

Die Entwicklungsgeschichte des elektrischen Funkens und seiner Vorentladungen¹⁾.

Von **A. v. Hippel** in Göttingen.

Mit 20 Abbildungen. (Eingegangen am 2. November 1932.)

Gemeinsame Bildungsgesetze umfassen die ganze Gruppe der Entladungserscheinungen von der Spitzenentladung bis zum elektrischen Durchschlag in festen Isolatoren (§ 1 und 2). Sonderbedingungen formen innerhalb dieses Rahmens den einzelnen Entladungstyp. Sie führen die Entwicklung von der Spitzenentladung (§ 3) über die Büschelentladung (§ 4) zur Funkenbildung (§ 5). Sie lassen die Wirkungsweise der Geigerschen Spitzenzähler und Zählrohre weitgehend verstehen (§ 3) und die Bedeutung der Lichtenbergschen Figuren erkennen (§ 4 und 5). Es zeigt sich, in welcher Weise der elektrische Durchschlag in Gasen von seinen Vorentladungen abhängt (§ 6) und wie sich diese Vorgeschichte in den Funkentypen charakteristisch äußert (§ 7). Es wird der Übergang hergestellt zum elektrischen Durchschlag in flüssigen und festen Isolatoren und damit der Anschluß an die vom Verfasser früher ermittelten Gesetzmäßigkeiten gewonnen (§ 8). Die Arbeit ist nur ein erster Versuch, in der geschilderten Weise ein größeres Gebiet zu überblicken; sie wird durch Einzeluntersuchungen weiter ergänzt werden.

§ 1. Spitzenentladung und Corona, Lichtenbergsche Figuren und Büschelentladungen, der elektrische Durchschlag in Gasen, Flüssigkeiten und festen Isolatoren — jeder dieser Namen bezeichnet ein *Einzelgebiet* physikalischer Forschung mit eigenen Gesetzmäßigkeiten. Wohl haben die umfassenden Untersuchungen von M. Toepler²⁾ eine Querverbindung zwischen den Entladungsformen hergestellt und mit den makroskopischen Parametern: Strom, Spannung und Schlagweite den Übergang zu Nachbargebieten in Diagrammen verfolgt, aber es fehlt noch die Erkenntnis, welche Elementarprozesse die Entwicklung bedingen und aus dem äußeren Nebeneinander von Entladungszuständen eine innere Verwandtschaft machen. Würde das hiermit geforderte Eindringen in den „gaskinetischen Inhalt“ der Erfahrungsgesetze eine gleichmäßige Berücksichtigung aller mitwirkenden Atomprozesse verlangen, so läge die Aufgabe hoffnungslos kompliziert. Eine nähere Diskussion zeigt jedoch, daß sich einfache Entwicklungsgrundsätze als vorzugsweise wichtig herausheben lassen, denen gegenüber alle anderen Faktoren als zweiten Ranges zurücktreten. Diesen

¹⁾ Erweiterung eines Vortrages, gehalten am 3. Juni 1932 in einer Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und Gesellschaft für technische Physik in Berlin.

²⁾ M. Toepler, Ann. d. Phys. **2**, 560, 1900; **7**, 477, 1902; **10**, 730, 1903.

allgemeinen Überblick will die folgende Arbeit zu geben versuchen, wie die innere Entwicklung der Entladungen abläuft und sich ausprägt in Formgebung und Verhalten.

Die im Eingangssatz genannten Entladungsformen in Gasen haben folgende gemeinsame Existenzgrundlage: In den für den Aufbau der Entladung wichtigen Feldgebieten ist der Energiezuwachs eines Elektrons pro freie Weglänge groß gegenüber der mittleren kinetischen Energie der Moleküle bei Zimmertemperatur; ferner ist der Gasdruck normalerweise erheblich. Unter diesen Umständen besitzen die Entladungen extrem kurze Aufbauzeiten von 10^{-6} bis 10^{-9} sec, wie Pedersen zuerst an den Lichtenbergschen Figuren¹⁾, Rogowski und Mitarbeiter an dem elektrischen Durchschlag²⁾ feststellen konnten. Diese Aufbauzeiten lassen sich verstehen durch die feldverzerrende Wirkung der positiven Raumladungen, die hinter den schnell abwandernden Elektronen stehenbleiben und die Stoßionisationsbedingungen für die nächsten Elektronenlawinen verbessern³⁾. In erster Näherung kann man demnach für den Entladungsaufbau die Ionenbewegungsvorgänge vernachlässigen und die *einfachen Grundannahmen* aufstellen: Für die Stoßionisation maßgebend ist *Elektronenstoß*; die erzeugten Ionen bleiben innerhalb der Aufbauzeit praktisch stehen und wirken als *positive Raumladung*. Negative Ionen kommen im Stoßionisationsgebiet nicht wesentlich in Betracht, da die elektrischen Felder eine länger dauernde Anlagerung von Elektronen an Gasmoleküle verhindern.

Die im Eingangssatz genannten Entladungsformen sind experimentell in *stationären* Zuständen nur zu beobachten bei geeigneter Wahl der *Elektrodenanordnung*. Der geometrische Abfall des Feldes um die Ausgangselektrode muß die Entladung, die im homogenen Felde mit negativer Charakteristik einem endgültigen Durchbruch zustreben würde, zum Stehen bringen. Nur so läßt sich auch positive und negative Entladungsform getrennt behandeln und dann ihre wechselseitige Rückwirkung studieren. Entsprechend geht die folgende Diskussion aus von dem in diesem Sinne einfachsten Fall einer Anordnung Spitze—Spitze oder Spitze—Platte, um erst später die unübersichtlichere Situation für homogene Ausgangsfelder darzustellen.

§ 2. Das Grundprinzip der stehenbleibenden positiven Raumladung, angewandt auf das Verhalten eines Elektrons im Spitzenfelde, führt sofort

¹⁾ P. O. Pedersen, On the Lichtenberg Figures II. Kopenhagen 1922.

²⁾ S. Zusammenfassung W. Rogowski, Sommerfeld-Festschrift 1928.

³⁾ A. v. Hippel u. J. Franck, ZS. f. Phys. **57**, 696, 1929; M. Steenbeck, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern **9**, 42, 1930.

zu einer *grundsätzlichen Unterscheidung zwischen positiven und negativen Entladungsformen*:

Im positiven Spitzenfelde wird das Elektron in ein geometrisch ansteigendes Feld hineinbeschleunigt, die entstehende Elektronenlawine wird elektrisch *gut geführt*, der hinterlassene Raumladungsfaden erstreckt sich entsprechend in *streng radialer Richtung*, sein *Raumladungsmaximum liegt an der Anode*. Die Elektrode erscheint durch die sie allseitig umgebende positive Raumladung *vergrößert*, anschließende Stoßionisationsprozesse suchen ihre Ausdehnung weiter zu steigern. Der für das Fortschreiten der Stoßionisation maßgebende Spannungsabfall liegt an der *äußeren* Berandung der Raumladungszone. *Das Ende der Expansion wird erreicht, wenn dieser „Kathodenfall im Außenrandgebiet“ so weit abgesunken ist*, daß ein Elektron durch seine Stoßprozesse gerade noch genügend anregt und ionisiert, um die Raumladungsverluste zu decken und ein *Primärelektron im Gasraum* am Rande der Entladungszone nachzuliefern¹⁾.

Im negativen Spitzenfeld fliegt umgekehrt ein Elektron in geometrisch absinkende Felder hinaus, die entstehende Elektronenlawine wird *elektrisch schlecht geführt*, und diese Führung *verschlechtert sich* in radialer Richtung noch weiter durch die hinterlassene positive Raumladung. Seitlich dieser Richtung ist die Feldschwächung durch die Raumladungswolke geringer, entsprechend treten *tangentiale Feldkomponenten* auf, ein ganzer *Raumsektor* wird von der Ionisationswirkung überstrichen. Die Raumladungsdichte geht, weil die Höhe der Elektronenlawine mit der wirksamen Gesamtstoßzahl zu-, die Ausbeute für das einzelne Elektron mit der Feldstärke abnimmt, sehr schnell *über ein Maximum*, um wieder auf Null abzusinken. Die allseitige Raumladungshülle richtet in Spitzennähe das Feld steiler auf, flacht es außen ab. Die folgenden Ionisationsakte spielen sich in engerer Nachbarschaft der Spitze ab und suchen das Feld weiter zusammenzuziehen. Die Entladungserscheinung um eine negative Spitze verlegt also ihren *Kathodenfall ins Innere an die Spitze selbst*. Dieser erreicht den *Endzustand der Kollision*, wenn ein aus der Kathode stammendes Elektron *gerade noch genügend gaskinetische Zusammenstöße im Fallraum* hat, um mit der erzeugten Ionenlawine wieder ein *Primärelektron aus der Kathode nachzubilden*.

¹⁾ Hier tritt die bekannte Schwierigkeit auf, daß die positiven Ionen normalerweise nicht genug kinetische Energie aus dem Felde überrehmen können, um zur Stoßionisation zu kommen. Man muß daher das Zusammenwirken mehrerer Elementarprozesse (Zusammenstoß angeregter Partikel bzw. dissoziierter usw.) oder Wandeffekte annehmen.

Die allgemeinen Kriterien für positive und negative Entladungsformen sind damit gegeben; in welcher Weise sie sich auswirken, hängt von *weiteren Bedingungen* ab, die den jeweiligen Entladungstyp festlegen. Diese Bedingungen ergeben sich in den folgenden Paragraphen ohne weiteres durch den Versuch, die einzelnen Entladungserscheinungen auseinander entstehen zu lassen.

§ 3. Die *Spitzenentladung*, d. h. Stromdurchgang zwischen den Elektroden, setzt bei einer bestimmten *Anfangsspannung* V_0 ein und verschwindet bei einer *Minimumspannung* V_m ; unterhalb V_m sind noch Entladungsstöße möglich.

Im Gebiet des kontinuierlichen Stromdurchganges umhüllt sich die Spitze mit einer *Lichterscheinung*, deren allgemeiner Charakter aus den Polaritätskriterien folgt: An der negativen Spitze liegt wie in einer gewöhnlichen Glimmentladung¹⁾ der Kathodenfall; Kathodenhaut, Dunkelraum und negatives Glimmlicht sind unterscheidbar. An der positiven Spitze ist das Raumladungsgebiet in Luft als blaue Anodenschicht erkennbar, umgeben von einer rötlichen Randzone. Der hohe Anodenfall, bedingt durch die Nachlieferung der Elektronen aus dem Gasraum, weist auf den Unterschied zum Anodengebiet einer gewöhnlichen Glimmentladung hin. Es läßt sich durch Verkleinerung des Gasdruckes²⁾ in dieses verwandeln: Der Potentialfall an der Anodenspitze sinkt um eine Größenordnung, gleichzeitig erscheint an der vorher dunklen Kathodenplatte Kathodenfall und negatives Glimmlicht, an die sich Faradayscher Dunkelraum, positive Säule und Anodenschicht anschließt.

In den Einzelheiten treten bei der Spitzenentladung noch eine Reihe komplizierterer Züge auf, die besonders wichtig werden für den Übergang aus dem Gebiet der Dauerentladung in das der Ladungsstöße, also für das Arbeiten der Geigerschen *Spitzenzähler und Zählrohre*. Entsprechend seien diese Zähler kurz in die folgende Diskussion einbezogen.

Für eine gewöhnliche Glimmentladung ist charakteristisch, daß ihre Zündspannung über ihrer Brennspannung liegt, und ihre kleinste Brennspannung druckunabhängig durch den normalen Kathodenfall gegeben ist. Die negative Spitzenentladung, bei der entsprechend die Anfangsspannung stets über der Minimumspannung liegen sollte und diese mit dem normalen Kathodenfall übereinstimmen, zeigt nach Gorton und Warburg³⁾ ein

¹⁾ J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 104, 1904; E. Warburg, ebenda S. 209.

²⁾ J. Stark, l. c.; E. Warburg, Handb. d. Phys. XIV, S. 157.

³⁾ F. R. Gorton u. E. Warburg, Ann. d. Phys. 18, 128, 1905.

ganz anderes Verhalten: Nach ihrer Reaktion auf Bestrahlung lassen sich die Spitzenelektroden in „empfindliche“ und „unempfindliche“ einteilen. Als unempfindlich erweisen sich im allgemeinen frisch angefeilte Spitzen; bei ihnen fällt Anfangsspannung und Minimumspannung zusammen, die Minimumspannung liegt besonders tief und wird durch Bestrahlung nicht beeinflusst. Bei den empfindlichen Spitzen — durch die Spitzenentladung selbst oder geeignete Glühbehandlung wird die Empfindlichkeit herbeigeführt — ist die Anfangsspannung größer als die Minimumspannung, während der Bestrahlung mit Ultraviolett fallen Anfangs- und Minimumspannung zusammen und sinken etwa auf den niedrigen Wert für die unempfindliche Spitze. Pringsheim¹⁾ stellt weiter fest, daß an der unempfindlichen Spitze der Strom mit sinkendem Potential stetig verschwindet, an der empfindlichen hingegen bei einem endlichen Wert scharf aussetzt; bei tieferen Potentialen treten nur noch stoßweise Entladungen auf. Die Beobachtungen gelten für Drucke von etwa einer Atmosphäre.

Dies merkwürdige Verhalten der negativen Spitze wird durch folgende Überlegung verständlich: Beträgt der normale Kathodenfall etwa zehn freie Elektronenweglängen und 300 Volt Fallspannung, so würde sich bei Atmosphärendruck der Dunkelraum vor einer Plattenelektrode auf etwa $5 \cdot 10^{-4}$ cm zusammenziehen, die mittlere Feldstärke an der Kathodenoberfläche also auf $6 \cdot 10^5$ Volt/cm steigen müssen. *Diese Feldstärke genügt, um an submikroskopischen Spitzen Elektronenemission zu erzwingen, entsprechend hat man je nach der Kathodenform und -oberfläche mit zwei verschiedenen Nachlieferungsmöglichkeiten für die Elektronen aus der negativen Spitze bei hohen Drucken zu rechnen:* Die unempfindliche Spitze arbeitet mit „kalter Elektronenemission durch hohe Feldstärke“; zusätzlicher Photoeffekt fällt demgegenüber nicht ins Gewicht, der Spitzenstrom sinkt mit fallender Spannung kontinuierlich ab, wie für diesen Effekt bekannt ist²⁾. Längerer Gebrauch oder geeignete Behandlung glättet die Spitze, stumpft sie ab, setzt eventuell durch chemischen Angriff die Austrittsarbeit herauf. Die kalte Elektronenemission fällt weg. Wie in der gewöhnlichen Glimmentladung wird die Nachlieferung von Elektronen durch Ionenstoß auf die Kathode übernommen, die Anfangsspannung tritt über die Minimumspannung; die Minimumspannung verlangt eine bestimmte Stromdichte, daher setzt mit sinkender Spannung der Strom scharf aus. Zusätzliche

¹⁾ P. Pringsheim, Ann. d. Phys. **24**, 145, 1907.

²⁾ R. A. Millikan u. E. F. Eyring, Phys. Rev. **27**, 51, 1926.

Elektronenemission durch Photoeffekt setzt die Minimumspannung herab, die Spitze ist empfindlich¹⁾).

Die Druckabhängigkeit der Minimumspannung²⁾, die auch für die positive Spitze gilt, deutet auf weitere Komplikationen hin. Sie scheinen bewirken zu können, daß eine Spitzenentladung bei höherem Druck sich nach der Zündung selbst wieder ausbläst, ohne daß einer der weiter unten genannten Gründe ihr Erlöschen herbeiführt³⁾. Bei der negativen Spitzenentladung wäre es denkbar, daß die positive Raumladung durch ihre hohe Konzentration um die negative Spitze die optimale Feldverteilung zerstört, die dem normalen Kathodenfall entspricht; dann würde nur noch ein anomaler Kathodenfall mit erhöhter Brennspannung möglich sein⁴⁾. — Die Sachlage muß noch näher untersucht werden.

Über die *Wirkungsweise der Geigerschen Spitzenzähler und Zählrohre* läßt sich, abgesehen von den geschilderten Sonderverhältnissen bei hohen Drucken, prinzipiell sagen: Die Spitzenentladung setzt aus, wenn die wirk-same Spitzenspannung unter die Minimumspannung sinkt, also die zum niedrigsten stationären Brennzustand gehörende Elektronennachlieferung nicht mehr geleistet wird. Die Spitzenentladung setzt nicht ein unterhalb der Zündspannung, da die von einem Elektron bei Durchlaufen des Spannungsabfalls erzeugte Ionenlawine zu niedrig bleibt, um ein Elektron nachzubilden. Bei nicht gezündeter Entladung steht also der Bereich von etwas unterhalb der Zündspannung abwärts für das Zählen äußerer Ionisationseffekte durch Ladungsstöße zur Verfügung⁵⁾. Besonders wirksam wird nur der oberste Teil dieses Gebietes sein, weil die Ionisierungsausbeute exponentiell mit der Feldstärke abnimmt. Für Edelgase mit kleinsten Verunreinigungszusätzen⁶⁾ gilt der Sonderfall, daß Zündspannung und Minimumspannung praktisch zusammenfallen, weil die gesamte durchlaufene Spannung unabhängig von der Feldverteilung zur Stoßionisation

¹⁾ Auf die Mitwirkung „kalter Elektronenemission durch hohe Feldstärke“ deutet offenbar auch das Verhalten der kleinen Entladungsbüschel auf der Kathode hin. Diese springen vielfach mit ihrem Fußpunkt unruhig hin und her wie etwa der Brennfleck in einer Hg-Lampe und scheinen sich günstige Ansatzstellen zu suchen.

²⁾ P. Ewers, Ann. d. Phys. **17**, 781, 1905.

³⁾ Offenbar gehören hierher die Beobachtungen von Th. Wulf, Phys. ZS. **26**, 382, 1925.

⁴⁾ Vgl. für die Verhältnisse im Kathodenfall z. B. A. v. Hippel, ZS. f. Phys. **76**, 1, 1932.

⁵⁾ „Multiplikationsbereich“ nach Geiger im Gegensatz zum „Auslösebereich“ der selbständigen Entladung. Siehe K. G. Emelcus, Proc. Cambridge Phil. Soc. **22**, 676, 1925; H. Geiger u. O. Klemperer, ZS. f. Phys. **49**, 754, 1928.

⁶⁾ F. M. Penning, ZS. f. Phys. **46**, 335, 1927.

ausgenutzt wird. Solche Zähler werden im Gebiet der unselbständigen Entladung einen besonders breiten Arbeitsbereich besitzen.

Mit Primärspannungen gleich oder größer als die Zündspannung lassen sich Zähler auf zweierlei Weise betreiben¹⁾: Entweder verhindert man das Eintreten einer selbständigen Entladung durch eine Strombegrenzung, welche die Townsendlawinen sich nicht in der erforderlichen Höhe entwickeln läßt. Dieser Fall würde dem der unselbständigen Entladung praktisch entsprechen und sich etwa durch eine vorgeschaltete Ventilröhre²⁾ bei extrem kleiner Elektrodenkapazität realisieren lassen. Oder man läßt die selbständige Entladung zünden, aber wieder durch geeignete Maßnahmen abreißen. Dieser zweite Fall ist der eigentlich wichtige, da er sehr hohe Verstärkung eines einzelnen Ionisationsaktes erlaubt. — Die Maßnahmen zum Löschen der Entladung laufen alle auf dasselbe Ziel hinaus, die wirksame Spannung am Zähler durch die Entladung selbst unter die Minimumspannung abzusenken. Die Widersprüche in der Literatur³⁾ über die Wirkungsweise eines solchen Zählers rühren offenbar grobenteils daher, daß mehr die Verschiedenheit des experimentellen Weges als die Gemeinsamkeit dieses Zieles gesehen wurde. Es muß ein hoher Widerstand in den Stromkreis eingebaut werden, der die Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung übernimmt. Dieser Widerstand kann in einer dünnen, isolierenden Schicht auf einer der Elektroden bestehen, wie Kutzner und Geiger⁴⁾ es annehmen; solche Schichten sind durch die Untersuchungen von Joffé⁵⁾ bekannt geworden. Dieser Widerstand kann aber auch außen dem Zähler vorgeschaltet werden; dann macht man sich die Tatsache zunutze, daß der Zusammenbruch der Entladungsstrecke in kürzester Zeit den Kapazitätsstrom des Zählers erschöpft, also seine Brennspannung beseitigt, falls der Ladestrom der Zählerkapazität genügend klein gehalten wird. Die Geschwindigkeit des Wiederanstiegens der Zählerspannung kann bequem reguliert werden durch Parallelschalten einer Kapazität zu dem hohen Vorschaltwiderstand⁶⁾ oder parallel zum Zähler selbst; die letzte Methode würde besonders starke Entladungs-

¹⁾ Ergänzend sei hier noch auf die Methode von M. Steenbeck hingewiesen (ZS. f. Phys. **71**, 422, 1931), das Löschen der Entladung durch automatisches Abschalten der Zählerspannung bzw. durch Betrieb mit Wechselspannung zu erzwingen.

²⁾ H. Geffken, Phys. ZS. **26**, 241, 1925.

³⁾ F. Burger-Scheidlin, Ann. d. Phys. **12**, 283. 1932.

⁴⁾ W. Kutzner, ZS. f. Phys. **23**, 117, 1924; H. Geiger, ebenda **24**, 7, 1924.

⁵⁾ A. Joffé, The Physics of Crystals. New York 1928.

⁶⁾ O. v. Bayer, W. Kutzner, ZS. f. Phys. **21**, 46, 1924; M. Steenbeck, Ann. d. Phys. **87**, 822, 1928.

stöße liefern. Der Ladestrom kann natürlich auch durch eine Ventilröhre als Vorschaltwiderstand¹⁾ dosiert werden.

Bei zu großer Nachladegeschwindigkeit tritt selbsttätig Neuzündung ein; der Zähler arbeitet ohne neue Fremddionisation intermittierend (Dunkel-effekt), weil seine Gasstrecke in den Pausen nicht völlig von Ionen und metastabilen Atom- und Molekülzuständen frei wurde und so das Primärelektron zum Zünden selbst nachliefert. Gaszusätze, welche die Lebensdauer dieser Zustände herabsetzen, haben daher auf die Löschwirkung — wie beobachtet²⁾ — entscheidenden Einfluß. Wichtiger noch ist, daß die Gasfüllung eines Zählers entscheidend bestimmt, ob überhaupt Ladestöße,

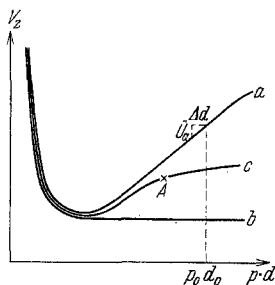


Fig. 1.
Verschiedene Typen Paschenscher
Zündspannungskurven.

also Zählwirkung auftreten kann oder der Durchgangsstrom sofort kontinuierlichen Charakter annimmt. Das folgt aus den Paschenschen Zündspannungskurven des Gases, von denen drei besonders charakteristische Fälle in Fig. 1 schematisch gezeichnet sind. Kurve a entspreche etwa der Zündspannungskurve des N_2 , Kurve b der des Ne, Kurve c einer Ne-Füllung mit 5% N_2 -Zusatz; ähnliche Diagramme sind z. B. von Klarfeld aufgenommen³⁾. Gezündet werde bei einem Elektrodenabstand d_0

und Druck p_0 ; die Zündspannung bleibe dank der Elektrodenkapazität noch einen kurzen Augenblick erhalten. Dann wird im Falle a eine kleine Feldkontraktion durch positive Raumladungen Δd zu einer Überspannung \bar{U}_a führen; es werden mehr Elektronen, als dem stationären Brennzustand entspricht, aus der Kathode nachgeliefert, die Ionisierungsausbeute steigt exponentiell, entsprechend die Kontraktion⁴⁾. Die Entladung fällt labil durch und erlischt je nach der Elektrodenkapazität, im normalen oder anormalen Kathodenfall, weil sie aus der Kapazität viel mehr Strom entnommen hat, als nachgeliefert wird. Im Fall b hingegen ist eine Feldkontraktion belanglos, die einzelne Elektronenlawine hat immer stationäre Höhe, die Entladung stellt sich automatisch auf die Nachladestromstärke ein und erlischt nicht. Im Fall c endlich wird bei kleinen Elektrodenkapazitäten der Einfluß

¹⁾ H. Kniepkamp, ZS. f. Phys. **40**, 12, 1926.

²⁾ H. Kniepkamp, l. c.

³⁾ B. Klarfeld, ZS. f. Phys. **78**, 111, 1932.

⁴⁾ A. v. Hippel u. J. Franck, ebenda **57**, 696, 1929.

einer Feldkontraktion die Ausbeute noch nicht sehr steigern, das Sinken der Elektrodenspannung kann die Entladung relativ leicht stationär abfangen. Erst wenn die Raumladungen den wirksamen Elektrodenabstand unter A kontrahieren, wird die Entladung durchfallen und erlöschen. — Dieser Einfluß des Füllgases auf die Wirksamkeit eines Zählers ist in einer neuen Arbeit von W. Schulze¹⁾ von Stabilitätsbetrachtungen her experimentell und theoretisch verfolgt worden. Auch wird von Kniepkamp²⁾ und weitergehend Schulze¹⁾ die entscheidende Bedeutung der Kapazität des Zählers bei dieser Arbeitsweise erkannt.

Hiermit sind eine Reihe prinzipieller Gesichtspunkte skizziert, nach denen ein Zähler arbeiten kann³⁾; an ihnen sollte gezeigt werden, wie Komplikationen auftreten, die man nach dem optischen Anblick der Spitzenentladung nicht ohne weiteres erwartet. Es fragt sich jetzt, warum die Spitzenentladung bei Spannungs- bzw. Stromsteigerung in eine neue Entladungsform übergeht.

§ 4. Die Büschelentladung. Die Entwicklung der einzelnen Entladungsstadien im Spitzenfelde hat M. Toepler⁴⁾ im Stromspannungsdiagramm verfolgt (Fig. 2). Es zeigt sich für den hier betrachteten Übergang von Spitzen- (Glimm-) Entladung in Büschelentladung, daß bei der positiven Spitze der Umschlag sich in einem jähen Spannungssturz dokumentiert, während er bei der negativen Spitze praktisch unmerklich bleibt. Es liegt danach offenbar kein den Stoßionisationsmechanismus prinzipiell ändernder Schritt vor, sondern eine Umwandlung, die aus den Polaritätskriterien des § 2 begreiflich werden muß. Sie wird es auch leicht durch die Überlegung, daß die kontinuierliche Verteilung der Stoßionisation um die Spitzenelektrode

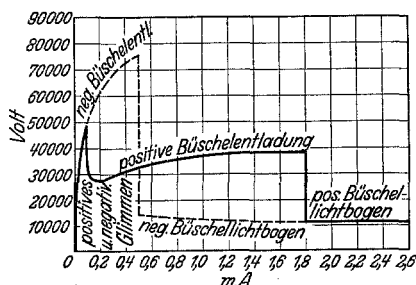


Fig. 2.
Strom-Spannungsdiagramm
nach Toepler.

¹⁾ W. Schulze, ZS. f. Phys. **78**, 92, 1932.

²⁾ H. Kniepkamp, Phys. ZS. **30**, 237, 1929.

³⁾ Es wäre weiter zu untersuchen, warum die Wirksamkeit eines Zählers von der Polarität der Spitze bzw. des Drahtes abhängt. Der Grund ist, neben dem Auftreten von Störeffekten bei negativer Polung — weil die Kathode der Elektronenlieferant ist — in erster Linie in der verschiedenartigen Feldausnutzung bei der Stoßionisation zu suchen. Darüber wird an anderer Stelle im Rahmen einer größeren Arbeit über die Zähler berichtet werden.

⁴⁾ M. Toepler, Ann. d. Phys. **2**, 607, 1900.

herum mit steigender Spannung ziemlich unvermittelt in eine räumlich diskontinuierliche zerfallen muß: Die Raumladungslawine eines Primärelektrons wächst in gewöhnlichen Gasen mit der Spannung exponentiell an; daher schirmt sie zwischen sich und einer Nachbarlawine dank des beiderseitigen positiven Ladungssinnes bald das Feld so weitgehend ab, daß der Zwischenraum nicht mehr wirksam durch neue Stoßprozesse auszufüllen ist. In scharfer Trennung bleiben so die ersten um eine Spitze ausgebildeten Stoßionisationslawinen bestehen und bilden den Weg für die folgenden. *Die Raumladungshöhe der Einzellawine erzwingt also die Umbildung der Entladung, die Struktur der Einzellawine charakterisiert ihre neue Form.*

Für die positive Spitze folgt aus den Polaritätskriterien, daß um sie radial gerichtete Raumladungsfäden stehen bleiben, die in Spitzennähe die Feldstärke absenken, nach den Fadenenden zu sie steiler anheben, entsprechend ihrer Belegungsdichte mit positiven Ionen. Die Entladung hat sich also aus der gesamten Raumbedeckung zurückgezogen in eine Reihe gut leitende Kanäle, deren Form besonders günstige Stoßionisationsbedingungen bietet. Daher läßt sich bei erheblich kleineren Spannungen nach Bildung dieser Kanäle die alte Stromstärke aufrecht erhalten, wie es die Charakteristik Fig. 2 zeigt. Die Ladungsfäden können von der Elektrode fort wachsen mit nach außen weisenden Verzweigungen, da neue Elektronenlawinen verlängernd in sie einmünden¹⁾. In Luft von Atmosphärendruck erkennt man sie deutlich als bläulich leuchtende strauchartige Gebilde um die positive Spitze herum; besser erkennt man sie in allen Einzelheiten auf der photographischen Platte fixiert als *positive Lichtenbergsche Primärfigur* (Fig. 3).

Für die negative Spitze hatten die früheren Überlegungen (§ 2) ergeben, daß die schlechte Führung der Elektronen jedes Primärelektron einen ganzen Ionisationskegel schaffen läßt. Bleiben diese Raumsektoren durch gegenseitige Abstoßung ihrer positiven Ladungen jetzt scharf getrennt, so ist die Raumbeanspruchung und damit die Feldverteilung in der Entladungszone gegenüber dem Glimmzustand der Spitzenentladung kaum geändert, entsprechend ist auch im Stromspannungsdiagramm der Umschlag in die Büschelentladung nicht scharf hervorgehoben. Die büsten-

¹⁾ E. Marx hat sich, im Anschluß an die Arbeit von v. Hippel und Franck, zuerst mit der Entwicklung der Raumladungsverhältnisse um Elektroden beschäftigt und die Struktur der positiven Äste schon richtig gedeutet. Zusammenfassung seiner Vorstellungen bei E. Marx, Lichtbogen-Stromrichter. Berlin, Springer, 1932. S. 6ff. Von G. E. Simpson sind ähnliche Überlegungen auf die Blitzbildung angewendet worden (Nature **124**, 801, 1929).

artigen Raumladungskegel sind nicht einfach zu photographieren wegen ihrer vielfach tanzenden Bewegung (siehe § 3), hingegen sind sie als Sektoren schön erkennbar in der *negativen Lichtenbergschen Primärfigur* (Fig. 4).

Es wird an dieser Stelle erwünscht sein, aus dem Verhalten der Büschelentladung bzw. der Lichtenbergschen Primärfiguren noch einmal Sicherung für die hier vertretene Aufbauauffassung zu gewinnen. Es seien deshalb einige experimentelle Tatsachen kurz besprochen¹⁾:

a) Die *Lichtverteilung* in den Fig. 3 und 4 ist eine grundsätzlich verschiedene: Die positiven Äste zeigen über die ganze Länge näherungsweise dieselbe Intensität; das entspricht der Vorstellung vom sukzessiven Anbau der Elektronenlawinen, bei dem im jeweiligen Ladungskopf etwa dieselbe Lichtanregung auftritt und die weitere Wirkung der Elektronen in

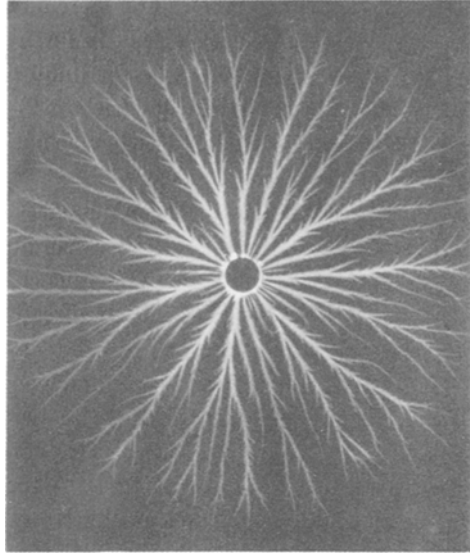


Fig. 3.

Positive Lichtenbergsche Primärfigur.

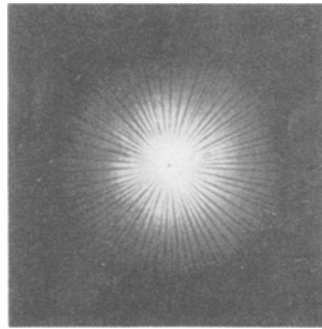


Fig. 4.

Negative Lichtenbergsche Primärfigur.

¹⁾ Die Raumladungsvorstellung ist natürlich nur das erste grobe Schema für das Verständnis der Lichtenbergschen Figuren. Eine ausführliche Behandlung der ganzen Fragestellungen, die durch die bekannten Untersuchungen von Toepler, Pedersen und Przibram aufgeworfen sind, wird in einer Arbeit von Dr. Dames und dem Verfasser an Hand neuer Experimente versucht werden.

früher entstandenen Teilen durch deren Verbreiterung nicht auffällig wird. Die negative Figur hingegen zeigt in ihren Sektoren eine sehr starke Lichtzunahme nach dem Inneren. Das muß erwartet werden, weil durch die Kontraktion des Spitzenfeldes (siehe § 2) die den ersten folgenden Stoßionisationslawinen mehr und mehr nur noch die inneren Zonen des Leuchtgebietes wirksam überstreichen.

b) Die positive Büschelentladung ist *erheblich ausgedehnter* als die negative gleicher Spannung, wie es sein muß, wenn die positive Figur ihre endgültige Ausdehnung durch Herausschieben der Äste bis zur kleinstmöglichen Grenzfeldstärke findet, während in der negativen Figur maximale Feldkontraktion angestrebt wird.

c) Die *Zahl* der in die Spitze mündenden positiven Äste bzw. von ihr ausgehenden Raumladungssektoren ist nach Pedersen¹⁾ von der Spitzenform in ganz entgegengesetzter Weise abhängig: Zur Ausbildung vieler Sektoren ist eine scharfe Spitze viel günstiger als eine halbkugelige oder das Ende eines zylindrischen Stabes. Zur Ausbildung vieler positiver Äste hingegen ist die zylindrische Elektrode mit dem schwächsten Anfangsgradienten am geeignetsten, die Spitze am ungünstigsten. Nach unserer Auffassung entspricht die Ast- bzw. Sektorzahl der Anzahl der Primärelektronen, die etwa gleichzeitig nach den verschiedenen Richtungen hin die Entwicklung der Entladung einleiten. Dann ist das Experiment klar: Der hohe Feldgradient begünstigt die Elektronenauslösung aus der negativen Spitze; der größere Umfang und der schwache Feldgradient begünstigt die Entwicklung von Raumladungsfäden an der positiven Elektrode, da eine größere Fläche zur Lieferung von Primärelektronen zur Verfügung steht und jeder begonnene Ast dank seiner Spitzenform die Feldstärke in seiner Umgebung über die des Ausgangsfeldes steigert und so mit großer Sicherheit zur weiteren Entwicklung kommt.

d) Die *gegenseitige Beeinflussung zweier Entladungsfiguren* läßt deutlich die entscheidende Rolle der positiven Raumladung erkennen: Die Leuchtfäden der positiven Figuren stoßen sich energisch ab (Fig. 5), wie Kraftlinien zwischen gleichnamigen Magnetpolen. Bei negativen Sprühpolen hingegen schlägt, kaum daß sich die Leuchtfäden der zuerst einsetzenden Elektrode dem Nachbarpol genähert haben, ein spannungsausgleichender Funke über (Fig. 6). Bisher war daraus von Pedersen²⁾ der Schluß gezogen worden, daß die Leitfähigkeit der positiven Äste viel kleiner sei als

¹⁾ P. O. Pedersen, On the Lichtenberg Figures III. S. 31.

²⁾ P. O. Pedersen, l. c. S. 40.

die der negativen. Vom Raumladungsstandpunkt aus ist der Effekt ohne weiteres zu erwarten: Die positiven Raumladungsfäden stoßen sich ab

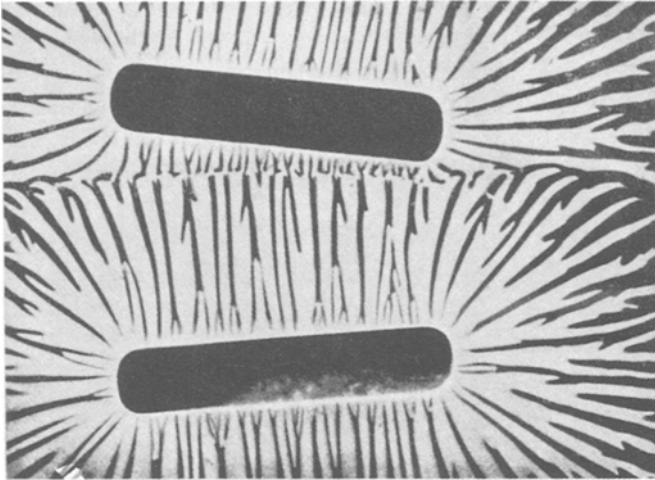


Fig. 5.
Gegenseitige Beeinflussung zweier positiver Primärfiguren
(nach Pedersen).

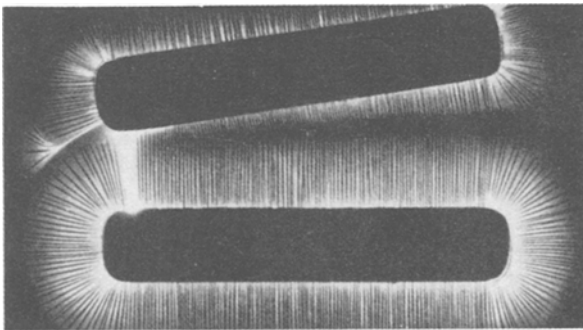


Fig. 6.
Gegenseitige Beeinflussung zweier negativer Primärfiguren
(nach Pedersen).

ohne jeden Grund zur Funkenbildung. Die negativen Leuchtfäden legen positive Ladung in den Bereich der Nebenelektrode und stellen an ihr freie Elektronen in großer Anzahl zur Verfügung. Die an der zweiten

Elektrode einsetzende Spannungswelle treibt diese Elektronen mit hoher Stoßionisationsausbeute rückwärts in die positive Ladungswolke und gibt dadurch zum Funkenausgleich Anlaß.

e) Pedersen hat weiter die Tatsache entdeckt¹⁾, daß nach voller Ausbildung der Primärfiguren ein *gleichgerichteter Spannungsstoß* aus der positiven Elektrode neue Leuchtfäden *in den Zwischenräumen* der alten hervorbrechen läßt²⁾ (Fig. 7), während sich aus der negativen Spitze funken-

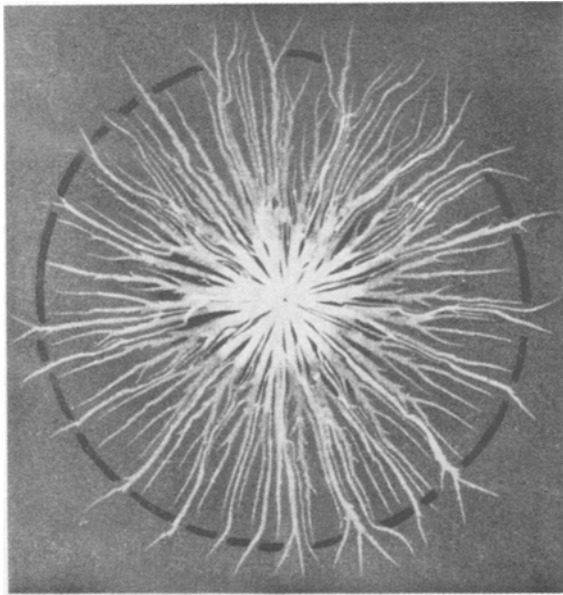


Fig. 7.

Hervorbrechen neuer Äste zwischen den alten in der positiven Primärfigur
(nach Pedersen).

artige Erscheinungen *innerhalb* der alten Raumladungssektoren entwickeln. Im ersten Fall reicht die Schirmwirkung benachbarter Raumladungsäste nicht mehr aus, um zwischen sich die Bildung eines neuen Stoßionisationsfadens zu verhindern; im zweiten sucht die Entladungserscheinung wieder den von der positiven Raumladung vorgegebenen Weg steilsten Potentialabfalls.

An diesen Beispielen, die sich noch reichlich vermehren lassen, ist wohl genügend gezeigt, daß die Raumladungsauffassung des § 2 zu experi-

¹⁾ P. O. Pedersen, l. c. S. 48.

²⁾ In Fig. 7 bezeichnet der Kreis etwa die Reichweite der alten Figur.

mentell begründeten Folgerungen führt. Die Frage ist jetzt, warum bei Spannungssteigerung die Büschelentladung in die neue Entladungsform des Funkens — oder bei Dauerentladung des Büschellichtbogens — umschlägt.

§ 5. *Die Funkenbildung.* Der Übergang zum Funken ist im Stromspannungsdiagramm, Fig. 2, durch einen jähen Spannungssturz für beide Polaritäten gekennzeichnet, entsprechend hat sich im Leitungsmechanismus etwas Prinzipielles geändert. Rechenschaft darüber gibt die Überlegung, daß die Spannungssteigerung im Gebiet der Büschelentladung die Stoßionisationsausbeute und damit die Stromdichte in den Leuchtfäden gesteigert hat, daß dabei die Elektronen einen erheblichen Teil ihrer Energie in Anregungsstößen auf die Gasmoleküle übertragen, und so indirekt durch Stöße zweiter Art das Gas geheizt wurde. Es muß dann eine kritische Stromdichte geben, bei der mehr Stromwärme elektrisch zugeführt als durch Diffusion verteilt wird: *Temperaturionisation* tritt ein.

Eine solche Temperaturionisation, die sofort die betroffenen Raumladungsfäden mit Leitungselektronen füllen und quasi metallisch mit der Elektrode verbinden würde, sollte normalerweise zunächst die Nachbarschaft der Elektroden ergreifen. An der Anode ist die Stromdichte am größten, weil aus den Verzweigungen der Elektronenstrom im Hauptstrom zusammenläuft; an der Kathode sorgt der hohe Kathodenfall für besonders starke Energieabgabe der Elektronen an das Gas und damit für Erwärmung. Ist die Erwärmung Ursache des Funkens, so muß also unter geeigneten Umständen eine funkenartige Erscheinung aus der Elektrode hervorgehen, die im Raume als Büschelentladung endet. Solche Übergangsentladungen lassen sich in der Tat als „Gestielte Büschel“, in weiter entwickeltem Funkenstadium als „Halbe Funken“ beobachten. Optisch sichtbar wird die Zweiheit dieser Entladungsform in Luft durch den rotvioletten sehr hellen Funkenstamm und die mattere bläuliche Büschelkrone. Spektroskopisch ließe sich an ihr direkt die *Temperaturionisation* beweisen und die Temperatur bestimmen durch Vergleich der positiven Stickstoff-Banden Gruppen in beiden Entladungsteilen: Rotationen werden praktisch nur durch Molekül- bzw. Atomstoß angeregt. Die Schwerpunktslage dieser Rotationsniveaus würde entsprechend für die Temperatur charakteristisch sein. — In diesem Zusammenhang begonnene Messungen konnten im Augenblick aus apparativen Gründen nicht zu Ende geführt werden. Die weiter unten mitgeteilten Resultate stützen die Annahme der Temperaturionisation auf anderem Wege.

Den „Halben Funken“ im Raum entsprechen die Gleitfunkenentladungen längs einer Oberfläche, welche die Gegenelektrode noch nicht

erreichen. An ihnen hat Toepler gemessen, daß in dem Funkenanteil, den „Ladungskanälen“ der Spannungsabfall sehr klein wird, während er in dem Büschelteil, den „Leuchtfäden“, noch sehr beträchtlich ist¹⁾. Vom Standpunkt der Temperaturionisation aus ist das zu verlangen; *der Funkenkopf*, quasimetallisch mit der Elektrode verbunden, *hat nahezu Elektrodenpotential*. Entsprechend kommt die Funkenbildung, einmal eingeleitet, auch nur dadurch zum Stehen, daß die mit den Verzweigungen wachsende Strombeanspruchung und die geometrische Ausbreitung der Gesamtfigur die Feldstärke am Funkenkopf unter die zur Temperaturionisation erforderliche Höhe absinken läßt. Auf Oberflächen kann man dementsprechend leicht meterlange Gleitfunken erhalten, weil die Funkenausbreitung nur noch zweidimensional erfolgt, der Sprung der Dielektrizitätskonstanten an der Oberfläche einen hohen tangentialen Feldgradienten schafft und die Oberfläche eine einmal gebildete Leitungsbahn gut fixiert. Am intensivsten wird die Gleitfunkenbildung natürlich, wenn man das zweidimensionale Problem auf ein eindimensionales reduziert, indem man die Gleitfunken etwa längs eines Glasstabes laufen läßt. Dann fällt die Rückwirkung der Stromverzweigungen praktisch aus und der Gleitfunke kommt erst zum Stehen, wenn er die Gegenelektrode erreicht hat. In dieser Weise hat Toepler seine längsten Gleitfunken erzeugt.

Die photographische Beobachtung von Gleitfunken zeigt besonders deutlich, daß der in den vorangehenden Entladungserscheinungen aufgetretene *Polaritätsgegensatz* auch *in der Gleitfunkenstruktur* scharf zum Ausdruck kommt und wiederum durch die Raumladungsbetrachtungen verständlicht wird:

Der *positive* Gleitfunke, d. h. die ihn erzeugende Temperaturionisation, setzt in einem Raumladungssast der positiven Lichtenbergschen Primärfigur (siehe Fig. 3) an der Stelle größter Stromdichte, also an der Anode, ein. Er durchsetzt den ganzen Raumladungsfaden, Elektronenlawinen verlängern ihn als Vorläufer, und er nimmt entsprechend — eine Reihe von Nebenästen durch Temperaturionisation füllend — in schärferer Zeichnung dieselbe Baumstruktur an, die schon in den Leuchtfäden zum Ausdruck kam. Um diese Funkenbahnen als Nebenelektrode bilden sich neue Lichtenbergsche Primärfiguren, und so entstehen die wundervollen, unruhig gezeichneten Sprühbäume, von denen Fig. 8 ein Beispiel gibt.

Der *negative* Gleitfunke beginnt ebenfalls an der Stelle größter Energieabgabe der Elektronen an das Gas; er wächst radial von der Spitze in der

¹⁾ M. Toepler, Phys. ZS. **21**, 706, 1920.

Mitte eines Raumladungssektors der negativen Primärfigur (siehe Fig. 4) nach außen. Dank der vorgelagerten positiven Raumladung treibt der steile Potentialgradient den Funkenkopf bis zum Rande der Primärfigur. Hier kommt es aber leicht zum Stehen, da in Vorwärtsrichtung nur noch der primäre Spannungsabfall herrscht, der an der Hauptelektrode vor Beginn der Primärentladung bestand. Die Funkenbildung hingegen nahm ihren Ausgang aus der konzentrierten Feldform der fertigen negativen

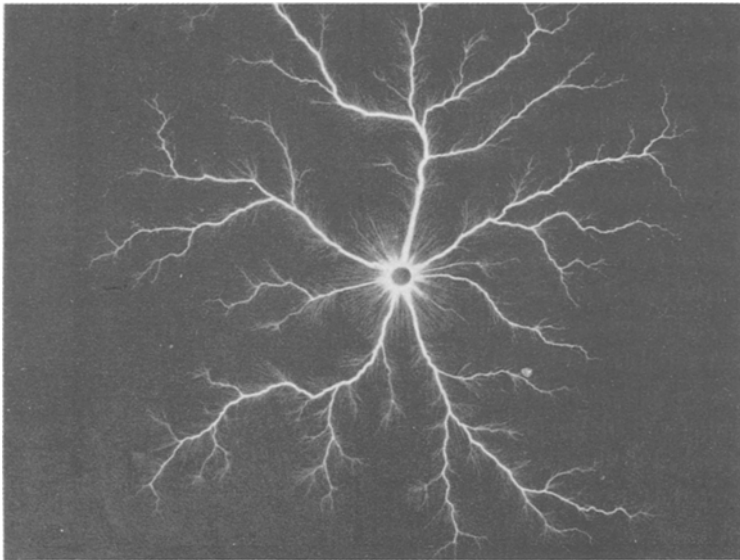


Fig. 8. Positive Gleitfunkenfigur.

Figur (siehe § 2 und 4). Daher bildet sich bei konstanter Primärspannung um den Funkenkopf zuerst eine neue Primärfigur aus; dann erst wird das Weitergleiten in einer neuen „Ruckstufe“ möglich. Dieses Weitergleiten erfolgt leicht in *tangentialer Richtung*; in dieser bestand noch ein erhöhter Potentialgradient durch die Reste der ersten Raumladung, die neue Sekundärfigur bildet also in dieser Richtung zuerst ihr steilstes Gefälle aus. Fig. 9a und 9b zeigen die charakteristischen „Ruckstufen“ und das tangentielle Gleiten. Ist die Spannung an den Elektroden zu hoch gesteigert, so schießt der Funke schon während der Ausbildung der sekundären „Polbüschel“ weiter und diese — von der ganzen Funkenbahn beeinflusst — zeigen palmwedelartigen Charakter (Fig. 9c). Davon hängt es auch ab,

ob der aus einer Reihe von *glatten* Stücken im Fall voll ausgebildeter Ruckstufen zusammengesetzte negative Gleitfunke seine scharfen Biegungen verliert und, wenn er verzweigt, dem positiven Baumtyp ähnlich scheinen kann¹⁾. — Diese Entstehungsgeschichte aus den Raumladungen läßt ver-

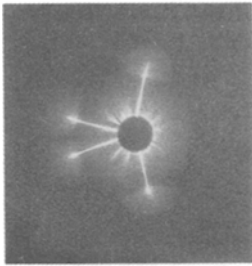


Fig. 9a. Negative Gleitfunkenfigur.
mit Sekundärfiguren.

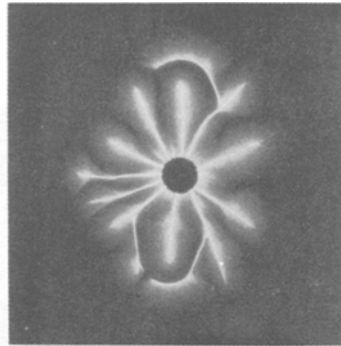


Fig. 9b. Negative Gleitfunkenfigur
mit tangentialen Gleitstufen.

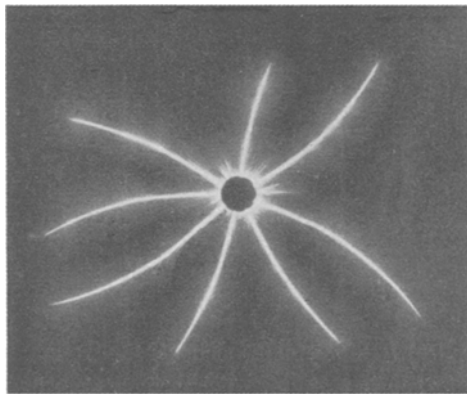


Fig. 9c. Negative Gleitfunkenfigur bei höherer Überspannung.

stehen, warum *nur der negative Gleitfunke regelmäßige Ruckstufen zeigt*, und voraussehen, daß *ohne hohe Überspannung der negative Funke erheblich langsamer vorwärtsschreitet als der positive*.

Schreitet die Temperaturionisation bis zur Gegenelektrode fort, so ist ein Überbrückungsfunke entstanden, der — solange keine Sekundär-

¹⁾ Entsprechend verwischen sich bei Überspannung auch andere Polaritätskriterien (s. z. B. W. Holzer, ZS. f. Phys. **77**, 676, 1932).

prozesse (Glühelctronenemission, Metaldampfbildung, Diffusion usw.) das Bild entscheidend ändern — in seinen charakteristischen Zügen aus seiner Vorgeschichte zu verstehen sein muß. Davon wird im nächsten Paragraphen die Rede sein.

§ 6. *Der elektrische Funke in Gasen.* M. Toepler¹⁾ hat in Strom-Schlagweite-Diagrammen gezeigt, daß der Übergang von Spitzen- in Büschelentladung und von dieser in den Büschellichtbogen kontinuierlich nur bei verschwindend kleiner Elektrodenkapazität erfolgt (Fig. 10a), während sich sonst zeitlich diskontinuierliche Entladungsformen — bei voller Entwicklung Funkengebiete — zwischen die stationären Entladungsformen einschieben (Fig. 10b), deren Ausdehnung von Kapazität und Schlagweite abhängt.

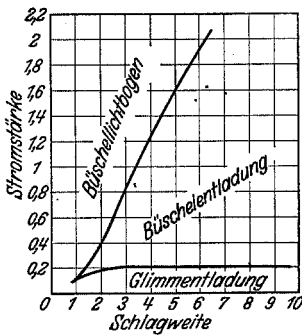


Fig. 10a. Strom-Schlagweitediagramm für verschwindend kleine Elektrodenkapazität (nach Toepler).

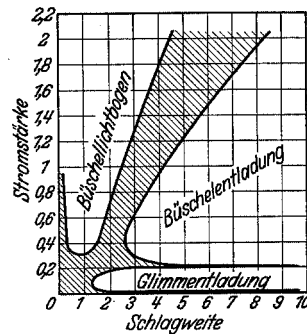


Fig. 10b. Strom-Schlagweitediagramm für größere Elektrodenkapazität mit eingeschobenen Funkengebieten (nach Toepler).

Der Grund ist nach dem Vorangegangenen klar: Der Spannungssturz beim Übergang von einer Entladungsform in die andere (siehe Fig. 2) wird durch die Elektrodenkapazität aufgehalten, schon bei Anfangsspannung kann sich daher gelegentlich — durch eine Inhomogenität an der Elektrode begünstigt (z. B. Staubs Spitze) — eine so kräftige Einzellawine entwickeln, daß sie als Raumladungsfaden kurze Zeit bestehen bleibt, eventuell sogar in Temperaturionisation übergeht und einen „verfrühten Funken“ liefert. Für den Übergang von Spitzen- in Büschelentladungen werden solche verfrühten Funken natürlich noch wahrscheinlicher. Entsprechend häufen sich bei Messung der Funkenspannung, wie Toepler kürzlich zeigen konnte²⁾, zu niedrig ausfallende Überschlagswerte um die Anfangsspannung bzw. das Grenzpotential zur Büschelentladung. Daraus ergibt sich für das Folgende der wichtige Gesichtspunkt: *In Abhängigkeit von den Versuchs-*

¹⁾ M. Toepler, Ann. d. Phys. **2**, 601, 1900.

²⁾ M. Toepler, Arch. f. Elektrot. **26**, 429, 1932.

bedingungen und in statistischer Verteilung kommen „verfrühte Funken“ mit abgekürzter Vorgeschichte vor. Es ist also nach den jeweiligen Versuchsbedingungen zu überlegen, wie weit eine Funkenentladung durch ihre Vorgeschichte geformt wurde.

Diese Fragestellung ist von besonderer Wichtigkeit, wenn die bisher für das Spitzenfeld entwickelten Anschauungen auf *homogene Ausgangsfelder* übertragen werden. Im Spitzenfeld hatte der geometrische Abfall der Feldstärke dem Weitergreifen der Entladung stabilisierend entgegengewirkt; dadurch waren alle Entladungsstadien stationär zur Beobachtung gekommen. Im homogenen Primärfeld fehlt eine derartige Hemmung; einmal gezündet, ziehen die von den Elektronen hinterlassenen positiven Raumladungen das Feld an der Kathode zusammen, steigern die Ionisierungsausbeute normalerweise damit exponentiell und bringen die Gasstrecke zum endgültigen Zusammenbruch. Ebenso verläuft im inhomogenen Felde bei Anwendung von Überspannungen der Durchschlag kurzzeitig in einem Akt. Wie weit in solchen Fällen ein Funkendurchschlag seine Vorstadien durchläuft, hängt von den Versuchsbedingungen ab, von Gasart und Gasdruck, von Schlagweite, Elektrodenform und Kühlung. Das sei im folgenden kurz überlegt; Beobachtungen über Durchschlagszeiten, den Spannungsverlauf als Funktion der Zeit und über die optischen Erscheinungen bei der Funkenzündung geben anschließend eine experimentelle Kontrolle.

Für niedere Gasdrucke wird die einzelne Raumladungslawine nicht hoch genug, um sich entgegen der Diffusion elektrostatisch von den Nachbarlawinen abzugrenzen. Die Entladung zieht sich kontinuierlich, der Spitzenentladung entsprechend, im *Stadium der Glimmentladung* zur Kathode hinüber und bildet einen normalen oder anormalen Kathodenfall. Erst *sekundär* heizt ihr Ionenbombardement die Kathode zur Glühelktronenemission und läßt sie in den Funken bzw. Lichtbogen umschlagen. Von solchen Funken kann man natürlich ebensowenig wie vom Vakuumfunken, der durch Elektronenemission aus der Kathode unter dem Zwang hoher Feldstärken eingeleitet wird, ein durch Vorentladungen besonders charakterisiertes Verhalten erwarten.

Für *höhere Gasdrucke und nicht zu kleine Schlagweiten* wird während des Aufbaues des Kathodenfalls aus der Glimm- die Büschelentladung entwickelt. Diese schlägt leicht durch Bevorzugung einzelner Raumladungsfäden in Temperaturionisation und damit in einen Funken um, der bei konstanter Stromzufuhr und Kühlung der Kathode als *Büschellichtbogen* bestehen bleibt. Der Unterschied zwischen diesem und dem gewöhnlichen

Lichtbogen ist der, daß die Nachlieferung der Elektronen aus der Kathode durch Ionenstoß, nicht thermisch, erfolgt, daher im Büschellichtbogen noch die Struktur der Glimmentladung erhalten bleibt. Der Unterschied gegenüber der Glimmentladung liegt in der Temperaturionisation der positiven Säule, dank deren der Büschellichtbogen in einem dünnen Entladungsschlauch sehr hohe Stromdichten führt¹⁾. Wird Glühelctronen-emission nicht verhindert, so schlägt die Entladung natürlich während der Entwicklung in den gewöhnlichen Lichtbogen um.

Für *hohe Gasdrucke und große Schlagweiten* folgen Glimm-, Büschelentladung und Temperaturionisation nacheinander in den Raumladungs-

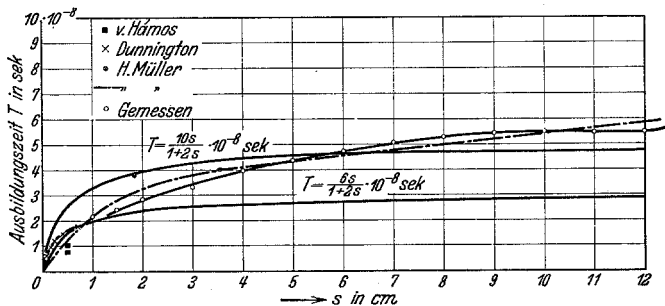


Fig. 11. Zusammenbruchzeiten im gleichförmigen Felde und Vergleich mit Näherungsformeln (nach Holzer).

fäden vor einer wirksamen Überbrückung der Elektroden. Damit wird schon während des Durchschlags das homogene Ausgangsfeld in ein völlig inhomogenes zwischen Funkenkopf und Gegenelektrode verzerrt, in eine Anordnung Spitze—Platte mit sehr hoher Überspannung²⁾. Lange Funken bei hohen Drucken besitzen also eine besonders vielseitige Vorgeschichte. Das zeigt sich experimentell sofort, wenn man die *Durchschlagszeiten als Funktion der Schlagweite aufnimmt*. Holzer³⁾ hat das kürzlich in einer sehr inhaltsreichen Arbeit getan, auf die noch öfter verwiesen werden muß (Fig. 11). Die auffällige Tatsache, daß mit steigender Schlagweite die

¹⁾ H. Thoma u. L. Heer beschrieben kürzlich eine stromstarke Glimmentladung bei Atmosphärendruck (ZS. f. techn. Phys. **13**, 464, 1932), die sie als eine „neue Entladungsform“ bezeichnen. Die dort geschilderte Entladungsform ist wohl im Prinzip nicht neu, sondern es dürfte sich um diesen Büschellichtbogen handeln.

²⁾ Man beachte, daß die Parameter p und d , die sich normalerweise in den Zündspannungskurven gleichberechtigt vertreten, so daß es nur auf ihr Produkt $p \cdot d$ ankommt, jetzt ungleichwertig werden. Für die Verzerrung des elektrostatischen Feldes kommt es in besonderem Maße auf d an.

³⁾ W. Holzer, ZS. f. Phys. **77**, 676, 1932.

Durchbruchzeiten einem konstanten Wert zustreben, wird aus unseren Überlegungen verständlich: Glimm- und Büschelentladung, für kleine Elektrodenabstände allein für die Überbrückungszeit maßgebend, entwickeln sich relativ langsam. Tritt Temperaturionisation hinzu und damit steigende Inhomogenität und Überspannung, so wird das Tempo des Durchschlages so stürmisch, daß eine Verlängerung des Elektrodenabstandes in der Durchschlagszeit kaum noch bemerkt wird gegenüber der Ausbildungszeit der Vorprozesse.

Verfolgt man den Spannungsabfall beim Durchbruch zeitlich mit dem Kathodenstrahl-Oszillographen, so zeigt sich unter gewissen Bedingungen

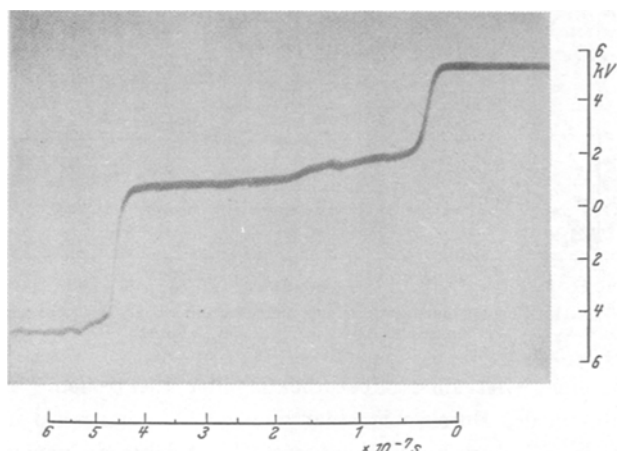


Fig. 12. Stufendurchschlag in Wasserstoff (nach Buss).

ein *stufenweiser Zusammenbruch*. Buss¹⁾ beobachtet im homogenen Felde bei kurzen Schlagweiten *eine* Stufe, deren Länge mit abnehmendem Druck stark ansteigt, bei konstantem Druck oft verschieden groß ausfällt und in Wasserstoff auch schon bei hohen Drucken beträchtlich ist (Fig. 12). Hier ist offenbar die Glimmentladung der erste Abschnitt, der dann durch gemeinsame Wirkung von Temperaturionisation und Glühelektronen in den Lichtbogenfunken umschlägt. Daher wirkt die besonders gute Kühlung, die Wasserstoff bietet, verlängernd auf die Stufe ein. — Krug²⁾ erhält bei inhomogenem Ausgangsfeld Kugel—Platte *zwei*, mit Spitze—Platte *mehrere* ausgeprägte Stufen. Nach unseren Anschauungen muß das so sein; *unter geeigneten Bedingungen sollten die vier Stufen: Anfangsspannung,*

¹⁾ H. Buss, Arch. f. Elektrot. **22**, 266, 1932.

²⁾ W. Krug, ZS. f. techn. Phys. **13**, 377, 1932.

Übergang zur Büschelenladung, Übergang zur Temperaturionisation im Gasraum und Thermionenemission aus der Kathode nacheinander sichtbar werden. Dabei sollten die Übergangseinsätze eine statistische Streuung aufweisen, wie es ja auch beobachtet wird, es sollten außerdem, von Zufälligkeiten abhängig, anomale Funkendurchbrüche vorkommen. Dahin gehört z. B. die Möglichkeit, daß an submikroskopischen Spitzen der Kathode während der Feldkontraktion kalte Elektronenemission einsetzt und so von der Kathode aus ein negativer Funkendurchbruch beginnt, dahin gehören auch die Beobachtungen von der „Raumladungszündung“¹⁾:

Die *optische Untersuchung der Funkenzündung*, bei der mittels Kernzelle einzelne Zeitabschnitte eines Funkenüberschlags ausgeblendet²⁾ oder ein nicht völlig ausgebildeter Funkenvorgang, ein unterdrückter Durchbruch³⁾, photographiert werden, zieht ihre Rückschlüsse auf den Funkenmechanismus aus Beobachtung der Lichterregung. In der Literatur ist ein Meinungsstreit darüber entstanden, ob ein Funke von der Anode oder der Kathode aus vorwache. Dieser Streit wird gegenstandslos, wenn man die zugrunde liegenden Beobachtungen richtig interpretiert: *Die Stoßionisation im Gase wird hervorgerufen durch Elektronen; vom Standpunkt eines Elektrons aus verläuft ein Durchschlag also immer in Richtung Kathode → Anode.* Zündet man im homogenen Felde ohne Überspannung, so stammt nach der Townsendschen Zündbedingung das die Stoßionisation einleitende Primärelektron aus der Kathode, seine Stoßionisationslawine erreicht maximale Höhe an der Anode. Käme diese, da natürlich Anregungsstöße neben ionisierenden einhergehen, zur Beobachtung, so würde ein von der Kathode aus einsetzendes, zur Anode hin stärker werdendes Leuchten gesehen. Dieses entgeht als zu schwach der Beobachtung. Nachfolgende Elektronenlawinen verstärken die positiven Raumladungen nach der Anode zu, richten das Feld also steiler auf nach der Kathode zu. Optisch sichtbar wird dadurch ein Leuchten zuerst vor der Anode, weil hier die Elektronendichten am größten sind und durch das geschwächte Feld die Bedingungen am günstigsten, daß sich die Elektronen in Anregungsstößen totlaufen. *Vom Standpunkt dieser Lichterscheinung aus, wie auch vom Standpunkt der Höhe der positiven Raumladung, wandert also der Durchschlag normalerweise in Richtung Anode → Kathode.* Das wird auch optisch üblicherweise

¹⁾ W. Holzer, l. c. S. 681.

²⁾ L. v. Hamos, Ann. d. Phys. **7**, 857, 1930; F. G. Dunnington, Phys. Rev. **38**, 1535, 1931.

³⁾ I. J. Torok, Journ. Amer. Inst. Electr. Ing. **47**, 177, 1928; W. Holzer, l. c.

beobachtet mit zwei aufeinanderfolgenden Stadien, einem lichtschwächeren breiten und diffusen, das dem Glimm- und Büschelstadium entsprechen muß, und einem aus der Anode nachwachsenden sehr hellen und schlauchartig konzentrierten, das der Temperaturionisation angehört. Holzer¹⁾ hat in schönen Aufnahmen (Fig. 13) diese Entwicklung festgehalten und schon im Anschluß an Slepian²⁾, der zuerst auf die Wichtigkeit der Temperaturionisation für den Funkendurchbruch hinwies, richtig gedeutet. Allerdings ist es keineswegs notwendig, wie aus unseren ganzen früheren Überlegungen hervorgeht, daß die Temperaturionisation erst einsetzt nach endgültiger Ausbildung der vorhergehenden Entladungsform. Das zeigen

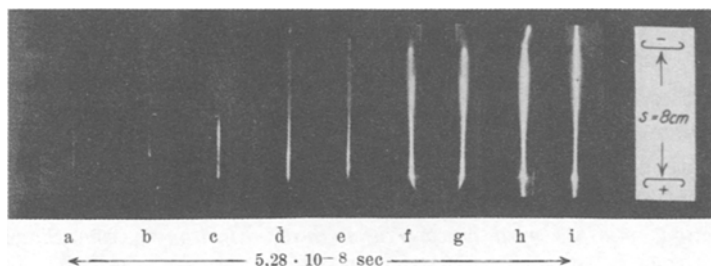


Fig. 13. Die Entwicklung eines Funkens im gleichförmigen Felde bei Stoß (nach Holzer).

schon die Bilder (Fig. 13) selbst in ihrer Lichtverteilung, das zeigen noch deutlicher die von Holzer u. a. beobachteten Fälle anomaler Zündung. Wenn die Büschelentladung in einzelnen Ästen zur Kathode vorgreift, kann die in eine solche Spitze hineinfahrende Elektronenlawine bei der hohen Überspannung dank der Feldinhomogenität und Feldkonzentration eine Höhe erreichen, die bis zur Temperaturionisation führt. Optisch muß man dann einen doppellanzettförmig geformten Lichtansatz im Entladungsraum erblicken, spitz zur Kathode hin, weil die Elektronenlawine von dort her anwuchs, spitz zur Anode hin, weil die hinterlassene positive Raumladung den Elektronen ihr Feld anodenwärts weitgehend entzogen hat und sich so die Energie der Elektronen schnell erschöpft, die Temperaturionisation sich entsprechend auf einen kurzen Teil des Raumladungsfadens vorerst beschränkt. *In diesem Fall der „Raumladungszündung“ würde optisch also die Funkenzündung im Raume beginnen und dann nach Anode und Kathode gleichzeitig fortschreiten*, ohne daß sich nach unserer Auffassung der Durchschlagsmechanismus prinzipiell geändert hat. Für diese

¹⁾ W. Holzer, l. c.

²⁾ J. Slepian, *Electr. World* **91**, 761, 1928.

Ansicht spricht auch die Beobachtung von Holzer (Fig. 14), daß sich die Lage der Zündstelle bei Raumladungszündung im homogenen Primärfeld mit wachsender Schlagweite systematisch in Richtung Anode verlagert. Das muß so sein, wenn es von einer bestimmten Höhe der Spannung zwischen Büschelastende und Kathode ab mit großer Wahrscheinlichkeit zur Temperaturionisation kommt. — *Endlich kann die optisch sichtbare Zündung auch von der Kathode ausgehen, wenn an ihr ein einzelner Punkt zur besonders ergiebigen Elektronenquelle wird.*

§ 7. *Funkentypen.* Von dem jetzt gewonnenen Standpunkt aus kann man versuchen, aus dem optischen Anblick eines Funkens etwas über

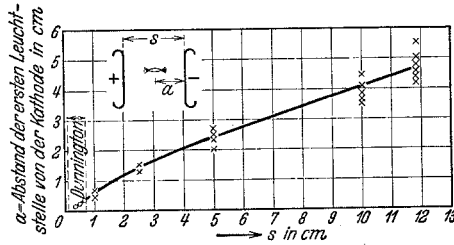


Fig. 14. Lage der Zündungszelle bei Raumladungszündung im gleichförmigen Felde (nach Holzer).

seine Entstehungsgeschichte auszusagen und damit durch Analyse der Funkenstruktur einen neuen Zugang in die Physik der Entladungsvorgänge zu gewinnen. Es seien im folgenden einige typische Fälle gezeigt¹⁾:

Nach unseren Überlegungen muß es einen *rein positiven und einen rein negativen Funken* geben können, nämlich dann, wenn man aus der positiven bzw. negativen Büschelentladung sich den Funken ungestört durch die Entladung der Gegenelektrode entwickeln läßt. Um diese unipolaren Funken zu erhalten und ihren Charakter zu beweisen, wurde einer kleinen Metallelektrode (Spitze oder Kugel) eine große Halbleiterplatte aus Speckstein gegenübergestellt, auf deren Rückseite eine kleinere Metallscheibe aufgeklebt und mit dem Gegenpol der Influenzmaschine verbunden war. Der Funke entwickelt sich jetzt nur von der Metallelektrode aus, schlägt auf den Halbleiter hinüber, und von seiner Auftreffstelle spritzen Gleitfunken nach allen Seiten über die Oberfläche des Steines hin, um Spannungsausgleich mit der Rückelektrode zu suchen. Auf diese Weise stehen nebeneinander der Funke im Raum und die zugehörigen Gleitfunken

¹⁾ Ausführlicher wird über Funkenstruktur und Funkengesetze an anderer Stelle berichtet werden.

auf der Oberfläche, deren Polaritätskriterien aus § 5 bekannt sind. — In Fig. 15 sind zwei positive Funken wiedergegeben; beide haben den *unruhig geschlängelten Stamm*, wie er entstehen muß, wenn dem Funkenkopf durch auf ihn zulaufende Elektronenlawinen der Weg in Zufallsrichtung nach vorwärts gebahnt wird. Beim Auftreffen auf die Halbleiterplatte ist der eine Funke in schönen positiven Gleitästen (vgl. Fig. 8) auseinandergefahren, der andere hat in der Hauptsache *einen* Überschlagsweg zur Rückelektrode gefunden. In der Literatur ist diese Art Funken als „Zickzacktyp“ bekannt; entsprechend sei *der rein positive Funke als „positiver Zickzackfunke“ be-*

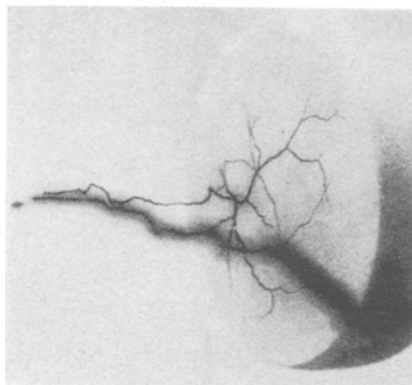


Abb. 15.
Zwei positive Funken mit anschließenden
Gleitfunken.

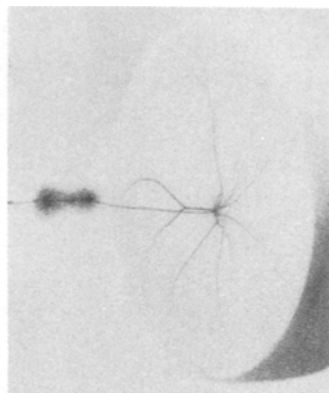


Fig. 16.
Negativer Funken mit anschließenden
Gleitfunken.

zeichnet¹⁾. — Fig. 16 zeigt im Gegensatz dazu den rein negativen Funken-
typ, einen *ganz glatten Stamm*, der in glatten Gleitfunkenästen auseinander-
fährt wie in Fig. 9c. Wieder ist die Struktur aus der Vorgeschichte ver-
ständlich: Der Funkenkopf schießt Elektronen vorwärts in Richtung
steilsten Feldabfalls und wählt damit diese Richtung als Weg. Der *rein*
negative Funke sei daher als „negativer glatter Funke“ gekennzeichnet.

Ersetzt man die Halbleiterplatte durch eine große Metallscheibe mit
gegen Feldverzerrung korrigiertem Randprofil, stellt ihr die alte Metall-
spitze oder Kugel gegenüber und nimmt Funkenüberschläge als Funktion
des Abstandes auf, so zeigt sich: Bei kleinen Abständen erhält man „Zick-

¹⁾ In der Arbeit von W. Holzer findet sich eine sehr schöne Aufnahme
von der zeitlichen Entstehung dieses Funkentypus aus positiven Vorentladungen.

zackfunken“ und „glatten Funken“, wie die Polarität es vorschreibt. Mit steigender Elektrodenentfernung jedoch wird der negative glatte Funke durch den positiven Zickzackfunken verdrängt, der Überschlag also immer durch die positive Büschelentladung vorbereitet (Fig. 17). Das ist nach

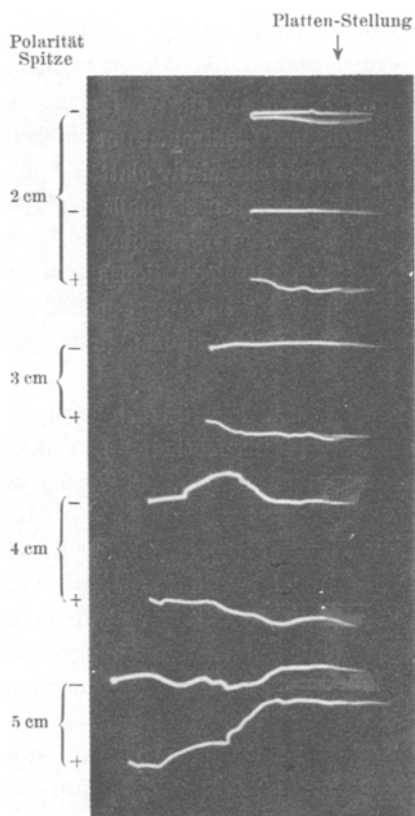


Fig. 17.

Funken in der Anordnung: Spitze gegen große Plattenelektrode (Abstände 2, 3, 4, 5 cm).

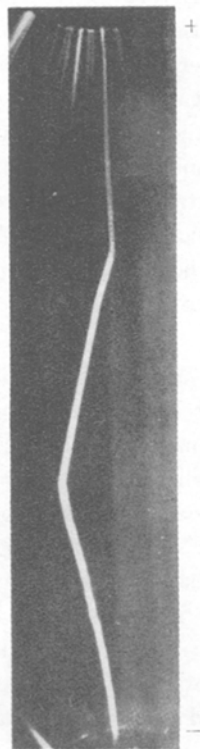


Fig. 18.

Drei-Teile-Funke in Chloroformdampf (nach Terada, Nakaya und Jamamoto).

unseren früheren Überlegungen klar (siehe schon § 2): Die positive Büschelentladung und der positive Funke haben die Vortriebstendenz durch die positive Raumladung, die negativen Entladungsteile die Hemmung und entsprechend langsamere Entwicklung. So kommt es schon trotz sehr asymmetrischer Elektrodenanordnung zu positiven Funkendurchbrüchen.

Durch Änderung der Elektrodenanordnung, der Kapazität, der Leitungsführung, der Gasart und des Gasdrucks kann man eine unglaublich mannigfaltige Abwandlung der Funkenformen erzielen, indem man wie in Fig. 17, die Entwicklungsbedingungen der Vorentladungen ändert und damit allerlei *Übergangstypen* schafft zwischen der rein positiven und rein negativen Funkenentladung¹⁾. Auf einen besonders charakteristischen Fall sei noch kurz verwiesen: Hemmt man das Vordringen der positiven Büschelentladung, z. B. indem man nur geringe Stromstärken für sie zur Verfügung stellt oder alle im schwächeren Außenfeld befindlichen Elektronen durch elektro-negative Gase festlegt, so wächst aus der Anode ein relativ glatter Funkenstamm hervor. Aus der Kathode hat sich inzwischen ebenfalls ein glattes Funkenstück entwickelt, es stehen sich also zwei vorgeschobene Funken spitzen gegenüber; die ein endgültiger Temperaturionisationskanal überbrückt. Man erhält einen „*Drei-Teile-Funken*“ („three-part-spark“), wie er besonders schön in einer japanischen Arbeit in Chloroformdampf gezeigt wurde (Fig. 18)²⁾.

§ 8. *Der elektrische Durchschlag in Gasen, Flüssigkeiten und festen Isolatoren.* Kontinuierliche Glimmentladung (Spitzenentladung), Übergang zur Büschelentladung durch Raumladungskontraktion, Übergang zum Funken bzw. Büschellichtbogen durch Temperaturionisation — das ist nach der vorstehenden Darstellung die Hauptentwicklungslinie des elektrischen Durchschlags in Gasen. Die Elektronen sind die primären Träger der kinetischen Energie, die sich in Stoßionisation und Temperaturerhöhung umsetzt; die positiven Ionen bedingen durch ihre Raumladungswirkung die Feldverzerrung, die der einzelnen Entladungserscheinung ihre charakteristische Form verleiht. Von Gasart und Gasdruck endlich hängt es ab, wieviel von der durchfallenen Spannung ein Elektron in Anregungsstößen verliert und wie stark die Raumladungswirkung geschwächt wird durch Anlagerung langsamer Elektronen an Gasmoleküle.

Was ändert sich an diesen Grundlagen beim Übergang vom Gas zur Flüssigkeit, von der Flüssigkeit zum festen Körper? Offenbar nichts ganz Entscheidendes im Aufbau der Entladung, denn man hat Lichtenbergsche

¹⁾ Es sei hier besonders auf das reiche Bilder- und Beobachtungsmaterial über „lange“ Funken hingewiesen, das die japanischen Autoren T. Terada, U. Nakaya u. R. Jamamoto in den Scientific Papers of the Institute of physical and chemical Research veröffentlicht haben. Die Versuche werden sich wohl alle nach den Überlegungen unserer Arbeit deuten lassen.

²⁾ T. Terada, U. Nakaya u. R. Jamamoto, Scient. Papers Inst. Phys. and Chem. Res. Tokyo **13**, 207, 1930.

Figuren und Büschelentladungen in Flüssigkeiten wie in Gasen (Fig. 19)¹⁾, man findet positive Raumladungsfäden in Kristallen und Gläsern (Fig. 20)²⁾. *Der Typ des elektrischen Durchschlags bleibt, aber es ändern sich die Bewegungsgesetze der Elektronen.* Das zeigt schon ein Vergleich der Durchbruchfeldstärken: In Luft von Atmosphärendruck im homogenen Felde



Fig. 19. Teilausschnitt aus einer positiven Lichtenbergfigur in Benzol. (Vergrößerung 4 fach.)

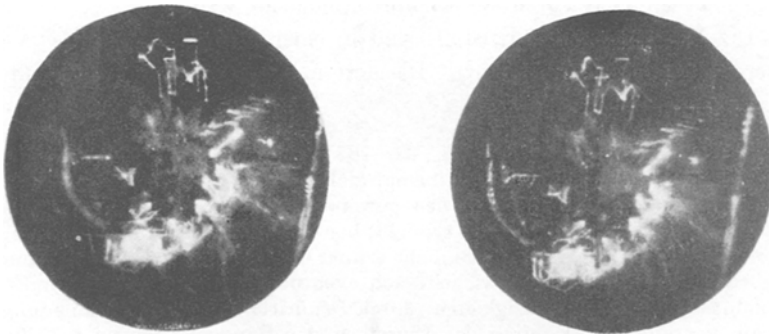


Fig. 20. Stereo-Aufnahme positiver Raumladungsfäden in NaCl.

beträgt die Durchbruchfeldstärke etwa 30 kV/cm, also 1,5 Volt etwa entfallen auf die mittlere freie Weglänge der Elektronen. In Flüssigkeiten³⁾

¹⁾ Fig. 19 zeigt eine positive Figur in Benzol (Ausschnitt etwa vierfache Vergrößerung). Diese in Flüssigkeiten bzw. unter sehr hohen Drucken entstehenden Figuren sind nicht mit den Lichtenbergschen Primärfiguren (Fig. 3 und 4) in Parallele zu stellen, sondern mit den Gleitfunkenfiguren in Fig. 8. Die enge Packung der Moleküle führt bei kräftigem Einsatz der Stoßionisation sofort zu so hohen Raumladungsdichten, daß ein funkenartiges Stadium ausschließt. Näheres wird darüber an anderer Stelle berichtet.

²⁾ A. v. Hippel, Z. f. Phys. **67**, 707; **68**, 309, 1931; **75**, 145, 1932.

³⁾ A. Nikuradse, ZS. f. Phys. **77**, 216, 1932.

und festen Körpern¹⁾ erreicht die Durchbruchfeldstärke die Größenordnung 10^6 Volt/cm²⁾, die Atomabstände sind jedoch um etwa drei Zehnerpotenzen gesunken und nur noch einige Hundertstel bis zehntel Volt entfallen auf die entsprechenden Elektronenwege³⁾.

Dadurch erhalten die *Verluste*, welche die im elektrischen Felde beschleunigten Elektronen beim Zusammenstoß mit den Molekülen erleiden, einen anderen Charakter. Nicht mehr die Anregung von Elektronensprüngen scheint, wie im Gaszustand, ihre entscheidende Quelle zu sein, sondern die Anregung von Molekülschwingungen in Flüssigkeiten, von Gitterschwingungen in Kristallen. In der Größenordnung dieser Schwingungsquanten liegt der Energiezuwachs eines Elektrons pro Atomabstand, entsprechend ist die Anregungswahrscheinlichkeit eine sehr hohe, falls der Übergang vom Kraftfeld eines Moleküls in das des Nachbarn für das Elektron schon eine Art Zusammenstoß bedeutet⁴⁾. Umgekehrt scheint verständlich, daß die Anregung von Elektronensprüngen in ihrer Bedeutung zurücktritt, weil die Ionisierungsspannung der Moleküle in festem und flüssigem Zustand stark erniedrigt wird. Dadurch fällt ein Teil der Anregungsniveaus fort, und aus den anderen kann eine völlige Abtrennung des Elektrons durch Schwingungen des inneren Potentials leichter ermöglicht werden.

Die Verhältnisse für Kristalle sind in einer früheren Arbeit des Verfassers näher überlegt worden⁵⁾. Die dort mitgeteilten Messungen deuten

¹⁾ A. v. Hippel, ZS. f. Phys. **67**, 707; **68**, 309, 1931; **75**, 145, 1932.

²⁾ Diese hohen, für das Isolatormaterial charakteristischen Durchbruchfeldstärken — im Gegensatz zu den gewöhnlich in der Technik gemessenen niederen Werten — werden nur erreicht bei völliger Vermeidung von Feldinhomogenitäten. Solche brauchen nicht primär durch die Elektrodenanordnung gegeben zu sein, sondern entwickeln sich eventuell erst im Felde durch Entmischungsvorgänge in Flüssigkeiten, durch Dendritbildung und Raumladungsaufbau, vor allem aber durch das Einsetzen von Randentladungen mit ihrer Spitzenwirkung. Der Verfasser hat auf diese Einflüsse vielfach in seinen früheren Arbeiten hingewiesen (siehe z. B. auch ZS. f. Phys. **77**, 277, 1932).

³⁾ Die hohen Feldstärken sind der Nachlieferung der Elektronen durch „kalte Emission“ aus den Elektroden besonders günstig, die kleinen Spannungsabfälle pro Atomabstand der Elektronenanlagerung. Als Sekundäreinflüsse zu beachten sind endlich noch die chemischen Umwandlungen im Isolator unter dem Einfluß von Vorentladungen und die Anreicherung von Verunreinigungen in der Nachbarschaft der Elektroden.

⁴⁾ Der Energieübertrag erfolgt dabei nicht nach Energie- und Impulssatz auf das Molekül, sondern nichtklassisch durch Kopplung über das Elektronensystem des Stoßpartners. Daß ein freies Elektron im Kristall praktisch mit jedem Atom beim Vorbeilaufen zusammenstößt, scheint aus den Richtungsbeobachtungen des Verfassers zu folgen (s. ZS. f. Phys. **75**, 148, 1932).

⁵⁾ A. v. Hippel, ZS. f. Phys. **75**, l. c.

für Alkalihalogenide auf einen quantitativen Zusammenhang zwischen Debye Frequenz und Durchbruchfeldstärke hin, wie man ihn bei einer entscheidenden Bedeutung der Gitterschwingungen für die Elektronenverluste erwarten würde. Die Versuche zeigen weiter, daß für die Elektronenwanderung in Kristallen *Richtungsgesetze* maßgebend sind, die sich aus der Gitterstruktur ableiten. — Man wird ein erheblich größeres experimentelles Material abwarten müssen, ehe man die Bewegungsgesetze beschleunigter Elektronen in Isolatoren mit Sicherheit deuten kann. Aber die bisher vorliegenden Erfahrungen zeigen schon, daß dieser „elektrische“ Durchschlag nur ein Teilproblem ist, das sich voll einordnet in einen großen Gesamtrahmen — in die Entwicklungsgeschichte des elektrischen Funkens und seiner Vorentladungen¹⁾.

Für die Anfertigung der Lichtenbergschen Figuren möchte der Verfasser Herrn Dr. Dames herzlich danken.

Göttingen, II. Physikal. Institut der Universität, 31. Oktober 1932.

¹⁾ Etwas abseits hiervon steht der *Wärmedurchschlag*, den K. W. Wagner (Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **19**, 252, 1922) als wichtigen Durchschlagstyp nachwies und Inge, Walther und Semenoff (Die physikalischen Grundlagen der elementaren Festigkeitslehre. Berlin, Springer, 1928) eingehend untersuchten. Hier wird die elektrolytische Stromleitung für die Wärmeentwicklung im Isolator maßgebend und führt zur Bildung eines Schmelzkanals. Entsprechend wird man in flüssigen Isolatoren bei überwiegender Ionenleitfähigkeit zur Bildung eines Dampfkanals mit anschließendem Gasdurchschlag kommen. Diese Art Durchschlagstyp ähnelt der Einleitung der Temperaturionisation in Gasen mit anschließendem Funkendurchschlag, nur sind die Bildungszeiten viel länger, weil zuerst nur die Ionen kinetische Energie aus dem Feld übernehmen.