an sprühenden Armaturenteilen und Verbindungsleitungen der Ladeanlage des Stossgenerators ein beträchtlicher Überschuss an Ladungen eines Vorzeichens in den Raum abgegeben und bei vermehrten Rekombinationsvorgängen der Überschussionen mit den vorhandenen Ionen entgegengesetzten Zeichens der Gehalt dieser weit unter das Normalmass abgesenkt [1]. Bei Durch- und Überschlägen von Funkenstrecken entsteht eine grosse Menge von Ladungen beiderlei Vorzeichens, von denen die vom Vorzeichen der Ladespannung in den Raum abgedrängt werden, während die vom Gegenvorzeichen von der Stossanlage aufgesaugt werden [2]. Daraus resultiert eine Vermehrung der Ladungen von Stoss polarität. Bei langsamer Stossfolge geht deren Zahl zwischen den Stößen allerdings immer wieder zurück, und die Auswirkung auf die weiteren Stösse bleibt gering. Immerhin konnten bei langsamer Stossfolge etwas kürzere Zündverzüge der negativen Erstkorona als bei rascher Folge konstatiert werden [3].

Weil die Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen oft mit der von Luftströmungen vergleichbar sein mag, können schon mässige Luftbewegungen die Ionenkonzentration beeinflussen. In besonders starkem Mass wirkt sich eine Kapselung von Funkenstrecken, selbst nur mit dünnem Abdeckmaterial, aus; nach einem ersten Durchschlag mögen dann bei folgenden Spannungsanwendungen die Verhältnisse ganz wesentlich geändert sein. Der Einfluss kosmischer Höhenstrahlung wurde für Luft und in SF₆-Gas untersucht [4; 5]. Das Passieren eines kosmischen Teilchens liess sich im Homogenfeld noch nach Millisekunden durch erhöhte Zündwahrscheinlichkeit nachweisen.

3. Zündung im ungleichförmigen Feld

Im stark ungleichförmigen Feld kommt es bei Spannungssteigerung zunächst zu einer Koronaentladung vor der stark gekrümmten Elektrode. Ist diese negativ, so setzt die Entladung in den elektronenanlagernden Gasen mit Trichel-Pulsen ein; bei positiver Polarität stellen sich die mit hoher Geschwindigkeit vorwachsenden Leuchtfaden-Pulse (Streamer) ein [6]. Bei erhöhter Spannung bildet sich in beiden Fällen daraus die stabile Dauerkorona von gleichmässiger Intensität und verminderter akustischer Emission, falls es nicht gleich zum Voll-durchschlag kommt; die aktive Fläche der Elektrode ist von einer Leuchthülle überzogen.

Bei unzureichender Vorionisation und raschem Spannungsanstieg beginnt die Entladung nicht sofort bei dem für den Aufbau der Erstlawine gerade hinreichenden Schwellenwert und mit kleinstem Stromimpuls, sondern erst nach dem Vorkommen eines geeigneten Erstelektrons bei dem dadurch gegebenen Verzug. Je mehr sich der Aufbau verzögert, um so grösser wird auch die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Erstelektrons, weil das überhöhte Feld die Freisetzung von Elektronen zunehmend begünstigt, sowohl bezüglich deren Austritt aus der Kathode als auch vor der Anode durch Ablösen von negativen Ionen. Von Bedeutung ist dabei die Form der starkgekrümmten Elektrode: bei scharfer Kante (zugeschräfte Spitze oder kantiger Stab mit glatt abgeschnittenem Ende, dünner Draht in Zylinder oder gegen Ebene) wird bereits bei niedriger Spannung eine hohe Feldstärke an oder vor der Elektrode erreicht, und dementsprechend werden schon früh Anfangselektronen gebildet; die Entladung kann daher

schnell bei kleiner Spannung, bei Impulsspannung bereits im Anstiegsbeginn einsetzen. Hingegen verschlechtert ein dicker Leiterdraht oder die kugelige Verrundung einer Stabelektrode oder gar das Aufstecken einer Kugel auf das Stabende speziell bei einer Anode die Bedingungen für das Zünden, das dann erst bei höherer Spannung und grösserer Verzögerung, vielleicht sogar erst weit im Rücken einer Stoßspannung erfolgt.

Als Beispiel seien hier Messungen englischer Forscher für eine Stab-Platten-Anordnung, bei 50 cm Schlagweite und kugeligem Stabende (2 cm Ø), angeführt [7]. Bei der Haltespannung von 530 kV für *negativen Stoss* 1,2/2000 µs und somit nur seltenen Durchschlägen durch die Luftstrecke, lagen die Korona-einsätze zwischen 0,8 und 1,6 µs und damit ausnahmslos in der Front der Blitzspannung; ihnen folgten in den ersten 5 µs höchstens einige wenige Pulse stark schwankender Amplitude. Mit einer um 20 % niedrigeren Spannung streuten die Ersteinsätze bis zu 3,2 µs und damit bis nach dem Stoss-scheitel. Bei kräftiger äusserer Einstrahlung setzte die Entladung mit grosser Gleichmässigkeit ausnahmslos bei 0,8 µs ein, gefolgt von zahlreichen weiteren Pulsen in den nächsten Mikrosekunden. Bei Verlängerung der Stossfront dauerte es dann bis zum Erreichen der minimalen Einsetzspannung auch entsprechend länger, ohne dass sich jedoch am Streuverhalten der Einsätze im grundsätzlichen etwas änderte; nur die nachfolgenden Pulse waren meist zahlreicher und durch längere Totzeiten voneinander getrennt. Wurde aber in die hohle Kathode ein kräftiges radioaktives Präparat bis nahe zum vorderen Ende eingeschoben, so lagen alle Entladungseinsätze einheitlich auf gleicher Spannungshöhe bzw. bei gegebener Frontdauer beim selben kurzen Verzug ab Stossbeginn. Der Kathodenwerkstoff hatte hierauf keinen Einfluss.

Die Ersteinsätze einer gleichartigen Anordnung, ebenfalls mit gerundetem Stabende, bei *positiver* Polarität schwankten unbestrahlt sehr viel stärker, bei Verzugszeiten bis weit über 20 µs, und waren auch mehr von den sonstigen Randbedingungen abhängig [8]. Daher ist ausreichende Vorionisation bei Anoden von mässiger Krümmung von grosser Wichtigkeit und dies ganz besonders im Fall kurzer Stossdauer [9].

Fig. 1 veranschaulicht das Streuverhalten einer Stab-Platten-Anordnung bei mehreren Stufen einer Stoßspannung von kurzem Anstieg und langem Rücken. Auf der untersten Stufe (95 kV), weit unterhalb der Durchschlagsspannung, setzte ver-

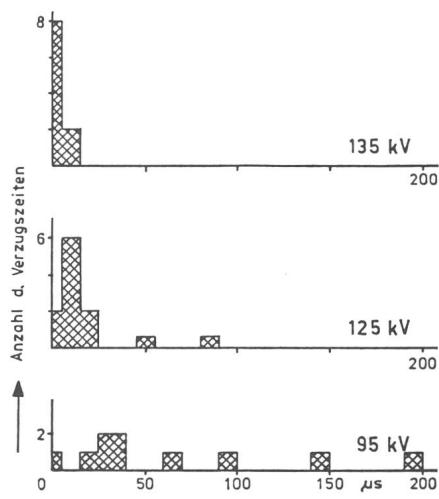


Fig. 1 Häufigkeitsverteilung der Verzugszeiten der Erstkorona einer frei aufgestellten Stab-Plattenfunkenstrecke bei positivem Stoss [10]

einzel Korona noch bis zu 200 μ s nach Stossbeginn ein, und die Wahrscheinlichkeit für frühe Einsätze war nur wenig grösser. Mit steigender Spannung wurden dann die Verzüge rasch kleiner; oberhalb 135 kV lagen alle Ersteinsätze im Front- oder im Scheitelbereich.

Nach Einbringen der Funkenstrecke in einen geschlossenen Kasten lag bei *positiver* Stoßpolarität der Messwert für die Erstkorona nur beim ersten Stoss bei dem der frei aufgestellten Anordnung, um dann bei weiteren Stößen zu längeren Verzugszeiten zu wandern bzw. die Stoßspannung musste nach einer grösseren Anzahl von Stößen um ca. 60% höher gewählt werden, um vergleichbare Verhältnisse bezüglich der Dauer bis zum Entladungseinsatz zu erhalten. Sobald jedoch ein Fenster im Kasten geöffnet oder die Funkenstrecke beblasen wurde, setzten die Entladungen wieder früher ein, oder es konnte die Spannung erniedrigt werden. Überraschenderweise spielten Material und Oberflächenzustand des Stabes eine Rolle: tiefste Einsetzspannungen und kleinste Verzüge wurden mit einer Anode aus Eisen oder eingestaubtem rostfreiem Stahl erhalten; das Zündverhalten verschlechterte sich durch Reinigen der Stahlanode oder deren Ersatz durch eine solche aus Graphit. Bei *negativer* Stoßpolarität, bei der die Entladung bei etwas tieferer Spannung und auch früher einsetzte, wirkte sich dagegen eine Kapselung der Funkenstrecke nicht aus, ebenso auch nicht ein gegenpolares Saugfeld; allein ein Saugfeld mit negativer Polung der Stabelektrode war von einiger Wirksamkeit. Gleichartige Beobachtungen über den erheblichen Einfluss einer Kapselung von Funkenstrecken, speziell bei positiver Polarität der Stoßspannung, wurden auch von anderer Seite berichtet [11; 12].

Nicht alle der angeführten Beobachtungen lassen sich mit der Annahme einer Auslösung des Erstelektrons aus der Kathode durch austreffende positive Ionen bzw. vor der Anode durch Ablösung von einem negativen Ion erklären. Für die Annahme spricht die erwiesene Abnahme der Zahl an negativen Ionen bei fortgesetztem Stossen mit positiver Polarität im umgrenzten Raum, sowie die entladungsfördernde Wirkung einer Durchzugbelüftung des Kastens; wohl kaum mit ihr zu vereinbaren sind der Werkstoff- oder Sauberkeiteinfluss mit einem Anodenstab, die Konstanz im Verhalten der negativen Korona bei gekapselter Funkenstrecke sowie die Auswirkung eines Saugfeldes von Mit- oder Gegenpolarität.

Durch energiereiche Bestrahlung lassen sich alle Behinderungen beim Zünden der Korona aufheben und, unabhängig von Polarität, Material und Vorgesichte der spitzen Elek-

trode oder einer Einschliessung der Funkenstrecke, setzt der Erstimpuls zu stets gleicher Zeit bereits im Anstieg der Stoßspannung und innerhalb einer Messreihe mit gleichbleibend kleiner Amplitude ein [8; 11; 13; 14]. Bei negativer Spitze genügt dafür meist UV-Licht, bei positiver Spitze ist die Verwendung eines radioaktiven Präparates zu empfehlen.

In den Edelgasen, zu denen hier auch Wasserstoff und Stickstoff zu zählen sind, können sich spontan gebildete Elektronen nicht an die Gasmoleküle, unter Bildung negativer Ionen, anlagern. In diesen sollte demnach auch keine Ablösung im elektrischen Feld möglich und ein Zünden der Erstentladung bei positiver Spitze sehr erschwert sein. Doch gelang es nicht, einen solchen Effekt zu beobachten. Reinststickstoff wies praktisch dasselbe Zündverhalten auf wie eine Stickstoff-Sauerstoff-Mischung von der Zusammensetzung von Luft [12]. Dies kann wohl nur so gedeutet werden, dass entweder die Gasreinheit den zu stellenden Anforderungen nicht entsprach oder Feinstverunreinigungen des Gases Ansätze für Elektronen lieferten und sich auf diese Weise negative (Gross-)Ionen bilden konnten.

Im stark divergierenden Feld vor einer positiven Elektrode bedarf es zum mehrfach wiederholten Neuzünden des Leuchtfadenpulses in einem elektronegativen Gas der reichlichen Bereitstellung von Anfangselektronen. Bei einem Überschuss an solchen etwa durch γ -Bestrahlung des Gases aus einer radioaktiven Quelle oder auch mittels kurzweligen Lichtes fliessen die Einzelpulse der vielen Leuchtfadenentladungen schon bei mässiger Spannung zur kontinuierlichen Dauerkorona zusammen; verbunden damit ist ein Rückgang des Koronastromes und des Geräusches wie auch der abgestrahlten Hochfrequenzstörungen. Der Effekt wurde sowohl in Luft bei koaxialen Zylinderelektroden [15; 16] als auch in SF₆ bei einer Stab-Platten-Funkenstrecke [17; 18] festgestellt. Die Ablösung der Leuchtfadenentladung durch die stabilisierende Dauerkorona hat eine beträchtliche Erhöhung der Funkenspannung zur Folge (Fig. 2), nicht jedoch bei Wechselspannung [15]. Mit grösserer Entfernung der Bestrahlungsquelle vermindert sich die Einflussnahme auf die Höhe der Durchschlagsspannung.

4. Die Funkenspannung

4.1 Im ungleichförmigen Feld

Die Abhängigkeit des Koronaeinsatzes von der Fremdionisation findet, wenn auch in minderem Masse, ihre Entsprechung in der Auswirkung auf die Durchschlagsspannung von Funkenstrecken sehr unterschiedlicher Elektrodengestaltung. Der geringe Effekt einer Bestrahlung bei spitzer Kathode lässt dabei eine auch nur schwache Abhängigkeit der Funkenspannung von der Bestrahlung vermuten, während dagegen mit einer Anodenspitze die Streuung der Durchschlagsspannungen und deren Mittelwert von unzulänglicher Voration stärker betroffen sein werden. Vor allem, wenn die Stoßspannung nach Erreichen ihres Höchstwertes gleich wieder abfällt, ist wegen der intensiveren Pulse beim verspäteten Einsatz und der stärkeren Raumladung eine vermehrte Behinderung der Funkenentwicklung zu erwarten. Umgekehrt sollte eine äussere Einstrahlung, wegen des frühen Koronaeinsatzes, mit erheblich kleinerer Pulsladung für die Ausbildung des Durchschlages hilfreich sein. Tatsächlich bezeugen dies zahlreiche Messungen [9; 10; 11; 14; 19; 20; 21].

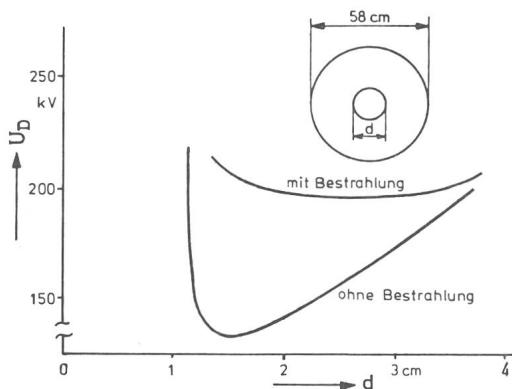


Fig. 2 Durchschlagsspannung zwischen zwei koaxialen Zylindern in Abhängigkeit vom Durchmesser d des Innenleiters, ohne und mit Bestrahlung [15]

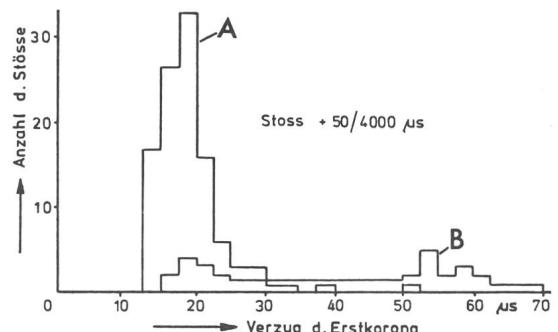


Fig. 3 Zusammenhang zwischen Koronaverzug und Durchschlag bzw. Haltewahrscheinlichkeit im inhomogenen Feld
Stab mit aufgesteckter 40-cm-Kugel, 3 m über Boden, Stoss + 50/4000 μ s [22]
A Durchschläge
B Kein Durchschlag

In Fig. 3 ist für eine 3-m-Funkenstrecke in Luft, bei der die angelegte positive Schaltspannung gerade in 71% aller Anwendungen zum Durchschlag führte, jeweils über der Zeit bis zum ersten Pulseinsatz die ermittelte Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen von Durchschlägen bzw. Halten der Funkenstrecke aufgetragen. Der sehr unterschiedliche Verlauf der beiden Abhängigkeiten macht es offensichtlich, dass die Durchschlagswahrscheinlichkeit bei kurzem Verzug des Erstkoronapulses weit grösser ist als bei einem späteren Einsetzen der Entladung. Dies gilt allerdings nicht mehr generell auch für eine zugespitzte Anode, bei der sich die Erstkorona wegen des sehr verzerrten Feldes gleich im ersten Anstieg ausbildet. Nur bei ganz kurzer Dauer der einwirkenden Spannung, also sehr erheblicher Behinderung der Funkenentwicklung, besteht auch unter diesen Umständen eine starke Abhängigkeit der Durchschlagswahrscheinlichkeit von der Vorionisation bei positiver Polarität [9].

Die Beeinflussung des Durchschlagverhaltens einer Funkenstrecke mit einseitig verzerrtem Feld durch Einstrahlung ist in Fig. 4 für beide Polaritäten veranschaulicht. Bei negativem Stoss auf die Stabelektrode ist die Streuung der Durchschlagspannungen zwar etwas geringer, doch wirkt sich dies auf die hauptsächlich interessierende 50%-Durchschlagsspannung kaum aus. Bei der anderen Polarität ist dagegen der Einfluss einer Bestrahlung ausgeprägter. Auch wenn dem Durchschlag Vorentladungen vorausgehen, ist somit zur Herbeiführung guter Messumstände und Unabhängigkeit von der zufallsbedingten Umweltonisation eine Bestrahlung der Funkenstrecke ratsam. Über Messungen zum Bestrahlungseinfluss unter Verwendung von Impulsspannungen unterschiedlicher Frontdauer im Zwischenbereich zwischen stark verzerrtem und Homogenfeld siehe [23].

4.2 Die Funkenspannung im gleichförmigen Feld

Schon Heinrich Hertz wusste vor nahezu hundert Jahren um die günstige Wirkung einer Bestrahlung auf die Ausbildung von Funkenentladungen. Die Literatur bis zum Beginn der fünfziger Jahre ist in [24] zusammengestellt. Die älteren Arbeiten, die sich näher mit dem Bestrahlungseinfluss auf Messfunkenstrecken befassen, finden sich in [25]. Ergänzend

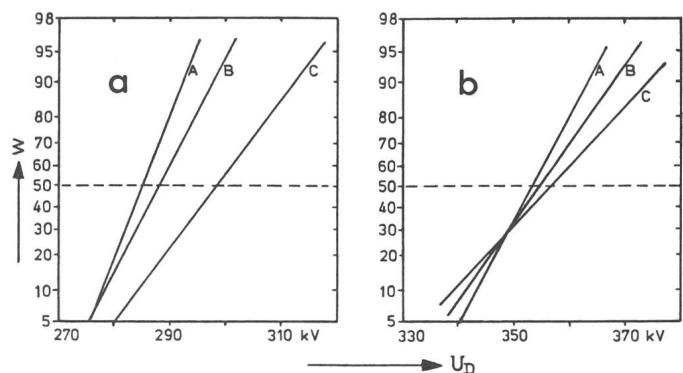


Fig. 4 Durchschlagwahrscheinlichkeit einer Stab–Plattenfunkentstrecke
 $d = 60$ cm, Stoss 1/1000 μ s [14]
A Bestrahlung durch radioaktives Präparat
B Bestrahlung nur durch Funkenlicht der Schaltfunkentstrecken des Stossgenerators
C Versuchsstrecke abgeschirmt gegen Lichteinfall von den Schaltfunkentstrecken des Stossgenerators
a Positiver Stoss
b Negativer Stoss

seien die Untersuchungen aus letzter Zeit noch angeführt [26...30], bei Verwendung anderer Gase als Luft auch [31...34].

Ebenso wie im ungleichförmigen Feld führt auch die Einschliessung einer ebenen Funkenstrecke wegen der Verarmung an negativen Ionen nach wenigen Spannungsanwendungen zu vermehrter Streuung des Ansprechens und einem erhöhten Mittelwert der Durchschlagsspannung; Belüftung zieht eine deutliche Verbesserung nach sich [35]. Mit einer Kathode aus Blei fiel die Erniedrigung der Zündspannung unter dem Einfluss einer Bestrahlung etwas grösser aus als für alle anderen untersuchten Werkstoffe [36], was auf die stärkere Elektronenemission von Blei bei Ra-Bestrahlung zurückgeführt werden konnte.

Bei Präzisionsmessungen in verdichtetem Stickstoff wurden im Verlauf einer Reihe von Durchschlägen die Messpunkte von Fig. 5 erhalten. Die Darstellung lässt die ausserordentliche Konstanz der Ansprechspannungen auf tieferem Niveau bei Bestrahlung und die grössere Streuung der Werte ohne eine solche bei rund 1% erhöhtem Mittelwert erkennen. Bei hohem Druck nahm der Bestrahlungseinfluss in einer Wasserstoffatmosphäre ab, weil dann die Feldemission der Kathode jene durch Auslösung von Elektronen bei UV-Bestrahlung weit übertrifft und damit die äussere Einstrahlung unbedeutend wird. Bei sehr viel höherem Druck wurde Gleicher auch für Stickstoff gefunden [31].

Wegen der Verarmung an Ladungsträgern durch Absaugen zu den Elektroden bei sehr langsamem Stoßspannungsanstieg ($< 1,5$ kV/ μ s) streut dann die Ansprechspannung bei ungenügender Vorionisierung besonders stark. Unter diesen Um-

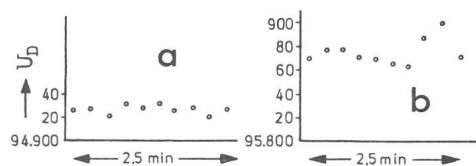


Fig. 5 Statische Durchschlagsspannung U_D bei aufeinanderfolgenden Durchschlägen in Stickstoff
 $p = 7,8$ bar, $d = 0,5$ cm, Wo-Elektroden [32]
a UV-bestrahlt, b unbestrahlt

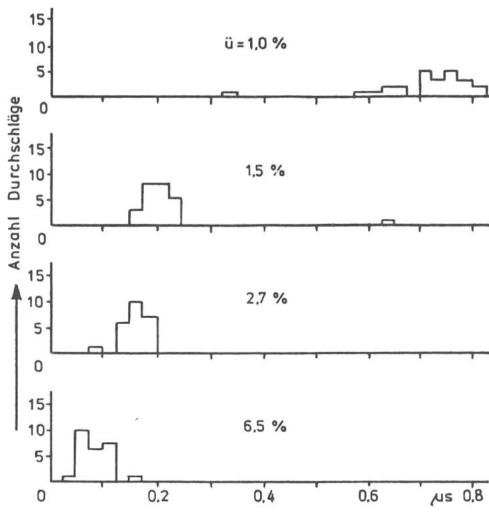


Fig. 6 Histogramme der Durchschlagzeiten in SF₆ bei unterschiedlicher Überspannung ü

$p = 0,27$ bar, $d = 0,15$ cm, Stoss 0,1/320 μ s, starke Einstrahlung [33]

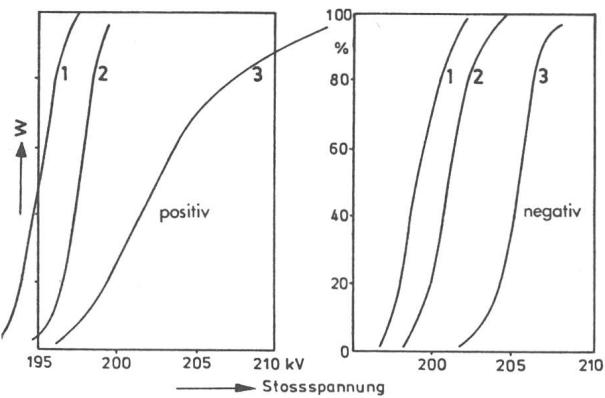


Fig. 7 Zündwahrscheinlichkeit einer 250-mm-Kugelfunkenstrecke von 80 mm Schlagweite bei Stoss 1,2/50 [25]

- 1 0,5 mg Ra in einer Kugel
- 2 Kein Ra, Bestrahlung durch Funkenlicht von Stossgenerator in 4 m Abstand
- 3 Kein Ra, Messfunkenstrecke gekapselt

ständen wurden Werte bis zum Doppelten derjenigen bei Bestrahlung erhalten [28]. Bereits eine nur schwache äussere Einstrahlung vermag Abhilfe zu bringen, so etwa wenn die Versuchsfunkenstrecke die Schaltfunkenstrecke des Marxschen Stossgenerators «sieht». Sogar blass reflektiertes Streulicht trägt zu einer Verminderung der Streuung bei. Am ungünstigsten wirkt es sich aus, wenn Versuchsfunkenstrecke und Stossgenerator in verschiedenen Räumen aufgestellt sind oder etwa die Hochspannung in einem impulsregteten Transformator erzeugt wird [28]. Über den Sonderfall von Ableiterfunkenstrecken mit Zündhilfe durch Vorentladungen nahe der eigentlichen Funkenstrecke siehe [39].

In SF₆ bis zu 4 bar erwies sich die Art und Weise der zusätzlichen Vorionisation als besonders wichtig. Mit Dauer-UV-Einstrahlung waren die gemessenen Funkenverzögerungen erheblich länger und die für kurze Durchschlagzeiten benötigten Überspannungen weit höher [34] als etwa bei Verwendung eines starken Ra-Präparates [33]. Falls nur die Fremdeinstrahlung intensiv genug ist, sind auch in SF₆ die Spannungs-Zeitcharakteristiken gut mit denen von Luft oder Stickstoff vergleichbar [33].

Fig. 6 vermittelt eine Vorstellung von der Verteilung der Verzugszeiten für mehrere Werte des Überspannungsfaktors. Als eines aus vielen Beispielen der gemessenen Abhängigkeiten der Zündwahrscheinlichkeit von Luft-Kugelfunkenstrecken von der Art und Intensität der Einstrahlung sowie Aufstellung und Anordnung sei hier Fig. 7 gebracht. Bei gleichbleibender Schlagweite wurde die Funkenstrecke mit Spannungsstößen leicht varierter Scheitelhöhe beanschlagt und die Ansprechwahrscheinlichkeit ermittelt. Bei positiver Stosspolarität und unzureichender Vorionisation ist stets mit stark vergrösserter Streuung, d.h. grösserer Unsicherheit des Messergebnisses zu rechnen. Eine merkliche Verbesserung wird durch freie Sichtverbindung zwischen den Stossgeneratorfunkenstrecken und der Messfunkenstrecke erzielt. Bei den kleinen Schlagweiten und nicht zu grossen Kugeln genügt auch die Bestrahlung mit dem UV-Licht eines Quecksilberdampfstrahlers mit Quarzumhüllung; die Erwärmung von Gas oder Kathode kann meist

vernachlässigt werden. Beste Wirkung wird durch Einbringen eines radioaktiven Präparates in eine der Kugeln erreicht.

Insgesamt erlauben die vorliegenden zahlreichen Messungen die Aussagen, dass bei negativer Polarität der Spannung selbst die Verwendung eines radioaktiven Strahlers Ansprechwahrscheinlichkeit und Streuung nur geringfügig beeinflusst. Hingegen ist bei positiver Polarität und unzureichender Vorionisation die Streuung vor allem bei den kleineren Schlagweiten vielfach recht beträchtlich, und die Ansprechspannung merklich höher, als nach den CEI-Eichtafeln [37] zu erwarten wäre; bei der Ausmessung einer Spannung würde diese daher zu klein erhalten. Ausreichende Vorionisation sichert Konstanz und mit den CEI-Werten gut übereinstimmende Ergebnisse. Auch die Verzugszeiten sind dann generell kleiner und streuen weniger. UV-Bestrahlung genügt für die kleineren Schlagweiten.

Wenn auch die heute gültigen Eichwerte zum weit überwiegenden Teil auf Jahrzehnte zurückliegenden Messungen basieren und die Art der Vorionisation damals meist nicht besonders beachtet wurde, so muss doch für sie in Anspruch genommen werden, dass sie mit aller Sorgfalt unter guten Messbedingungen und bei kleiner Streuung der Messwerte gewonnen wurden. Da nun selbst die Verwendung eines vergleichsweise starken radioaktiven Präparates in erster Linie nur die Streuung entscheidend reduziert und sich nur geringfügig auf die minimale Ansprechspannung auswirkt, sollte dem bei einer kommenden Überarbeitung der CEI-Regeln die gebührende Beachtung geschenkt werden. Diese empfehlen nämlich eine (schwache) Bestrahlung nur für Spannungen bis 50 kV. Eindeutig ist jedoch erwiesen, dass unter ungünstigen Umständen noch bei weit höheren Spannungen erhebliche Messfehler möglich sind und diese sich durch Einbringen eines radioaktiven Präparates von wenigen Millicurie, am besten in die Hochspannungskugel, mit Sicherheit vermeiden lassen.

Die intensive γ -Strahlung in einem Kernreaktor lässt im Gas einen starken Vorstrom, verbunden mit einem Absinken des Isolationswiderstandes um mehrere Zehnerpotenzen, entstehen und bewirkt eine Erniedrigung der Durchbruchspannung um grössenordnungsmässig 20 % [38].

Literatur

- [1a] N.L. Allen, T.E. Allibone and D. Dring: Effect of corona on the density of ionisation in a high-voltage laboratory. Proc. IEE 124(1977)2, p. 174...178.
- [1b] I.C. Sommerville and D.J. Tedford: Time-lags to breakdown: The detachment of atmospheric negative ions. Fifth International Conference on Gas Discharges, Liverpool, 11th...14th september 1978. IEE Conference Publications 165(1978), p. 250...253.
- [2] N.L. Allen, T.E. Allibone and D. Dring: The ion density in a high-voltage laboratory resulting from repeated operation of an impulse generator. Proceedings of the 13th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Berlin 1977. Part I, paper 407, p. 401...402.
- [3] N.L. Allen, T.E. Allibone and D. Dring: The influence of background ionisation on negative impulse corona and sparkover. Fifth International Conference on Gas Discharges, Liverpool, 11th..14th september 1978. IEE Conference Publication 165(1978), p. 92...95.
- [4] H. Müller und J. Wiesinger: Einfluss der kosmischen Strahlung auf das Durchschlagverhalten einer homogenen Luftfunkentstrecke. Bull. SEV 62(1971)9, S. 445...447.
- [5] M.W. Watts: Cosmic rays and breakdown in SF₆. Fifth International Conference on Gas Discharges, Liverpool, 11th..14th september 1978. IEE Conference Publication 165(1978), p. 297...300.
- [6] B. Gänger: Der Gasdurchschlag im ungleichförmigen Feld. Bull. SEV/VSE 71(1980)23, S. 1281...1289.
- [7] T.E. Allibone, D. Dring and N.L. Allen: Impulse corona development in rod/plate gaps – Negative polarity. Fifth International Conference on Gas Discharges, Liverpool, 11th..14th september 1978. IEE Conference Publication 165(1978), p. 96...99.
- [8] T.E. Allibone and D. Dring: Impulse corona development in a rod/plate gap. Fourth International Conference on Gas Discharges, Swansea, 7th..10th september 1976. IEE Conference Publication 143(1976), p. 212...215.
- [9] T.E. Allibone and D. Dring: Sparkover of a rod/rod gap stressed with a non-standard impulse voltage: Effect of added radiation. Proceedings of the 13th International Conference in Phenomena in Ionized Gases, Berlin 1977. Part I, paper 408, p. 403...404.
- [10] R.T. Waters, R.E. Jones and C.J. Bulcock: Influence of atmospheric ions on impulse corona discharge. Proc. IEE 112(1965)7, p. 1431...1438.
- [11] J.H. Park and N.H. Cones: Surge voltage breakdown of air in a nonuniform field. Research paper 2669. J. Res. Nat. Bureau of Standards 56(1956)4, p. 201...224.
- [12] P. Callegaro and G. Pesavento: Corona inception in oxygen-nitrogen mixtures. Fourth International Conference on Gas Discharges, Swansea, 7th..10th september 1976. IEE Conference Publication 143(1976), p. 235...238.
- [13] J.E. Matthews and R. Saint-Arnaud: Prebreakdown phenomena in standard rod gaps subjected to impulse voltages. Proc. IEE 118(1971)10, p. 1528...1533.
- [14] T.E. Allibone and D. Dring: The effect of ionizing radiation on the breakdown of large gaps in air. Proc. IEEE 60(1972)2, p. 230...231.
- [15] R.T. Waters and W.B. Stark: Control of corona and sparkover of coaxial systems by irradiation. Proc. IEE 120(1973)4, p. 519...522.
- [16] T. Oshige and H. Matsuo: Study of pulse corona in concentric cylinders. Electrical Engineering Japan 85(1965)5, p. 31...39.
- [17] R. Hazel and E. Kuffel: Static field anode corona characteristics in sulphur hexafluoride. IEEE Trans. PAS-95(1976)1, p. 178...186.
- [18] H. Parekh and K.D. Srivastava: Some computations and observations on corona-stabilized breakdown in SF₆. IEEE Trans. EI 15(1980)2, p. 87...94.
- [19] J.E. Matthews and R. Saint-Arnaud: Characteristics of impulse breakdown of standard rod gaps under controlled atmosphere conditions. Proc. IEE 118(1971)10, p. 1524...1527.
- [20] T.E. Allibone and D. Dring: Variation of ion-density in a high-voltage laboratory during impulse-voltage testing. Proc. IEE 121(1974)5, p. 401...402.
- [21] O. Farish, S.J. Dale and A.M. Sletten: Impulse breakdown of negative rod-plane gaps in hydrogen and hydrogen-SF₆ mixtures. IEEE Trans. PAS-97(1978)1, p. 118...124.
- [22] C. Menemenlis and H. Anis: Influence of the delay of the first corona pulse on the switching impulse breakdown probability. IEEE Trans. PAS-94(1978)1, p. 118...124.
- [23] T.E. Allibone and D. Dring: Influence of radiation on the sparkover of sphere-plane gaps stressed with impulse voltages. Proc. IEE 121(1974)7, p. 759...763.
- [24] B. Gänger: Der elektrische Durchschlag von Gasen. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1953.
- [25] B. Gänger: Bestrahlungseinfluss beim Stoßdurchschlag von Kugelfunkenstrecken. Brown Bovery Mitt. 40(1953)7, S. 215...233.
- [26] D.T.A. Blair and O. Farish: Statistical time lags in gas discharge gaps irradiated with radioactive material. British Journal of Applied Physics 18(1967)5, p. 597...604.
- [27] R.J. Densley and B. Salvage: Calibration of 2 cm spheres for gaps of less than 0,005 cm. Proc. IEE 116(1969)5, p. 893...896.
- [28] G. Newi: Streuung der Durchschlagsspannung von Kugelfunkenstrecken in Luft bei negativen Stoßspannungen. Internationales Symposium Hochspannungstechnik, München 1972, S. 327...333.
- [29] T.E. Allibone and D. Dring: Influence of radiation on the sparkover of sphere gaps and crossed-cylinder gaps stressed with impulse voltages. Proc. IEE 120(1973)7, p. 815...821.
- [30] A.J. Kachler: Contribution to the problem of impulse voltage measurement by means of sphere gaps. Internationales Symposium Hochspannungstechnik, Zürich 1975. Band 1, S. 217...221.
- [31] P.K. Watson and A.H. Sharbaugh: The electric strength of nitrogen at elevated pressures and small gap spacing. Journal of Applied Physics 40(1969)1, p. 328...334.
- [32] E.K. Müller: Oszillographische Untersuchungen von Gasentladungen in Stickstoff und Wysserstoff bei hohem Druck. Zeitschrift für Angewandte Physik 21(1966)3, S. 219...224.
- [33] D.F. Binns and R.J. Hood: Breakdown in sulphur hexafluoride and nitrogen under direct and impulse voltages. Proc. IEE 116(1969)11, p. 1962...1968.
- [34] E. Kuffel and R.O. Radwan: Time lags and the breakdown and corona characteristics in sulphur hexafluoride. Proc. IEE 113(1966)11, p. 1863...1872.
- [35] A. Aked, F.M. Bruce and C. Gordon: Some sparkover phenomena with enclosed gaps. Proceedings of the Physical Society 75(1960)5, p. 733...738.
- [36] D.T.A. Blair, F.M. Bruce and D.J. Tedford: Some factors affecting the static breakdown voltage of uniform field spark gaps. Comptes rendus de la sixième Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz, Paris, 8...13 juillet 1963, Rapport VB 19, p. 321...326.
- [37] Recommandations pour la mesure des tensions au moyen d'éclateurs à sphères (une sphère à la terre). Deuxième édition. Publication de la CEI Nr. 52, 1960.
- [38] J.W. Kallander: Effects of irradiation on electric strength of air. Conference on Electrical Insulation, 1958. National Research Council Publication 650 (1959), p. 21...27.
- [39] W.M.E. Berkey: Enclosed spark gaps. Trans. AIEE 59(1940)8, p. 429...432.

Adresse des Autors

Dr.-Ing. habil. Berthold Gänger, Dufourstrasse 5, 5430 Wettingen.