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: 23

Artikel: Der Gasdurchschlag im ungleichförmigen Feld

Autor: Gänger, B.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-905321

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: 08.12.2025

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

Der Gasdurchschlag im ungleichförmigen Feld

Von B. Gänger

537.525.4

Im Anschluss an eine Veröffentlichung über den Gasdurchschlag im Homogenfeld [1] *werden hier die neueren Erkenntnisse über die diversen Stufen des Entladungsaufbaues im stark inhomogenen Feld, so vor allem für die Anordnung Spitze–Platte bei kurzen und langen Funkenstrecken unter Berücksichtigung der wichtigsten Einflussgrössen dargestellt und ein möglichst einheitliches Bild vom Wachstum und den Gesetzmässigkeiten der Entladungen bis zum Volldurchschlag entworfen.*

A la suite de l'amorçage des phénomènes disruptifs dans les gaz en champ homogène [1], *on décrit ici les récentes connaissances sur les diverses étapes des décharges dans les champs très inhomogènes, notamment pour la disposition pointe–plaque de courtes et longues distances disruptives, compte tenu des principales grandeurs d'influence. Une image aussi uniforme que possible est élaborée au sujet de la croissance et des lois qui régissent les décharges jusqu'au claquage.*

1. Grundlagen

Bei starker Krümmung der einen oder auch beider Elektroden einer Gasentladungsstrecke in nicht zu geringem Abstand voneinander bildet sich bei hinreichender Spannungshöhe zunächst nur vor der stärker gekrümmten Elektrode eine Entladung im Gasraum aus. Im kritischen Bereich vorhandene freie Elektronen werden dabei durch Stossionisation gemäss $\exp \left[\int_{x=0}^{x=x_1} (\alpha-\eta)\, dx\right]$ vervielfacht (α und η sind die Ionisierungs- bzw. Anlagerungskoeffizienten, x misst den Weg von der Elektrode bis hin zur vernachlässigbaren Neubildung von Ladungsträgern); durch Nachlieferungsprozesse im Gas oder an der Kathode wird zudem die Entladung aufrechterhalten. Die Forschung auf diesem Zweig der Gasentladungsphysik hat in den letzten Jahrzehnten dank den Neuerungen bei den Messgeräten und -einrichtungen und dank verfeinerten Untersuchungsmethoden zu einer nur noch schwer übersehbaren Vielzahl von Einzelbeobachtungen und Ergebnissen geführt, ohne dass sich daraus ein dem Durchschlagvorgang im Homogenfeld vergleichbares einheitliches Bild ergeben hätte[1]). Um bessere Kenntnis und grösseres Verständnis bemühten sich sowohl die Physiker, diese meist bei kleinen Abständen und zugespitzter Elektrode, als auch unter Verwendung hoher Spannungen und dementsprechend grossen Elektrodenentfernungen oder erhöhtem Druck die mehr praktisch orientierten Hochspannungstechniker, denen weniger an physikalischen Erkenntnissen als an der Gewinnung von Bemessungsregeln für die Gestaltung ihrer Hochspannungsapparate gelegen ist. Zu ihnen gesellen sich noch die Erforscher der Blitzphänomene bei atmosphärischen Entladungen. Den unterschiedlichen Zielrichtungen und Vorgehen entsprechend haben sich in manchem abweichende Betrachtungsweisen herausgebildet, deren Gemeinsamkeiten vielfach nicht offen zutage liegen und die daher in der vorliegenden Darstellung betont werden sollen. Das Verständnis wird zudem erschwert durch die Vielfalt und Mehrdeutigkeit der benutzten Terminologien; sehr verschiedenartige Benennungen finden sich selbst für gleichartige Erscheinungsformen der Entladung. Die Ursachen dafür sind teils in der damaligen Ungeklärheit der Vorgänge und der sich erhaltenden Unrichtigkeiten und Mängel bei der Ausdeutung des Beobachtungsmaterials zu suchen, zu einem guten Teil sind sie aber auch durch die unterschiedlichen Aspekte ein und desselben Vorganges bei der Anwendung verschiedenartiger Untersuchungsverfahren oder der sich wandelnden Ausprägung derselben Grunderscheinung bei Änderungen in den Einflussgrössen bedingt.

Die nachfolgenden Betrachtungen beziehen sich in erster Linie auf Luft, befassen sich aber auch mit anderen Gasen wie etwa den Edelgasen oder speziellen elektronegativen Gasen und Gasmischungen angesichts deren Bedeutung für die Praxis.

Im Vergleich zu den Vorgängen im homogenen Feld bietet die auf einen kleinen Bezirk des ganzen Feldraumes begrenzte Teilentladung den unschätzbaren Vorteil, unbeeinflusst von der entfernten Elektrode bei kleiner Stromstärke im jeweiligen Stadium gut beobachtbar zu sein und erst bei weiterer Erhöhung der an die Elektroden gelegten Spannung im vollständigen Durchbruch zu enden. Damit der Feldverlauf analytisch erfassbar wird, werden die Elektrodenkonturen teils als Rotationsparaboloide oder -hyperboloide ausgeführt, doch erlauben die modernen Hilfsmittel der Feldberechnung auch anders gestaltete Konturen, wenn etwa die Einsetzspannung der Erstentladung berechnet werden soll.

Typische und auch für die Technik belangreiche Beispiele für stark ungleichförmige und dazu unsymmetrische Felder mit Konzentration der Feldlinien nur vor der einen Elektrode sind die Anordnung Spitze bzw. Stab gegen Platte sowie koaxiale Zylinder von grossem Radienunterschied. Ihnen analog sind solche mit beidseits stark gekrümmten Elektroden wie Spitze–Spitze (Stab–Stab) oder zwei Paralleldrähte. Andere Konfigurationen lassen sich angenähert oft auf diese Grundtypen zurückführen.

Beim Lauf der Elektronen in der Zone merklicher Ionisierung hängt die Ionisierungsausbeute davon ab, ob sie etwa in ein divergierendes Feld hinauslaufen – dies ist der Fall bei stark gekrümmter Kathode – oder ob sie in ein ansteigendes Feld hineinlaufen (vor der stark gekrümmten Anode). Das unterschiedliche Wachstum der Elektronenlawine in den beiden Fällen wirkt sich auf die Höhe der Zündspannung aus und liefert damit auch, unter Einbeziehung der Sekundärelektronenausbeute an der Kathode oder im Gas und der Einflussnahme der Raumladungswolke der positiven Ionen, in elektronegativen Gasen auch noch derjenigen einer negativen Raumladung, die wesentlichen Elemente zur Deutung des von Gasart und Gaszustand abhängigen Polaritätseffekts der Zündspannung. Bei *anodischer* Spitze konzentriert sich die Masse der Ionisierungsakte und damit auch des Grossteiles der positiven Ionen auf den Bereich unmittelbar vor ihr (auf die allerletzten freien Elektronenweglängen). Die dadurch bewirkte Abschirmung der Anode durch die Ionenwolke hat ein Vorverschieben des Feldes in den Raum hinein zur Folge. Hingegen befindet

[1]) Die überaus grosse Menge der Veröffentlichungen auf dem behandelten Gebiet verbietet im hier gegebenen Rahmen eine Belegung aller Aussagen durch Anführen der jeweiligen Originalarbeit. Ausser den Herkunftsangaben bei übernommenen Diagrammen und Abbildungen werden daher nur einige Arbeiten spezieller Art zitiert.

sich bei spitzer *Kathode* das Maximum der Ionisierungshäufigkeit im Widerspiel von anwachsender Zahl der Elektronen und rasch abnehmendem Feldgradienten etwas von ihr abgesetzt. Im Zahlenbeispiel von Fig. 1 ist bereits in wenigen Zehntelmillimetern Abstand von der Spitze das Feld unter den zur Stossionisierung erforderlichen Wert abgesunken, und die weiter zur Gegenelektrode driftenden Elektronen erleiden keine unelastischen Stösse mehr und lagern sich an Luftmoleküle unter Bildung negativer Ionen an, die sich ihrerseits nur noch stark verlangsamt weiterbewegen. Unter geringer Anhebung des Feldes im Aussenraum wird dadurch das Feld zur Kathode hin stark geschwächt und so die Neubildung von Lawinen unterbunden. Erst nach Ablauf einer gewissen Relaxationszeit verflüchtigt sich die behindernde Raumladung, und eine neue Entladung kann beginnen.

Durch Erhöhen der Spannung an den Elektroden lässt sich die Pausenzeit für das Wegschaffen der negativen Raumladung und bis zum Start eines weiteren Ausbruchs wirksam verkleinern. Die Frequenz der damit gegebenen sog. Trichel-Pulse von äusserst kurzer Dauer (gemäss Fig. 2 Anstieg in 1,5 ns, Gesamtdauer unter 10 ns) kann so bis ins kHz- oder MHz-Gebiet unter entsprechender Erhöhung des Stromes im äusseren Kreis ansteigen. Über den Einfluss des Gasdruckes auf die Impulshäufigkeit besteht keine Übereinstimmung. So wird bei Druckerniedrigung wohl wegen der rascheren Abwanderung der negativen Raumladung teils von einer Erhöhung, teils auch von einer Abnahme der Pulsfrequenz berichtet. Mit geringerer Krümmung der Kathode erhält man unter sonst gleichen Verhältnissen kleinere Frequenzen und grössere Einzelimpulse. Bei langgezogener Elektrode (Draht, Leiterseil) sind die Ansatzstellen der Trichel-Pulse recht gleichmässig über die Länge verteilt. Die Entladung haftet dabei vorzugsweise an Oberflächenunregelmässigkeiten wie Kratzern, Riefen oder Fremdkörpern, doch kommt es vielfach durch spontane Änderung der Oberflächenbeschaffenheit bzw. der Austrittsarbeit zu einem Hüpfen zwischen benachbarten Stellen.

Der Übergang von der Elektronenlawine zu einer selbständigen, d.h. durch Rückwirkungsmechanismen unterschiedlichster Art sich selbst erhaltenden Entladung, ist an die ausreichende Bereitstellung von Sekundärelektronen geknüpft. Diese werden aus der Kathode vorzugsweise photoelektrisch, bei niedrigem Druck auch vermehrt beim Auftreffen der positiven Ionen oder auch metastabil angeregter Edelgasatome ausgelöst. Mit anodischer Spitze und weit entfernter Gegenelektrode verbleibt nur die Lawineneigenstrahlung zur Erzeugung der Nachlieferungselektronen im Gas selbst. Der sich ständig erneuernde Ablauf von Lawinen und Sekundärelektronen stellt das Wesen der selbständig gewordenen, jedoch immer noch nicht die volle Elektrodenentfernung überbrükkenden (Teil-)Entladung dar. Durch energetisch noch vorteilhaftere Trägerneuentstehung bei der Aufheizung des geschaffenen Entladungspfades kann der Vorgang im weiteren in den Funken und die Endstufe des Lichtbogens übergehen.

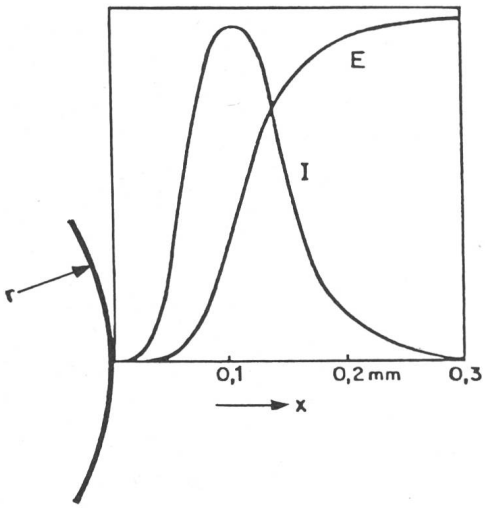

Fig. 1 Trägerwachstum in Luft bei kathodischer Spitze [2]
E Gesamtzahl der gebildeten Elektronen bzw. Ionenpaare
I Verteilungskurve der Ionen
$r = 0{,}25$ mm

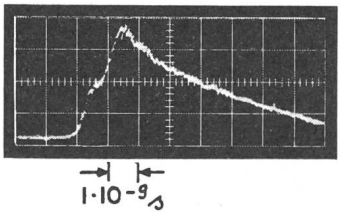

Fig. 2 Oszillogramm eines Trichel-Pulses in Luft [3]

2. Die Bereitstellung des Erstelektrons

Bei spitzer Kathode ist ein Austritt von Elektronen aus ihr zufolge Feldemission, vielleicht auch dank einer Aufladung des Oxydfilmes beim Auftreffen der positiven Ionen durchaus denkbar und kommt auch sicherlich in einigen Fällen vor; bei einer Anodenspitze ist solches nicht möglich. So muss denn in erster Linie an eine Bereitstellung des Erstelektrons aus dem Gasraum gedacht werden.

Die spontane Ionisation der Luft durch Höhen- oder Bodenstrahlung sorgt im Durchschnitt für die Bildung von rund 10 Trägerpaaren pro s und cm^3. Da sich aber die gebildeten Elektronen sofort an Gasmolekel anlagern, ist dies völlig unzureichend, um im sehr kleinen Bereich höchster Feldstärke vor der Spitze ein Erstelektron sofort verfügbar zu haben. Bei langsamem Anstieg der an die Elektroden gelegten Spannung werden die Ladungsträger zudem aus dem in Frage kommenden Gebiet abgesaugt und von den Elektroden eingefangen und so der Feldraum von ihnen gesäubert, noch bevor das Feld sie zur Ionisation befähigen konnte.

Die bei der Anlagerung gebildeten Kleinionen erhalten sich über einige Zeit. Im Gleichgewicht zwischen Neuentstehung und Zerfall kann unter normalen Bedingungen mit einigen hundert Ionenpaaren in 1 cm^3 atmosphärischer Luft gerechnet werden. Sie geben das Reservoir für die benötigten Anfangselektronen ab. In einem elektrischen Feld nicht überhoher Stärke, wie es in Spitzennähe selbst mit mässiger Spannung leicht erreicht wird, löst sich nämlich ein ans Molekül gebundenes Elektron beim Zusammenprall mit anderen Molekülen wieder ab und vermag als nunmehr freies Elektron eine Lawine auszulösen. Durch ausreichende Bestrahlung mittels radioaktiver Substanzen lässt sich daher stets eine genügende Trägermenge bereithalten, und die Verzugszeiten können damit nahezu gänzlich eliminiert werden. Sowohl bei negativer als auch positiver Polung der spitzen Elektrode werden auf diese Weise eine gleichmässig niedere Einsetzspannung der Entladung und

ebenso gleichmässig grosse Stromimpulse der Leuchtfadenentladung erzielt. Die Funkenspannung selbst wird allerdings meist gar nicht oder nur geringfügig durch Bestrahlung beeinflusst.

3. Entladungsformen

Ab einer gewissen Spannungshöhe kommt es vor allem in den elektronenanlagernden Gasen wie Luft, Sauerstoff, Kohlensäure (CO_2) oder Schwefelhexafluorid (SF_6) zunächst zu vereinzelten stossweisen Entladungsausbrüchen mit damit einhergehender Lichterscheinung. Jeder Ausbruch wurde durch ein Anfangselektron getriggert. Man bezeichnet den Vorgang als Stosskorona. Bei Längserstreckung der Elektroden breitet sich die Entladung durch Fotoeffekt im Gas und Fotoemission an der Kathode mit hoher Geschwindigkeit (10^7–10^8 cm/s) seitlich aus. Unmittelbar vor dem Selbständigwerden pflegen auch Impulsfolgen von abnehmender Intensität in der Gruppe aufzutreten.

Die Koronaeinsetzspannung lässt sich im Radialfeld mit guter Genauigkeit nach der Peekschen Formel

$$U_E\,(\mathrm{kV}) = 31\,\delta\,(1 + 0{,}308\,\sqrt{\delta r})$$

berechnen (δ relative Gasdichte, r Innenleiterradius in cm). Ähnlich den Verhältnissen im gleichförmigen Feld nimmt sie bei Erhöhung der Leitertemperatur ab (nachgewiesen bis über 1000 °C). An einer Spitze in Luft sind die Einsetzspannungen für die beiden Polaritäten je nach Krümmungsradius nur wenig verschieden, wogegen beispielsweise für Stickstoff ein grosser Polaritätseffekt mit höherem U_E bei positiver Polarität gefunden wurde.

Mit geringer weiterer Erhöhung der Spannung bildet sich bei *positiver* Polarität der starkgekrümmten Elektrode die *Leuchtfadenentladung*, auch Streamerentladung genannt, aus, kenntlich an einem weit zur Gegenelektrode vorgreifenden Leuchten von lanzett- oder fadenförmiger Gestalt. In den Edelgasen kommt es bei nicht allzu weit entfernter Gegenelektrode sofort zu einem die volle Schlagweite überbrückenden Funken. In den elektronegativen Gasen hingegen schlägt das unruhig zuckende Leuchtbüschel bei Spannungssteigerung in die ruhige, die Elektrode im aktiven Bereich eng bedeckende Korona-Leuchthülle unter gleichzeitiger Verminderung des Geräusches um. Der Entladungsstrom ist nunmehr völlig stetig; auch bei feinster Auflösung können in ihm keine pulsierenden Anteile mehr erkannt werden. Mit weiter erhöhter Spannung lässt sich dann in Luft, vor allem bei erniedrigtem Druck, nicht jedoch in Stickstoff oder Sauerstoff, in einem gewissen Spannungsbereich im Strom oder mittels angekoppelter Resonanzkreise ein periodisch pulsierender Anteil nachweisen, was der erst spät gefundenen Erscheinung die Bezeichnung «Resonanzkorona» eingetragen hat [4]. Das emittierte Licht ist dabei im Takt der Stromschwingungen moduliert. Mit weiterer Annäherung an die Durchschlag-(Funken-)Spannung brechen aus der Leuchthülle neuerdings stielförmige Entladungen mit Leuchtfäden-Büschelkronen aus. Bei langen Funkenstrecken beobachtet man vielfach auch ein absatzweises Aufleuchten und Vorwachsen der Leuchtstiele. Figur 3 veranschaulicht die genannten Entladungsstufen anhand einer Selbstaufzeichnung der Vorgänge, wie sie bei stetig erhöhter Gleichspannung gewonnen wurde.

Bei *negativer* Spitze in einem Gas elektronegativen Charakters setzt die selbständige Entladung wegen der nur allmählich ins feldschwache Gebiet diffundierenden Ladungswolke der negativen Ionen mit vereinzelten Pulsen ein. Diese gehen in die nach ihrem Entdecker als Trichel-Pulse bezeichneten zunächst spontan-unregelmässig und bei wenig höherer Spannung mit grosser Regelmässigkeit sich wiederholenden Einzelausbrüche von unter Umständen sehr hoher Frequenz über. Darnach kommt es auch hier zur ruhig an einer Stelle brennenden impulslosen Dauerkorona mit Leuchtansatz oder kurzem Leuchtstiel und diffus-bläulicher Krone. In manchen Gasen oder Gasmischungen erfolgt dieser Übergang allmählich und kann leicht in den einzelnen Stufen verfolgt werden (Fig. 4).

Unter dem Mikroskop oder bei verringertem Druck auch bereits mit dem unbewaffneten Auge vermag man unmittelbar vor der Spitze das Gebiet des negativen Kathodenfalls, das negative Glimmlicht zwischen den nach *Crookes* und *Faraday* benannten Dunkelräumen und oft noch den anschliessenden Teil einer positiven Säule zu erkennen. Der überbrückende Funken wird schliesslich durch aus der Leuchthülle ausbrechende Leuchtfäden (pre-breakdown streamers) eingeleitet, deren rückwärtiges Kanalteil unter stetigem oder intermittierendem Aufleuchten an Länge zunimmt.

Die Ausbildung der geschilderten Entladungsformen wird davon beeinflusst, ob die Spannung ständig oder nur kurzzeitig

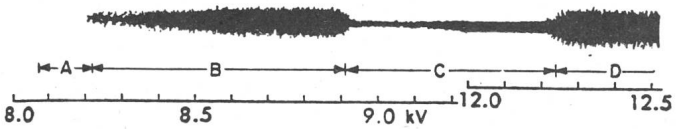

Fig. 3 Selbstaufzeichnung der diversen Entladungsstufen an einer spitzen Anode bei zunehmender Gleichspannung [5]
A Intermittierende Pulse der unselbständigen Entladung
B Ausbruchentladungen und Leuchtfäden
C Dauerkorona
D Leuchtfäden, Stielentladungen

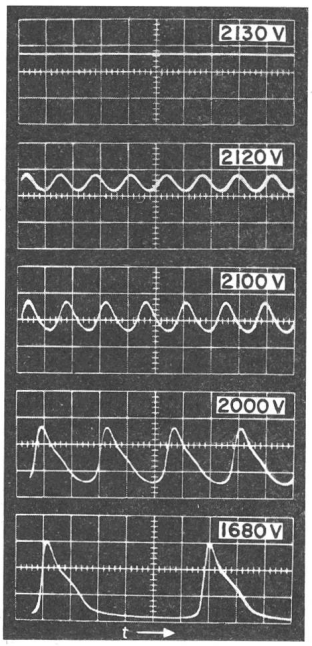

Fig. 4 Übergang der Trichel-Entladung zur Dauerkorona bei verschiedenen Spannungsstufen [6]
Abstand Spitze–Platte 2 cm; Gas: Stickstoff von 0,8 bar mit einer Spur Sauerstoff; Zeitablenkung 0,1 µs/Teilung

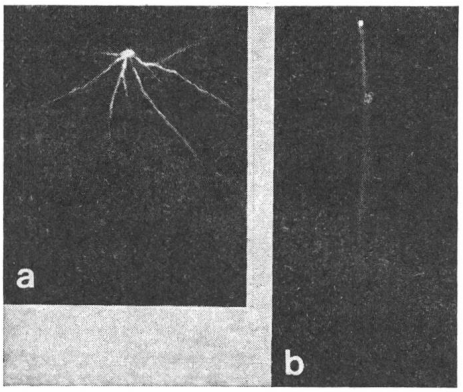

Fig. 5 Lichtenbergfigur der von einer positiven Spitze ausgehenden Leuchtfadenentladung bei reduziertem Luftdruck [7]
a bei 0,27 bar; b bei 0,07 bar

an der Entladungsstrecke ansteht; auch die Dauer des Spannungsanstieges wie auch des Rückganges mögen von Bedeutung sein. Bei Dauerspannung wächst die Entladung in ein von Raumladungen vorausgegangener Lawinen durchsetztes Gebiet hinein und wird dadurch je nach Einzelumständen behindert oder gefördert. Mit einer rasch ansteigenden Spannung darf im allgemeinen ein unbeeinflusstes, rascheres Wachstum erwartet werden.

4. Die Leuchtfadenentladung

Kennzeichen dieser Entladungsform sind die im wesentlichen längs einer Feldlinie verlaufende fadenförmige Bahn beträchtlicher Länge und das ausserordentlich schnelle Vorwachsen ihres Ionisationszentrums. Figur 5 vermittelt eine Vorstellung von der Erscheinung bei positiver Spitze gegen eine 11 cm entfernte Platte. Vom Pol gehen bei höherem Druck scharfbegrenzte, dünne und sich verästelnde Leuchtspuren aus. Sie lassen sich noch herab bis zu einigen zehn Millibar beobachten, dann allerdings bei nur noch geringer Leuchtkraft und diffuser Erscheinung (Fig. 5b).

Das Hineinwachsen der Entladung in Bereiche mit weit unter den für eine Stossionisation erforderlichen Feldstärkewerten wie auch die erstaunlich kurze Bildungszeit lassen sich nur unter Einbeziehung des Entladungskopf-Eigenfeldes und der Auslösung von Nachlieferungselektronen durch das Eigenlicht der Entladung erklären [8]. Jede ablaufende Lawine erzeugt ständig weiterab von der Anodenspitze ausgehende Nachfolgelawinen bei einer resultierenden Vorwachsgeschwindigkeit, die um ein Mehrfaches über der Driftgeschwindigkeit der Elektronen liegt und erst recht vielfach höher ist als diejenige der Raumladungswolke der positiven Ionen im rückwärtigen Kanalteil. Mittels im Anstieg abgeschnittener Spannungsstösse kurzer Frontdauer oder Aufnahme des von der Entladung emittierten und vom Fotomultiplier aufgefangenen Lichtes oder bei Zeitauflösung des Vorwachsens vermittels rotierenden Spiegels bzw. lichtempfindlichen Films oder am erfolgreichsten mit dem Bildwandler ist es gelungen, die Vorwachsgeschwindigkeit zu bestimmen. Die Werte liegen um 10^8 cm/s, teils auch noch darüber und somit bereits bei Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit.

Die bei den verschiedenen Beobachtungstechniken (direkte visuelle Beobachtung; Selbstaufzeichnung (Lichtenbergfigur) der Entladung auf lichtempfindlichem, in Achsrichtung eingelegtem Film; Aufnahme des von der Entladung emittierten Lichtes mittels Fotomultiplier längs der Bahn; fotografische Aufzeichnung mit ruhender Kamera oder zeitaufgelöst) erhaltenen Werte für die Entladungslängen unterscheiden sich nur wenig voneinander. Die Verwendung von für UV-Licht durchlässigen Quarzlinsen erbringt im allgemeinen etwas grössere Werte.

Leuchtfadenkopf und Anode sind durch einen dünnen, weitgehend lichtlosen, mit Trägern beiderlei Vorzeichens angefüllten Schlauch nur geringer Leitfähigkeit verbunden. Daher herrscht in ihm ein recht hoher mittlerer Gradient von 4...4,5 kV/cm (in Luft).

Der mit der Entladung verbundene Impuls steigt wegen der sehr starken Trägervermehrung nächst der Anode in weniger als 10^{-8} s auf ein Maximum an und fällt fast ebenso rasch wieder ab. Falls der Leuchtfadenkopf bis zur Kathode vorstösst, kommt es im Moment des Auftreffens zu einem sprunghaften nochmaligen Anstieg des im äusseren Kreis fliessenden Stromes (δ in Fig. 6).

Weil im allgemeinen mehrere Leuchtfäden nahezu gleichzeitig entstehen und ein Büschel sich verzweigender, aber nie zusammenlaufender oder sich gegenseitig durchdringender Fäden bilden, wird stets der Summenstrom gemessen. Mit Elektrodendistanzen von einigen 10 cm wurden beispielsweise vor der Kathode bis zu rund hundert Einzelspuren gezählt, bei erhöhter Feuchtigkeit noch mehr. Durch äusserste Beschränkung der Anodenkapazität auf wenige Picofarad gelang es [10], selbst bei höherem Druck die Zahl der Leuchtfäden auf nur einen zu begrenzen. Fig. 7 zeigt das hierbei erhaltene Stromoszillogramm für eine 6-mm-Kugelanode in 2,8 cm Abstand von der Gegenelektrode. Nach dem anfänglichen Anstieg bleibt beim Vorwachsen der Strom auf fast gleicher Höhe. Aus dem sprunghaften neuerlichen Anstieg beim Eintreffen des Entladungskopfes an der Kathode $5{,}8 \cdot 10^{-8}$ s nach Pulsbeginn findet man eine mittlere Geschwindigkeit des Leuchtkopfes von $0{,}5 \cdot 10^8$ cm/s.

Die in einer älteren Untersuchung ebenfalls aus den Stromoszillogrammen und nach Abzug der statistischen Streuzeit für den Zeitbedarf bis zum Vorhandensein des Erstelektrons angegebenen Werte für die Ausbildungszeit des Leuchtfadens sind wegen unzureichender Bandbreite der verwendeten Messapparatur offensichtlich zu lang [11]. Generell dürfte aber aus ihnen hervorgehen, dass die Bildungszeit bei einer Druckreduk-

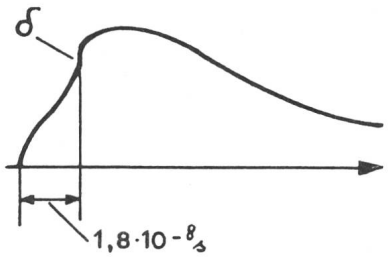

Fig. 6 Stromimpuls der Leuchtfadenentladung in Luft [9]
Abstand Spitze–Platte 1,5 cm
δ Stromsprung beim Auflaufen auf die Kathode

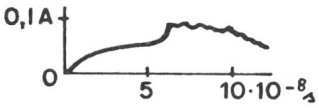

Fig. 7 Stromoszillogramm eines einzelnen Leuchtfadens in Luft [10]

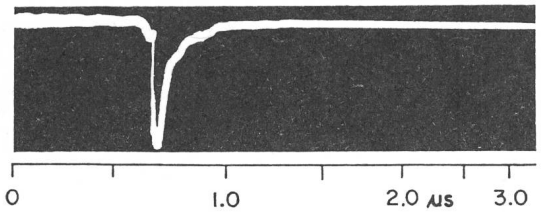

Fig. 8 Stromstoss eines bis nahe zur Kathode reichenden Leuchtfadenbüschels bei + 145 kV Steilstoss in Luft, d = 25 cm [12]

tion nicht entsprechend länger und, anders als im Homogenfeld, durch überhöhte Spannung nur wenig verkürzt wird.

Bei eigentlichen Hochspannungsentladungen in Luft mit grösserem Elektrodenabstand ist der Summenimpuls der zahlreichen, weit in den Raum hinausgreifenden Leuchtfäden von merklich längerer Dauer. So zeigt Fig. 8 einen solchen Stromstoss von einigen Zehntelmikrosekunden.

Die Höhe des Stromstosses hängt auch von der zufallsbedingten Zündverzögerung ab. So steht bei verschwindender Streuzeit nur gerade die Mindestspannung zur Ausbildung zur Verfügung, und weil die behindernde negative Raumladung sich stärker auswirkt, erreicht der Puls eine kleinere Höhe. Demgegenüber sind später ausbrechende Entladungen wegen der Überhöhung der weiter angestiegenen Spannung kräftiger, auch führen sie eher zum Volldurchschlag. Wenn nicht gerade dank zusätzlicher Bestrahlung ein auslösendes Elektron in günstiger Lage im starken Feld vor der Anode verfügbar ist, muss selbst bei langsamem Spannungsanstieg wie etwa beim Stoss mit Schaltspannung mit beträchtlichen Unterschieden in der Einsetzspannung gerechnet werden. Jedoch ist beim Normstoss mit 1 µs Frontdauer die Entladung wegen ihres sehr raschen Aufbaues spätestens bis zum Scheitel des Spannungsstosses stets voll ausgebildet.

Für koaxiale Zylinder mit einem Radienverhältnis von mehr als 18 : 1 wurde gefunden [13], dass die stabile Dauerkorona von deutlich kleinerem Strom und geringerem Geräusch sich bei kräftiger radioaktiver Bestrahlung stets einstellt und daher auch die Durchschlagspannung deutlich höhere Werte erreicht. Ohne Fremdeinstrahlung existiert die ruhige Entladungsform von deutlich kleinerem Strom und geringerem Geräusch jedoch nur bei dünnem Innenleiter und schlägt dann erst bei erhöhter Spannung in die unruhige Leuchtfadenentladung um. Über Untersuchungen im Übergangsgebiet Korona–Funken bei konzentrischen Kugeln siehe [14; 15]. Bei Aufheizung (bis 1000 °C) der Gesamtanordnung einer stark gekrümmten Elektrodenplatte nimmt bei negativer (positiver) Spitze die Funkenspannung stärker (bzw. weniger stark) ab als die Luftdichte [16]. Über den Einfluss einer Erhitzung allein des Zentraldrahtes einer Koaxialanordnung liegen widersprüchliche Aussagen vor [16; 17]. Unter Regen bildet sich selbst an grossflächigen glatten Hochspannungsleitern am Ort der anhängenden Wassertropfen die Leuchtfadenentladung aus; die Durchschlagspannung der Anordnung wird dadurch erheblich erniedrigt.

Leuchtfäden entstehen auch bei *negativer* Polarität der spitzen Elektrode und werden wegen ihres Kanalteiles mit aufgesetztem feder- oder fächerartigem Büschel oft auch als Stielbüschel bezeichnet. Auch für ihr Vorkommen ist das Vorhandensein einer elektronegativen Komponente im Gas Voraussetzung. Sie bilden sich im stark inhomogenen Feld aus der impulslosen Dauerkorona heraus, bei hohem Druck auch aus den Trichel-Pulsen. Ihr Bauprinzip gleicht weitgehend dem der positiven Leuchtfäden, indem durch Fotoeffekt vermöge der Lawinenstrahlung neue Anfangselektronen und hierdurch im verstärkten Kopffeld Tochterlawinen ausgelöst werden; das erhöhte Feld zwischen der Raumladung der zurückgebliebenen positiven Ionen und Kathode begünstigt den Aufbau einer rückwärtigen Verbindung zu dem in seinen Teilstufen mit Lichtgeschwindigkeit vorwärtshüpfenden Lawinenzentrum. Die mittlere Geschwindigkeit der negativen Leuchtfäden oder «Federn» wird mit über $2 \cdot 10^8$ cm/s noch höher angegeben als die der positiven Leuchtfäden [18]. Wegen des Laufs im divergierenden Feld ist jedoch die Führung der Lawinen nicht so gut, auch sind die Entladungsfiguren bei höherem Spannungsbedarf kürzer, lichtstärker und weniger verzweigt (Fig. 9).

In den Edelgasen (einschliesslich H_2 und N_2) bleiben die Elektronen auf ihrem Weg zur Anode frei und nachfolgende Lawinen finden keine behindernde negative Raumladung vor. Daher entwickelt sich die Entladung bei nicht übergrosser Elektrodenentfernung ungehemmt weiter zum vollüberbrükkenden Funken, ohne beobachtbare Vorentladungen. Spurenzumischung einer elektronegativen Komponente führt hingegen zu dem Gleichstromanteil überlagerten Pulsen.

5. Die Kanalentladung

Beim weitgehend lichtlosen Fliessen von Ladungen in den Bahnen der Leuchtfäden bei hohem Gradienten kommt es hauptsächlich in den noch unverzweigten Stielen zu einem Temperaturanstieg und zu thermischer Ionisation («Thermalisation»). Ansetzend an der stark gekrümmten Elektrode wächst auf dem vorgegebenen Pfad ein hellweisser Leuchtstiel stetig oder absatzweise vor. Wegen der grösseren Trägerdichte und hierdurch erhöhten Leitfähigkeit im Schlauch geht der Längsgradient auf 1...1,5 kV/cm zurück [2]).

[2]) In den neueren Veröffentlichungen wird diese Entladungsform fast durchweg als Leuchtfadenentladung 2. Art (secondary streamer) oder, vor allem bei längeren Funkenstrecken, als «Leader» bezeichnet. Diese Benennung rührt von den Blitzuntersuchungen früherer Jahre her, wo in den zeitaufgelösten fotografischen Aufnahmen vom Vorwachsen der Entladung die aufgezeichneten Erstspuren die des Leader waren, weil die vorausgegangenen Phänomene sich wegen ihrer Lichtschwäche der Beobachtung entzogen. Da aber die hier zu besprechende Entladungsform keinesfalls die primäre, bahnöffnende ist, erscheint der Ausdruck Leader für sie irreführend. Wir ziehen es vor, von «rückwärtiger Kanalentladung» oder auch kurz «Kanal» zu sprechen.

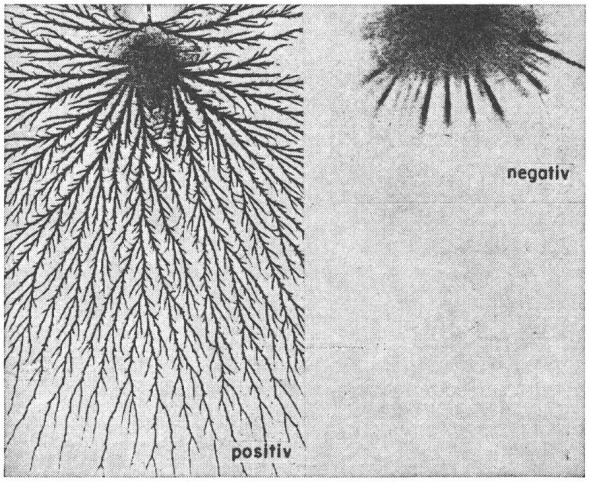

Fig. 9 Stosskorona [19]

Unmittelbaren Aufschluss über die zeitliche Entwicklung der Entladung erhält man aus Aufnahmen mit dem elektrooptischen Bildwandler, eventuell kombiniert mit nachgeschaltetem Bildverstärker. Solche Aufnahmen einer (positiven) Stosskorona mit unverzweigter oder stark verästelter Leuchtfadenentladung sind in Fig. 10 wiedergegeben. Die in a) und b) dargestellte Entladung hatte eine Länge von 18 mm erreicht. Ihr Leuchtzentrum pflanzte sich gemäss b) mit nahezu gleichbleibender Geschwindigkeit von rund $2 \cdot 10^8$ cm/s fort, wobei die weit entfernte Kathode auf das Wachstum ohne Einfluss blieb. Gleichzeitig und ebenfalls mit Ausgang von der Anodenspitze, jedoch bei weit kleinerer Geschwindigkeit, wächst die Kanalentladung auf derselben Bahn wenige Millimeter vor (zu erkennen auch in der Aufnahme mit ruhender Kamera an der grösseren Helligkeit) und erlischt dann, und zwar zuerst vor der Anode. Bei der mit etwas anderer Elektrodenkontur gewonnenen stark verästelten Entladung (Fig. 10c und d) ist der Kanal noch kürzer.

Zahlreiche Aufnahmen dieser Art, auch für lange Funkenstrecken, vermitteln folgendes Bild vom generellen Vorwachsen der Entladung: Die bei der Einsetzspannung ausbrechende Stosskorona wird gleich wieder ausgeblasen und kann sich erst nach Abtransport der negativen Raumladung – nach Ablauf der Totzeit – neuerlich ausbilden. Dies mag sich im ansteigenden Teil einer Stoßspannung noch einige wenige Male in gleicher Weise so abspielen. Der vom ersten Leuchtfaden bewirkte Feldumbau lässt allerdings nachfolgende Pulse weniger steil ansteigen und führt auf verkleinerte Ladungsinhalte und kleinere Pulshöhen, womit diese den stationären Pulsen bei Gleichspannung vergleichbar werden [21]. Vielfach ist jedoch die Krone der Leuchtfäden durch ein kurzes Kanalstück in Richtung auf die Gegenelektrode vorgeschoben. Unter stetigem Verlängern des Kanals wiederholt sich der Vorgang mehrfach bei jedesmaligem Aufblitzen (in weniger als 0,1 µs) oder auch unter eher stetiger Lichtemission und oft unsichtbar bleibendem Kanalteil. Die Vorwachsgeschwindigkeit der Leuchtfäden nimmt erst bei Annäherung an die Gegenelektrode merklich zu.

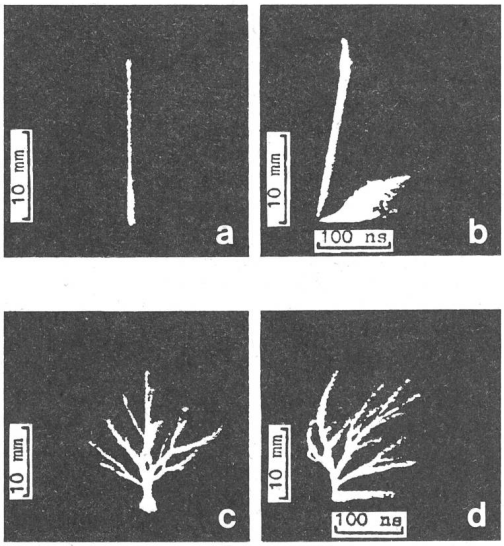

Fig. 10 Leuchtfaden- und Kanalentladung [20]
a Aufnahme eines unverzweigten Leuchtfadens mit Ruhekamera
b Gleicher Vorgang wie in a, jedoch zeitaufgelöst
c Stark verästelte Entladung, Ruhekamera
d Gleicher Vorgang wie in c, zeitaufgelöst

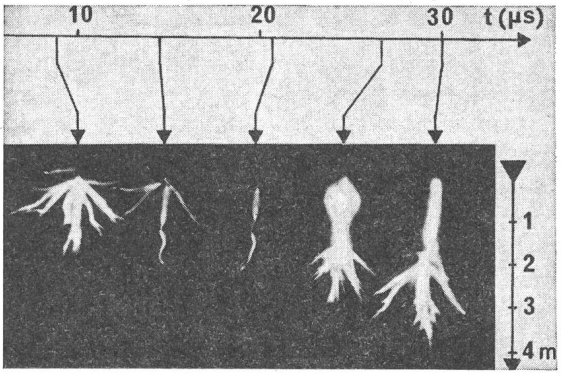

Fig. 11 Bildwandleraufnahme einer negativen Spitzenentladung in Luft, bei der zum Durchschlag gerade hinreichenden Spannung
Stoss 20/1600 µs; Einzelbildaufnahmen von 1 µs Belichtungsdauer in 5-µs-Folge [23]

Falls die positive Leuchtfadenentladung die Kathode erreicht, kann dort ein Aufblitzen bemerkt werden, und der Strom im Kreis erhöht sich sprunghaft (siehe z.B. Fig. 6) als Folge einer Foto- oder Feldelektronenemission und Lawinenbildung im starken Feld zwischen Leuchtfadenkopf und Kathode. Für eine solche Erklärung sprechen Entladungsaufzeichnungen auf unmittelbar vor der Kathode eingebrachtem lichtempfindlichem Papier mit Schichtseite zur Kathode [22]. Es bedarf nur noch einer geringfügigen Spannungszunahme, um den vollen Durchschlag herbeizuführen.

Das Wachstum einer (negativen) Stielbüschelentladung in einer 7 m langen Funkenstrecke ist in Fig. 11 festgehalten. Spätestens 25 µs nach Stossbeginn hatte sich der rückwärtige Kanal ausgebildet. Trotz schwankender Leuchtkraft von Aufnahme zu Aufnahme dürfte doch das Fortschreiten zur Gegenelektrode nahezu gleichförmig erfolgt sein.

Unabhängig von der Polung der Elektrode erfolgt die Lichtemission aus der Entladung immer dann intermittierend, wenn die Spannung langsam ansteigt und die Elektrode stark gekrümmt ist. Bei Elektroden mässiger Krümmung ist kaum mit einer Dunkelphase zu rechnen. Durch Anwendung höheren Drucks lässt sich die Pausenzeit stark verkürzen. Hohe Luftfeuchtigkeit scheint das Auftreten der Ruckstufen zu begünstigen. Als gesichert dürfte auch gelten, dass die Entladung selbst gleichmässig fortschreitet und sie darin kaum davon beeinflusst wird, ob gerade Licht emittiert wird oder nicht. Auch auf die Höhe der Durchschlagspannung haben die Ruckstufen keinen Einfluss.

Mit dem Aufblitzen des gesamten Entladungspfades einschliesslich des Büschels der Leuchtfäden geht eine stossweise Ausschüttung von Ladung einher. Die in Fig. 12 wiedergegebene, knapp eine Länge von 2,50 m erreichende Entladung hatte rund 90 µs nach Stossbeginn mit der Ausbildung des gleichmässig vorwachsenden rückwärtigen Kanals begonnen. Wegen der spitzen Form der Anode hatte die recht gleichmässige Ladungsausschüttung schon bald nach Stossbeginn eingesetzt; Helligkeitsschwankungen im Ursprung der Leuchtfäden drücken sich in analogen Schwankungen bzw. im Sprung um rund 20 µC der verschobenen Ladung aus.

Für den Fall des näherungsweise kontinuierlichen Leuchtens findet man je nach Elektrodenausbildung und -entfernung in Luft eine Ladungsverschiebung von weniger als eins bis zu mehreren µC/µs, d.h. Entladungsströme im Bereich um 1 A.

Dem Kanal fällt die Aufgabe zu, zwischen der Elektrode und dem Ursprung des Leuchtfadenbüschels eine verhältnismässig gut leitende Verbindung herzustellen und dadurch das Potential der Elektrode in nahezu voller Höhe weit vorzuschieben und so das Vorwachsen zu fördern. Momentaufnahmen dieses Wachstums in 50-µs-Folge bis zu halber Schlagweite in einer 10-m-Strecke sind in Figur 13 wiedergegeben. Die Bahn des rückwärtigen Kanalteiles wird fortlaufend durch Umwandlung eines bevorzugten Leuchtfadenstückes verlängert unter oftmaliger zufallsweiser Richtungsänderung. Dies ergibt die immer wieder zu beobachtende gewundene Bahn des Kanals. Vom Kopf des Hauptkanals oder von Seitenästen gehen die Büschel der Leuchtfadenentladung aus. Deren Licht liegt zur Hauptsache im UV-Bereich (um 350 nm), das des Kanals mehr im sichtbaren Bereich (um 670 nm).

Überspannung beschleunigt den Wachstumsprozess ungemein. Dies bezeugen die beiden Wischaufnahmen von einem jeweils bis zum Durchschlag aufgenommenen Entladungsvorgang in einer 4-m-Luftfunkenstrecke bei der 50%-Durchschlagspannung (Fig. 14a) und mit 1,6facher Spannung (Fig. 14b). Während im ersten Fall eine Pause von ca. 70 µs verstreicht, bis es zur neuerlichen Stosskorona und dem Aufbau des rückwärtigen Kanals kommt und die gesamte Durchschlagentwicklung mehrere 100 µs braucht, vollzieht sich bei der starken Überspannung der Aufbau ohne Aufschub mit weit grösserer Intensität in einem Fünftel der Zeit. Nach der Ankunft der Leuchtfäden an der Kathode führt eine mit hoher Geschwindigkeit zurücklaufende Potentialwelle zur verstärkten Thermoionisation längs der gesamten Bahn und bei starkem Aufleuchten zum Funken.

6. Die Funkenspannung

Falls keine Fremdentladungen störend eingreifen, lässt sich auch für das ungleichförmige Feld die Einsetzspannung der Erstentladung in gleicher Weise wie im Homogenfeld berechnen, da ja noch keine Vorentladungen aufgetreten sind. Sobald jedoch Raumladungen von zeitlich und räumlich meist wenig bekannter Art bestehen, ist deren Auswirkung auf den Fortgang der Entladung und erst recht auf die Höhe der Einsatzspannungen der folgenden Entladungsstufen im allgemeinen nicht mehr angebbar. Zu vielfältig sind die Abhängigkeiten von Elektrodenkonfiguration, Polarität, Form und Dauer der angelegten Spannung sowie von Gasart und -dichte nebst weiteren Einflussgrössen, um etwa die resultierende Durchschlagspannung auch nur angenähert abschätzen zu können. Zudem sind auch die eingehenden physikalischen Grundgrössen wie Dissoziations- und Rekombinationskoeffizient, Photonenionisation oder die Dämpfung des vom Lawinenkopf emittierten Lichtes u.a.m. zuwenig bekannt. Beim heutigen Stand der Kenntnisse kann daher nur das Experiment über die gesuchten Abhängigkeiten Auskunft geben, auch wenn das so vorgezeichnete Vorgehen einer Sammlung und Systematisierung experimenteller Befunde von vielfach unsicherer Wertigkeit und wenig klaren Randbedingungen als dornig und unbefriedigend zu gelten hat.

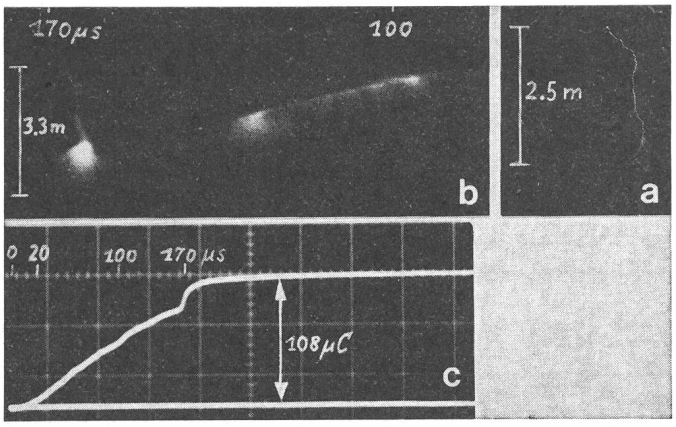

Fig. 12 **Vorentladungen ohne Durchschlag einer Stab–Platten-Funkenstrecke von 7 m Schlagweite bei positiver Schaltspannung (T_f = 260 µs) [24]**
a Aufnahme mit Ruhekamera
b Aufnahme mit Bildwandler bei konstanter Wischbewegung (von rechts nach links), Öffnung des Verschlusses 70 µs nach Stossbeginn, Schliessung bei 180 µs
c Ladungsoszillogramm

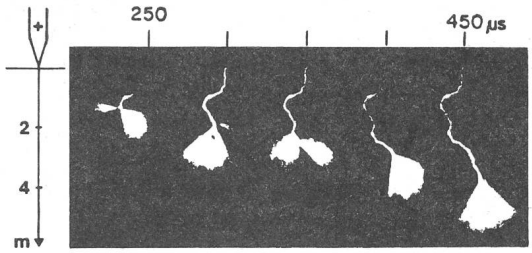

Fig. 13 **Momentaufnahmen in 50-µs-Folge vom Vorwachsen der Entladung in einer langen Spitze–Platten-Funkenstrecke bei positiver Schaltspannung (T_f = 500 µs) im Bereich der Durchschlagspannung [25]**

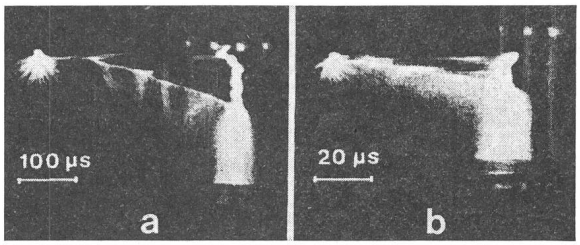

Fig. 14 **Bildwandleraufnahmen (stetige Wischbewegung) vom Durchschlag in einer 4-m-Funkenstrecke bei positiver Schaltspannung (T_f = 320) µs [26]**
a 50%-Durchschlagspannung
b 1,6fache Spannung

Wegen des grossen technischen Interesses an der elektrischen Festigkeit üblicher Isolieranordnungen hat es in den vergangenen Jahren nicht an Bemühungen gefehlt, mittels spezieller Modellvorstellungen über die Aufbaumechanismen der Entladungen auf halbempirischem Wege zu Aussagen über die Höhe der Durchschlagspannung und vielleicht gar zu funktionellen Einsichten zu kommen, doch war all diesen zahlreichen und teils recht ingeniösen Vorstellungen wegen der gebotenen Vernachlässigung wichtigster Einflussgrössen kein Erfolg beschieden.

Weitaus das umfangreichste Tatsachenmaterial liegt für die Luft vor, doch haben auch die anderen Molekulargase wie N_2, O_2, CO_2, ferner die Edelgase und weiter die ausgesprochen elektronegativen Gase und von diesen vor allem Schwefelhexafluorid (SF_6) und gewisse technisch reizvoll erscheinende Mischungen Beachtung gefunden.

Generell erhält man mit Funkenstrecken von stark inhomogener Feldgestaltung beim Norm-Blitzspannungsstoss rund 10...30% höhere Durchschlagwerte als zum Beispiel bei Wech-

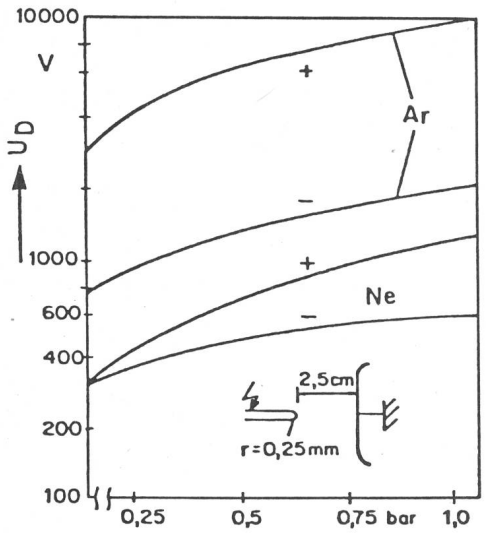

Fig. 15 Durchschlagkennlinien einer Spitze–Platte-Anordnung für Argon und Neon in Abhängigkeit vom Druck [27]

selspannung. Bei unsymmetrischem Feldaufbau ist die Durchschlagspannung überdies polaritätsabhängig, und zwar führt in den unedlen Gasen eine stärker gekrümmte Anode auf niedrigere Durchschlagspannungen. Die Ungleichheit der Entladungen hat eine Gleichrichterwirkung zur Folge. Gegenüber den Verhältnissen in quasi-homogenen Feldern sind die Durchschlagverzögerungen weit grösser und oft noch durch Totzeiten als Folge der aufbaubehindernden Raumladungen zusätzlich verlängert, und die Durchschlagwerte sind speziell im Übergangsgebiet zwischen zwei Entladungsformen erheblichen Streuungen unterworfen. Zu ihrer genaueren Darstellung bedarf es der Zuhilfenahme der Statistik mit Ermittlung der Durchschlagwahrscheinlichkeiten im Bereich zwischen Halte- und 100%-Durchschlagspannung und der Ansetzung geeigneter Mittel- und Streuwerte.

Weil in den Edelgasen (diesen sind auch reiner Stickstoff und Wasserstoff zuzurechnen) die Elektronen selbst im feldschwachen Gebiet keine Bindung an die Atome eingehen, ist in ihnen die Entladung bei einer spitzen Kathode höchst instabil und schlägt sofort in den Funken um. Mit einer Anode hingegen wird diese durch die Ansammlung der unmittelbar vor ihr lagernden positiven Ionen abgeschirmt, was dazu noch die Ausbeute an Sekundärelektronen verringert. Bei Gleichspannung geht unter diesen Umständen dem Durchschlag die stabile Dauerkorona voraus, und die Durchschlagspannung ist merklich höher als bei der anderen Polarität (siehe dazu die in Figur 15 angeführten Charakteristiken). Eine Beimischung von N_2 ändert im grundsätzlichen nur wenig, jedoch stellen sich bei spurenweiser Beimengung einer elektronegativen Komponente wie etwa O_2 oder CO_2 sofort Trichel-Pulse ein. Die geringe Beigabe von SF_6 zu N_2 führt auch im stark inhomogenen Feld, speziell bei negativer Spitze, und nicht zu hohem Gasdruck zu einer überproportionalen Zunahme der Durchschlagfestigkeit [28]. Bei Stoss mit Blitzspannung in Wasserstoff [29] und Stickstoff [30] liegt die Durchschlagfestigkeit mit negativer Spitze höher, vermutlich weil beim raschen Anstieg der Spannung die positive Raumladung sich nicht in zureichendem Masse bilden kann.

In den elektronenanlagernden Gasen bewirkt die negative Raumladung eine Stabilisierung der Vorentladung und ergibt bei positiver Spitzenpolarität bis zu einem gewissen Druck eine sehr beträchtliche Verfestigung der Strecke selbst noch bei kurzen Spannungsstössen. Der kritische Druck ist um so tiefer, je elektronegativer das Gas und je inhomogener das Feld ist. Knapp vor dem Durchschlag zu beobachtende, bis zur Kathode reichende Leuchtfäden dürften Zeichen einer unter besonders günstigen Bedingungen stattfindenden Resonanz-Fotoionisation sein, jedenfalls fällt die Durchschlagspannung beim kritischen Druckwert abrupt bis zur Höhe der Koronaeinsetzspannung ab, und im noch stärker komprimierten Gas bildet sich dann der Funken spontan ohne vorausgehende Entladung.

Als Beispiel sind in Fig. 16 die Charakteristiken für die Anordnung positive Spitze–Platte in SF_6 sowie für koaxiale Zylinder von sehr dünnem Innenleiter in verdichteter Luft angegeben. Bei negativer Polarität ist die Durchschlagfestigkeit wesentlich höher, und erst bei viel höherem Druck kommt es ebenfalls zu einer Einsattelung der $U_D = f(p)$-Charakteristik. Mit Wechselspannung ergeben sich gleichartige Kurven, jedoch mit etwas verschobenem Minimum.

Die Verwendung scharfkantiger Armaturen am Hochspannungspol (wie Drahtring, Drahtwendel, Dornenkranz, kreisrunde Schneide) unterdrückt bei Wechselspannung dank der stabilisierenden Wirkung der Korona in der positiven Halbwelle das Auftreten von Stielbüscheln bis zu sehr hohen Spannungen und wurde deshalb in Hochspannungsprüfräumen zur Verhinderung von Weitüberschlägen vielfach benutzt. Bei Stoss stellt sich die gewünschte Wirkung jedoch nicht ein, desgleichen kann in Freiluftanlagen der Effekt (früher als «Ultrakorona» bezeichnet) nicht ausgenützt werden wegen der ungünstigen Wirkung anhängender Regentropfen oder sonstiger Oberflächenunregelmässigkeiten.

Ein nur schwer zu verstehender Effekt wurde unlängst beschrieben: Durch Reiben speziell der Anode einer Stabfunkenstrecke mit einem Nylontuch liess sich die Funkenspannung bis zu 50% erhöhen [33].

Sehr steiler Anstieg einer Stoßspannung fördert bei spitzer Anode zwar die Länge des Leuchtfadenbüschels, nimmt aber kaum Einfluss auf die Höhe der Funkenspannung. Hingegen geht sie bei negativer Polarität der starkgekrümmten Elektrode je nach Elektrodenform erheblich, bis zu 30% gegenüber dem Wert bei Normstoss ($T_f \approx 1$ µs) zurück [13; 34].

Bei zum Durchschlag gerade ausreichender Höhe und Dauer einer angelegten Spannung können sich wegen der

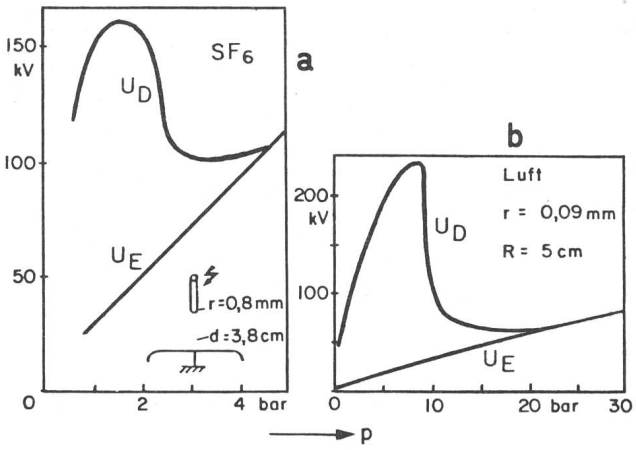

Fig. 16 Kennlinien der Koronaeinsetz- und Funkenspannung U_E und U_D
a für Spitze–Platte in SF_6 [31]
b für koaxiale Zylinder in Luft [32]

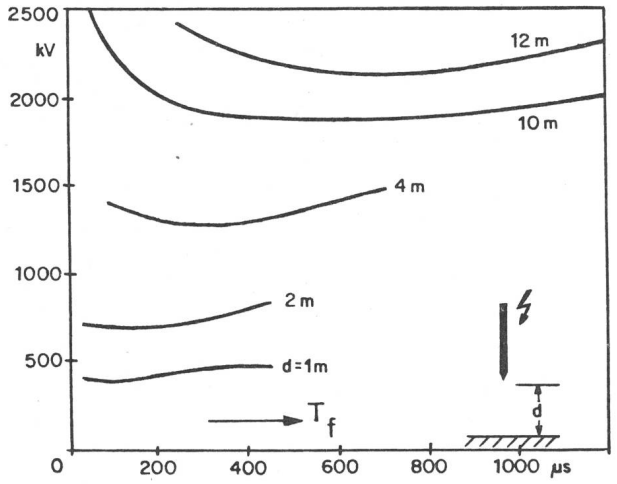

Fig. 17 Durchschlagkennlinien der Stab–Platte-Anordnung bei positiver Schaltspannung

Behinderung durch die Raumladung und deren nur allmählichem Unwirksamwerden lange Totzeiten ergeben. Die gesamte Zeit bis zum Durchschlag ist dann weit grösser als die Summe aus statistischer Streuzeit und Aufbauzeit. So lassen sich auch manchmal zwei Gruppen von Durchschlagzeiten feststellen, nämlich eine solche von kurzem Verzug (< 20 µs) und eine weitere von erheblich längerer Dauer (bis zu mehreren hundert µs, falls der Stossrücken lang genug ist). Überspannung bringt die langen Zeiten rasch zum Verschwinden.

Mit der Anordnung Stab (Spitze) gegen Platte erhält man für positive Polarität und nicht zu kleiner Schlagweite bei Variation der Frontdauer der Stoßspannung V-förmige Durchschlagskennlinien mit einem Minimum der 50 %-Durchschlagspannung im Bereich um 100 µs; für die grösseren Schlagweiten verschiebt es sich zu höheren Werten (Fig. 17). Weil unter ungünstigen Bedingungen die Durchschlagspannung nur noch einen Bruchteil ihres Wertes beim Blitz-Normstoss erreicht, wird die Schaltspannungsfestigkeit zur Grundlage der Bemessung von Isolierstrecken in Höchstspannungsanlagen. Überschlägig gilt $U_{50\,\%\,(\mathrm{Min.})} = 3400/(1 + 8/d)$ (U in kV, d in m).

Mit anderen Konfigurationen als der von Stab–Platte ergeben sich flachere, aber gleichfalls V-förmige Charakteristiken, solange das Feld unsymmetrisch und vor der Anode schärfer konzentriert ist. Auch bei negativer Spitzenpolarität scheint ein gleichartiger Verlauf für die 50 %-Durchschlagspannung und die Frontdauer der Stoßspannung zu bestehen, allerdings bei rund doppelten Festigkeitswerten. Doch liegen darüber erst einige Unterlagen vor, nachdem der Fall der positiven Spitze wegen der resultierenden weit geringeren Festigkeit der Luft für die Praxis der gewichtigere ist.

Adresse des Autors
Dr. Ing. habil. *Berthold Gänger*, Dufourstrasse 5, 5430 Wettingen.

Literatur

[1] *B. Gänger:* Neuere Erkenntnisse zur Physik des Gasdurchschlages im Homogenfeld. Bull. SEV/VSE 70(1979)13, S. 662...672.
[2] *L.B. Loeb:* Electrical Coronas; their basic physical mechanisms. Berkeley/Los Angeles, University of California Press. 1965.
[3] *R. Zentner:* Stufenimpulse der negativen Koronaentladung. ETZ-A 91(1970)5, S. 303...305.
[4] *H. Fürtig:* Resonanzerscheinungen in der positiven Dauerkorona. XI. Internationales wissenschaftliches Kolloquium der Technischen Hochschule Ilmenau, Teil 4: Elektrische Isolierstoffe und Hochspannungstechnik 11(1966)4, S. 9...15.
R. und *A.M. Le Ny, A. Boulloud:* Positive point-to-plane corona discharge: Oscillations in Hermstein's glow. 4th Intern. Conf. on Gas Discharges, Swansea, 1976, p. 246...249.
[5] *E. Nasser* and *L.B. Loeb:* Impulse streamer branching from Lichtenberg figure studies. J. Applied Physics 34(1963)11, p. 3340...3348.
[6] *A. Schwab* und *R. Zentner:* Der Übergang von den impulsförmigen in die impulslose Koronaentladung. ETZ-A 89(1968)17, S. 402...407.
[7] *T. Oshige:* Positive streamer spark breakdown at low pressures in air. J. Applied Physics 38(1967)6, p. 2528...2534.
[8] *G.A. Dawson* and *W.P. Winn:* A model for streamer propagation. Zeitschr. für Physik 183(1965)2, S. 159...171.
[9] *E. Marode:* The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I: Experimental nature of the streamer track. J. Applied Physics 46(1975)5, p. 2005...2015.
[10] *G.A. Dawson:* Temporal growth of suppressed corona streamers in atmospheric air. J. Applied Physics 36(1965)11, p. 3391...3395.
[11] *M. Menes* and *L.H. Fisher:* Positive point-to-plane corona studies in air. Physical Review, Series 2, 94(1954)1, p. 1...6.
[12] *J.H. Park* and *H.N. Cones:* Surge voltage breakdown of air in a non-uniform field. NBS Research Paper 2669. J. Res. Nat. Bureau of Standards 56(1956)4, p. 201...224.
[13] *R.T. Waters* and *R.E. Jones:* The impulse breakdown voltage and timelag characteristics of long gaps in air. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A 256(1964)1069, p. 185...234.
[14] *W. Hermstein:* Die Entwicklung der positiven Vorentladungen in Luft zum Durchschlag. Arch. Elektrotechn. 45(1960)4, S. 279...288.
[15] *G. Raju* and *R. Hackam:* Sparking potentials of dry air, humid air and water vapour between concentric sphere-hemisphere electrodes. Proc. IEE 120 (1973)8, p. 927...933.
[16] *H. Jahn:* Einfluss der Temperatur auf die Durchschlagspannung einer inhomogenen Funkenstrecke in Luft. Elektrie 23(1969)11, S. 457...459.
[17] *M.B. Awad* and *G.S.P. Castle:* Breakdown streamers in coronas with heated discharge electrodes. IEEE Trans. EI 12(1977)3, p. 234...236.
[18] *E. Nasser:* The nature of negative streamers in spark breakdown. Dielectrics 1(1963)2, p. 110...117.
[19] *H. Böcker* und *A. Fischer:* Streamer and Leader in langen Funkenstrecken bei Stoßspannung. Internationales Symposium Hochspannungstechnik, München 1972; S. 265...272.
[20] *M. Aints, A. Haljaste* and *K. Kudu:* Sequence of primary-secondary streamer in short point-to-plane air gaps. 5th International Conference on Gas Discharges, Liverpool 1978. IEE Conference Publication 165(1978), p. 265...268.
[21] *E.G. Marode* et *J. Sulkowski:* Comparaison des phénomènes de décharge couronne positive en tension continue et en tension impulsionnelle. Comptes rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences, Paris, Serie B 267(1968)22, p. 1199...1202.
[22] *E. Nasser:* Role of the cathode field emission in the streamer-spark transition. J. Applied Physics 37(1966)13, p. 4712...4716.
[23] *G. Gruber* e.a.: Contribution à l'étude des grandes étincelles en polarité négative. Symposium International Technique de la Haute Tension, Zürich 1975; Vol. 2, p. 519...523.
[24] *B. Gänger* and *E.G. Maier:* Studies of spark formation at high switching voltages of positive polarity. IEEE Trans. PAS 91(1972)6, p. 2427...2436.
[25] *G. Berger* e.a.: L'amorçage dans l'air aux grandes distances. Rev. Gén. Electr. 83(1974)11, p. 763...789.
[26] *G. Baldo* a.o.: Breakdown phenomena of long gaps under switching impulse conditions. Influence of distance and voltage level. IEEE Trans. PAS 94(1975)4, p. 1131...1140.
[27] *M.K. Das:* Die Entladung an der Spitze-Platte-Strecke in extrem reinen Edelgasen und deren Gemischen sowie mit Zusätzen elektronegativer Gase. Zeitschr. Angewandte Physik 13(1961)9, S. 410...415.
[28] *N.H. Malik, A.H. Qureshi* and *G.D. Theophilus:* Static field breakdown of SF_6-N_2 mixtures in rod-plane gaps. IEEE Trans. EI 14(1979)2, p. 61...69.
[29] *O. Farish, S.J. Dale* and *A.M. Sletten:* Impulse breakdown of negative rod-plane gaps in hydrogen and hydrogen-SF_6 mixtures. IEEE Trans. PAS 97 (1978)1, p. 118...124.
[30] *A. Yializis* a.o.: Impulse breakdown and corona characteristics for rod-plane gaps in mixtures of SF_6 and nitrogen with less than 1% of SF_6 content. IEEE Trans PAS 98(1979)5, p. 1832...1840.
[31] *R. Hazel* and *E. Kuffel:* Static field anode corona characteristics in sulphur hexafluoride. IEEE Trans. PAS 95(1976)1, p. 178...186.
[32] *M. Robinson:* Critical pressures of the positive corona discharge between concentric cylinders in air. J. Applied Physics 40(1969)13, p. 5107...5112.
[33] *T.E. Allibone* and *J.C. Saunderson:* Breakdown of rod-plane, sphere-plane and rod-rod gaps stressed with d.c. voltage: Effects of conditioning. Third International Symposium on High Voltage Engineering, Milan, September 1979; Paper No. 52.02.
[34] *J. Wiesinger:* Absinken der elektrischen Festigkeit von Funkenstrecken bei steilen Stoßspannungen. Bull. SEV 58(1967)3, S. 113...118.