

# ÜBER DEN MECHANISMUS DES POLARITÄTSEFFEKTES IN DER DURCHSCHLAGSPANNUNG VON GASEN

Von

A. CSERNÁTONY-HOFFER

Lehrstuhl für Hochspannungstechnik, Technische Universität, Budapest  
(Eingegangen am 21. März, 1961)

Vorgelegt von Prof. Dr. J. EISLER

## I

Die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung läßt sich unmittelbar bei der Verwendung statischer Gleichspannung oder bei Gleichspannungsimpulsen beobachten. Sie tritt natürlich mittelbar auch bei Wechselspannung zutage, indem der Durchschlag im allgemeinen in der Halbperiode erfolgt, der eine Polaritätsanordnung von minderer Durchschlagspannung zugeordnet ist. Im folgenden wird die Polaritätsabhängigkeit bei statischer Gleichspannung und bei Gleichspannungsimpulsen behandelt.

Die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung bei Elektrodenanordnungen, die asymmetrisch-inhomogene Felder ergeben, ist seit langem bekannt. Die Gesetzmäßigkeiten des Polaritätseffektes, die sich in Luft bei atmosphärischem Druck zeigen, wurden von E. MARX 1930 zusammengefaßt [5]. Drei seiner Sätze sowie die für die Erscheinung gegebenen Erklärungen sind teils wörtlich, teils als Leitsätze auch in den neueren Werken über Hochspannungstechnik zu finden [1—4].

In dem erwähnten Aufsatz hat MARX die damals vorhandenen Versuchsergebnisse zusammengefaßt und folgende Feststellungen gemacht:

a) Wenn die Anfangsspannung einer Elektrodenanordnung stark verschieden ist von der Durchschlagspannung, so ist die Durchschlagspannung dann *niedriger* wenn die *positive* Elektrode *stärker gekrümmt* ist als die *negative*.

b) Ist die Anfangsspannung einer Anordnung annähernd gleich der Durchschlagspannung, so liegt die Durchschlagspannung dann *niedriger*, wenn die *negative* Elektrode *stärker gekrümmt* ist, als die *positive*.

c) Bei gegebenem Elektrodenabstand hängt die Durchschlagspannung von der Krümmung der *positiven* Elektrode *stark*, von der der *negativen* Elektrode nur *wenig* ab.

Diese drei Feststellungen gründete MARX auf seine eigenen Versuche und auf die Versuche von UHLMANN und REBINDER.

Untersuchen wir nun die Feststellungen von MARX und die Versuchsergebnisse auf denen diese beruhen.

Die Ergebnisse seiner umfangreichen Versuchsreihe veröffentlichte MARX im Jahre 1928 [6]. Aus seiner Mitteilung sind für uns zunächst diejenigen Meßergebnisse von Bedeutung, die sich bei Gleichspannung und Stoßspannung auf eine Anordnung Nadelspitze/Ebene in Luft beziehen. In diesen Versuchen war die Wellenform von der heute üblichen stark verschieden, weil in seinem Stoßgenerator keine Belastungskapazität eingebaut war. So betrug die Stirnzeit der Stoßwelle  $1\text{--}2 \cdot 10^{-7}$  sec, die Zeitkonstante  $T$  des exponentiell abfallenden Rückens  $4 \cdot 10^{-3}$ ,  $1,4 \cdot 10^{-5}$  und  $1,4 \cdot 10^{-6}$  sec. Die Elektrodenanordnung bestand aus einer Nähnadel und aus einer senkrecht zu ihr angeordneten ebenen, kreisrunden Platte, deren Halbmesser stets größer bemessen war als der

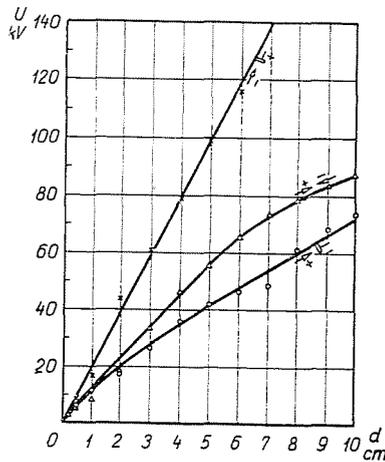


Abb. 1. Durchschlagspannungen mit Gleichspannung gemessen, nach MARX [6]

Elektrodenabstand. Die zahlenmäßigen Ergebnisse dieser Messungen sind in den Abbildungen 1—4 enthalten, in denen im allgemeinen je drei Kurven aufgetragen sind. Von diesen ist die Anordnung Nadel/Nadel für uns ohne Interesse. Die vierte Kennlinie in Abb. 4 veranschaulicht die Durchschlagspannungswerte des homogenen Feldes, wie sie SCHUMANN für Gleichspannung angegeben hat.

Als Durchschlag-Stoßspannung betrachtete MARX den Scheitelwert jener Stoßwelle, an der — bei einer stufenweisen Erhöhung des Scheitelwertes — der erste Durchschlag erfolgte. Die Werte »U« auf den Ordinatenachsen sind daher keineswegs mit irgendeinem festen prozentuellen Maß der Durchschläge verbunden.

Die Abbildungen 1—4 zeigen klar, daß die Durchschlagspannung mit einer Nadel negativer Polarität stets höher liegt. Die Differenz, die sich in den Durchschlagspannungen der Anordnungen +Nadel/—Platte und —Na-

del/+Platte zeigt, ist bei Gleichspannung am größten und nimmt mit der Verkürzung des Wellenrückens eindeutig ab.

UHLMANN veröffentlichte seine Versuchsergebnisse im Jahre 1929 [7]. Die Messungen wurden mit Gleichspannung und mit 50 Hz Wechselspannung durchgeführt. Eine charakteristische Gruppe seiner Kennlinien, die er mit einer zylindrischen Elektrodenanordnung aufgenommen hatte, sind in Abb. 5 dargestellt ( $R = 5 \text{ cm}$ ,  $r = 0,1-2,5 \text{ cm}$ ).

Die Abbildung zeigt folgende wichtige Ergebnisse: Bei einer Verminderung des Halbmessers des inneren Zylinders steigt die Durchschlagspannung,

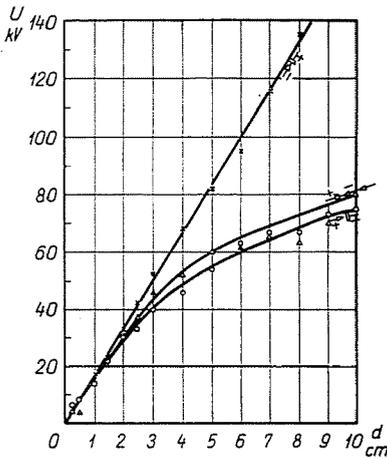


Abb. 2. Durchschlag-Stoßspannungen nach MARX. Stirnzeit  $1-2 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$ , Zeitkonstante des Rückens  $T = 4 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$  [6]

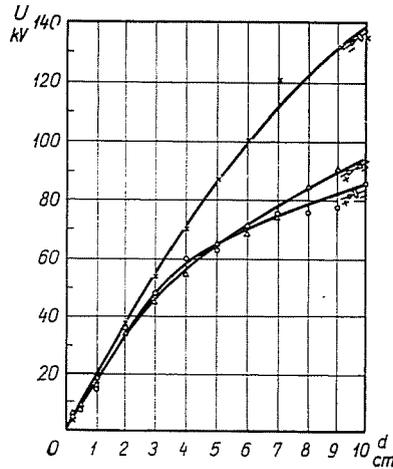


Abb. 3. Durchschlag-Stoßspannungen nach MARX. Stirnzeit  $1-2 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$ , Zeitkonstante des Rückens  $T = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$  [6]

wenn  $2,5 > r > 1,5 \text{ cm}$ , dagegen fällt sie ab, wenn  $r$  kleiner ist als  $1,5 \text{ cm}$ .

Dieses Verhalten war zu erwarten. Zwischen konzentrischen Elektroden ist nämlich

$$U = E_m \cdot r \cdot \ln R/r \tag{1}$$

und solange das Feld leicht inhomogen ist, solange also die Anfangsspannung mit der Durchschlagspannung zusammenfällt, liefert (1) die Durchschlagspannung, wenn an Stelle von  $E_m$  die elektrische Festigkeit der Luft eingesetzt wird. Nun hat das Glied  $r \ln R/r$  auf der rechten Seite in Abhängigkeit von  $r$  bei  $r = R/e = R/2,71$  einen Höchstwert, d. h., nimmt man die elektrische Festigkeit der Luft als unabhängig von  $r$  an, dann muß die Durchschlagspannung bei  $r = R/e$  ebenfalls einen Höchstwert aufweisen.

Der örtliche Höchstwert der Durchschlagspannung tritt tatsächlich ein, wenn auch nicht bei  $r = R/e = 1,84 \text{ cm}$ , sondern bei  $r = 1,5 \text{ cm}$ . Der Grund

hierfür liegt darin, daß die elektrische Festigkeit der Luft nicht konstant ist, sondern mit abnehmendem Halbmesser  $r$  bekanntlich ansteigt. Somit verschiebt sich der Höchstwert von  $U$  in Richtung der kleineren Halbmesser.

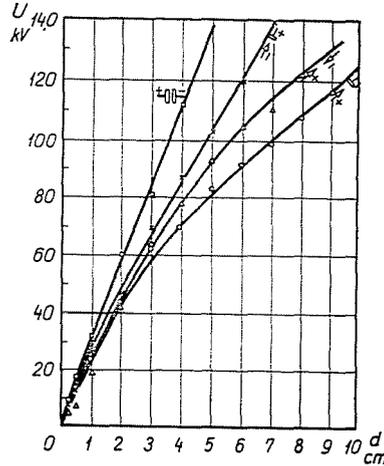


Abb. 4. Durchschlag-Stoßspannungen nach MARX. Stirnzeit  $1-2 \cdot 10^{-7}$  sec, Zeitkonstante des Rückens  $T = 1,4 \cdot 10^{-6}$  sec [6]

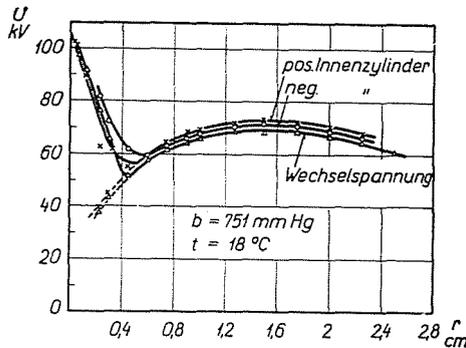


Abb. 5. Durchschlagspannungen zwischen konzentrischen zylindrischen Elektroden nach UHLMANN.  $R = 5$  cm,  $r = 0,1-2,5$  cm [7]

Es ist auffallend, daß im Versuchsbereich  $2,5 > r > 1,5$  cm die Durchschlagspannung mit der *negativen* Polarität des *inneren*, also *stärker gekrümmten* Zylinders *die kleinere* ist.

Unterhalb einem Wert von  $r \approx 0,6$  cm ist das Feld nicht mehr leicht inhomogen, da die Anfangsspannung von der Durchschlagspannung abweicht. Der Ausdruck (1) liefert nicht mehr die Durchschlagspannung, sondern die Anfangsspannung.

Die elektrische Festigkeit der Luft steigt mit der weiteren Abnahme des Halbmessers des inneren Zylinders rasch an, und die Durchschlagspannung wächst auch an. Sehr wichtig ist die Beobachtung UHLMANNs, daß beim Umschlag des Feldes vom leicht inhomogenen in das stark inhomogene Gebiet auch *der Sinn* der Polaritätsabhängigkeit eine *Umkehrung erfährt* und daß in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von MARX die Durchschlagspannung bei *positiver* Polarität der inneren, *stärker gekrümmten* Elektrode *tiefer* liegt.

UHLMANN unternahm auch weitere Versuche im Feld eines ausgespannten Drahtes und einer Kugel. Die Ergebnisse dieser Versuche sind den Abbildun-

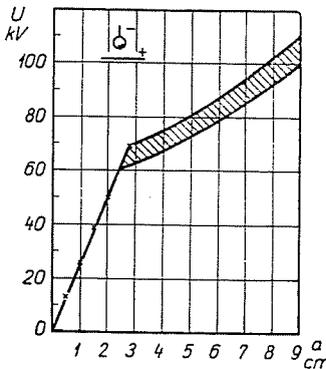
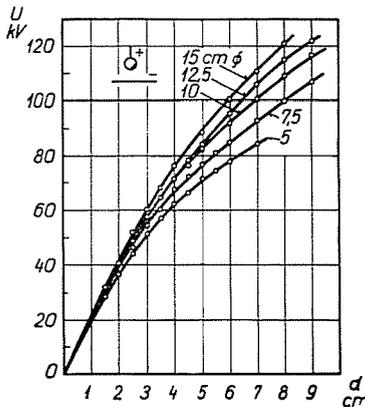


Abb. 6. Durchschlagspannungen zwischen Kugel und Draht nach UHLMANN. Kugeldurchmesser zwischen 5 und 15 cm, Drahtdurchmesser 0,1 cm. Kugel positiv. [7]

Abb. 7. Durchschlagspannungen zwischen Kugel und Draht nach UHLMANN. Kugeldurchmesser zwischen 5 und 15 cm, Drahtdurchmesser 0,1 cm. Kugel negativ. [7]

gen 6—7 zu entnehmen. Der Durchmesser des Drahtes betrug ständig 0,1 cm, der Durchmesser der Kugel wurde zwischen 5 und 15 cm geändert.

Um den Einfluß des Kugeldurchmessers beurteilen zu können wird man die beiden Abbildungen zweckmäßig bei *einem* bestimmten Wert des Elektrodenabstandes » $d$ « untersuchen.

In der Anordnung +Kugel/—Draht läßt sich bei beliebig gewähltem Wert von  $d$  feststellen, daß bei einer stetigen Vergrößerung des Kugeldurchmessers auch die Durchschlagspannung stetig anwächst.

In der Anordnung —Kugel/+Draht hingegen ist die Veränderung des Kugeldurchmessers im Intervall  $0 < d < 2,5$  cm vollkommen wirkungslos (sämtliche Kurven fallen zusammen). Im Gebiet  $d > 2,5$  cm liegen die den Kugeln verschiedenen Durchmessers zugehörigen Kurven — bei einer starken Streuung der Durchschlagspannung — in dem in Abb. 7 gezeichneten Band. In dieser Abbildung zeigt sich bei  $d = 2,5$  cm ein ausgeprägter Knick. Bis zum Knickpunkt ist die Durchschlagspannung bei *negativer* Polarität der *stärker*

gekrümmten Elektrode, also des Drahtes kleiner und über  $d = 2,5$  cm umgekehrt, bei positiver Polarität des Drahtes.

Abschließend führte UHLMANN noch zwei Versuchsreihen durch. Er bestimmte die Durchschlagspannungen in einer Anordnung Stab/Platte, wobei der Stab unter einem Winkel von  $30^\circ$  zugespitzt bzw. mit einem Radius von 2 mm abgerundet war. (Stabdurchmesser 4 mm.) Die Abbildungen 8 und 9 zeigen, daß die Durchschlagspannung bei negativer Polarität des Stabes gegenüber der Ausbildung des Stabendes unempfindlich ist, bei positiver Polarität hingegen die Durchschlagspannung mit dem zugespitztem Stab bloß  $2/3$

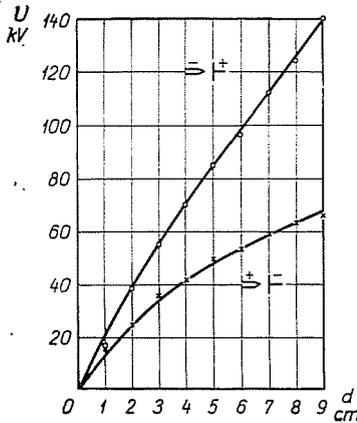


Abb. 8. Durchschlagspannungen nach UHLMANN. Elektrodenanordnung: spitzer Stab (Spitze  $30^\circ$ )/Ebene [7]

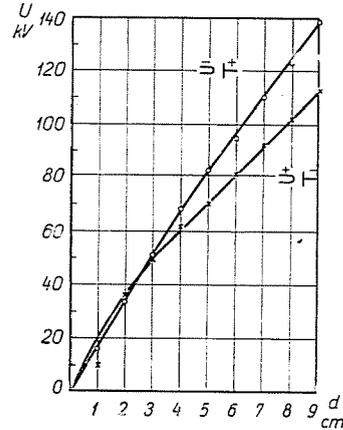


Abb. 9. Durchschlagspannungen nach UHLMANN. Elektrodenanordnung: halbkugelig abgerundeter Stab von 4 mm Durchmesser/Ebene [7]

derjenigen beträgt, die mit dem an seinem Ende abgerundetem Stab gemessen wurde.

MARX beruft sich des weiteren auf die Messungen von REBINDER, von denen jedoch nichts näheres bekannt ist. MARX erwähnt bloß, daß REBINDER bei seinen Versuchen, die mit gekreuzten Zylindern durchgeführt worden waren, die Feststellung machte, daß gegenüber der Veränderung des Halbmessers des Zylinders negativer Polarität (bei konstantem Elektrodenabstand?) die Durchschlagspannung innerhalb weiter Grenzen unempfindlich blieb.

Nach dieser Übersicht über die kurz erörterten Versuchsergebnisse kann im Einklang mit den unter a), b) und c) angeführten Feststellungen von MARX festgehalten werden, daß die Durchschlagspannung in leicht inhomogenen Feldern bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode, in stark inhomogenen Feldern dagegen bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode die niedrigere ist.

Es ist der Mühe wert, außer den Versuchsergebnissen die MARX verarbeitet hat auch die Ergebnisse drei anderer Forscher zu erörtern, die seinerzeit MARX nicht bekannt sein konnten.

Der eine Verfasser ist STRIGEL, der die Kennlinien der Abb. 10 1933 veröffentlichte [8]. Ungeachtet der Kurven, die sich auf die symmetrischen Anordnungen beziehen, zeigen die in der Anordnung Kugel/Spitze beobachteten Durchschlagspannungen, daß sie bis ungefähr  $d = 0,15$  cm von der Polaritätsanordnung unabhängig sind. Die Durchschlagspannung ist bei  $0,15 < d < 0,9$  cm bei der *negativen Polarität der Spitze*, bei  $d > 0,9$  cm bei der *positiven Polarität der Spitze* die niedrigere.

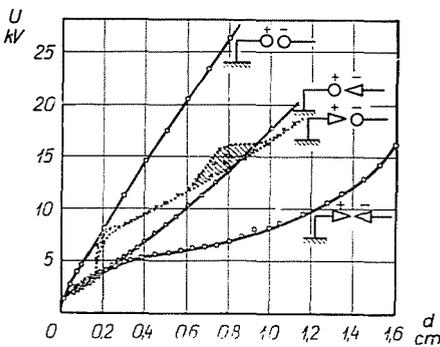


Abb. 10. Durchschlagspannungen nach STRIGEL. Die Spitzen sind unter  $15^\circ$  zugespitzte Stäbe [8]

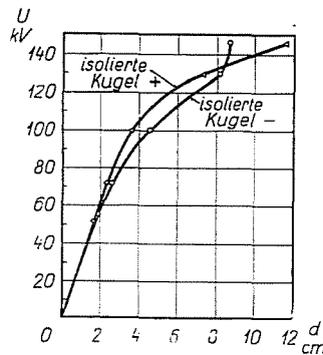


Abb. 11. Durchschlag-Stoßspannungen einer asymmetrischen Kugelfunkenstrecke, nach McMILLAN und STARR. Kugeldurchmesser 6,25 cm [9]

Die zweite Veröffentlichung stammt von McMILLAN und STARR [9]. Die beiden Verfasser untersuchten die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung von Kugelfunkenstrecken in asymmetrischer Schaltung.

Die in Abb. 11 gezeigten beiden Kennlinien sind typische Ergebnisse ihrer mit Stoßspannung durchgeführten Messungen. Die Anordnung der Elektroden war Kugel/geerdete Kugel mit einem Kugeldurchmesser von 6,25 cm. Die Stirnzeit der Stoßwelle ist nicht angegeben (wahrscheinlich einigemale  $10^{-7}$  sec), die Halbwertzeit betrug  $5 \mu\text{sec}$ .

Die Durchschlagspannung ist bis ungefähr  $d = 2$  cm von der Polarität der Stoßwelle unabhängig. Bei  $2 < d < 8$  cm liegt die Durchschlagspannung bei *negativer Polarität der ungeerdeten Kugel*, also der Elektrode *höherer Feldstärke*, tiefer. Bei einem Elektrodenabstand von ungefähr 8,5 cm erfährt der Sinn der Polaritätsabhängigkeit eine Umkehrung so, daß bei jedem Elektrodenabstand  $d > 8,5$  cm die *positive* Polarität der ungeerdeten Elektrode (der Elektrode höherer Feldstärke) die *niedrigere* Durchschlagspannung liefert.

Die Ergebnisse der ergänzend geschilderten beiden Aufsätze sind in völliger Übereinstimmung mit den Messungen von MARX und UHLMANN. Wir machen jedoch darauf aufmerksam, daß in den Begriffsbestimmungen im Zusammenhang mit der Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagsspannung statt der Krümmungsverhältnisse der Elektroden eher das Verhältnis der maximalen Feldstärken einzusetzen ist.

Der Polaritätseffekt, der in stark inhomogenen Feldern in Erscheinung tritt, wird von MARX folgendermaßen erklärt [5]:

Vor der Elektrode mit hoher Feldstärke tritt eine wirksame Ionisation und mit ihr ein lokaler Niederbruch ein. Hat diese Elektrode eine *positive Polarität*, dann wandern die freien Elektronen rasch zur Anode die sie aufnimmt. (Beweglichkeit der Größenordnung  $100 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \left/ \frac{\text{V}}{\text{cm}} \right.$ ). Die positiven

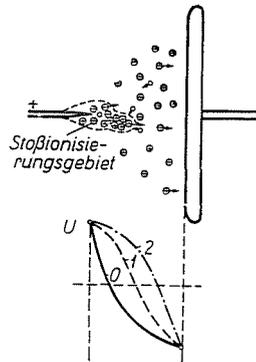


Abb. 12. Entwicklung des Durchschlages in der Anordnung +Spitze/—Ebene nach MARX [5]

Ionen wandern zufolge ihrer um rund zwei Zehnerpotenzen kleineren Beweglichkeit langsam zur Kathode, und da die Feldstärke vor der Anode rasch abnimmt, bilden sie eine positive Raumladung (Abb. 12). Damit wird aber die ursprüngliche Feldstärkenverteilung verändert, da das Potentialgefälle vor der Spitze abnimmt, und die hohen Feldstärken nach dem Inneren des Elektrodenzwischenraumes verschoben werden. In Abb. 12 zeigt die Kurve »0« die ungestörte Potentialverteilung des statischen Feldes, während die Kurven »1« und »2« die Wirkung der positiven Raumladung veranschaulichen.

Nach den Vorstellungen von MARX führt die Ausbildung der positiven Raumladung dazu, daß die Elektronen, die im Elektrodenzwischenraum entstehen und die bei der ursprünglichen Feldverteilung nur in der Nähe der Spitze ionisieren könnten, im veränderten Feld schon weit vor der Spitze die Ionisierungsenergie erreichen. Damit dringt jedoch die positive Raumladung weiter vor und nähert sich mehr und mehr der Kathode, bis schließlich der Durchschlag erfolgt. In der Konzeption von MARX hat daher der Vorgang

wegen seiner grundlegenden Eigenschaften die Neigung, sich im Raum vorzuschieben, und das eben sei der Grund dafür, weshalb die Anordnung +Spitze/—Ebene eine verhältnismäßig niedrige Durchschlagspannung aufweise.

Wenn die Elektrode mit der hohen Feldstärke die Kathode ist, stellt sich MARX die Ausbildung des Durchschlages folgendermaßen vor (Abb. 13).

Vor der Kathode mit hoher Feldstärke beginnt ein lokaler Niederbruch: Es entstehen freie Elektronen und positive Ionen. Die Elektronen entfernen sich von der Spitze und wandern in einem immer schwächer werdenden Feld zur entfernten Anode. Die positiven Ionen wandern umgekehrt zur Kathode, und da ihre Beweglichkeit gering ist, entsteht vor der Kathodenspitze eine positive Raumladung. Diese Raumladung vergrößert die Feldstärke im Raum-

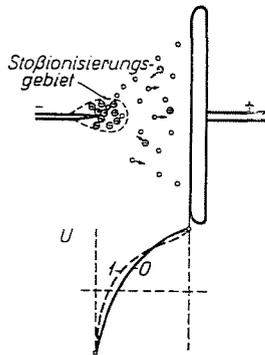


Abb. 13. Entwicklung des Durchschlages in der Anordnung —Spitze/+Ebene nach MARX [5]

abschnitt zwischen Kathode und positiver Ladungsmenge und verringert sie in den übrigen Abschnitten des Elektrodenzwischenraumes, da das Feldstärkenintegral unverändert bleiben muß. Die Potentialverteilung wird also in der in Abb. 13 dargestellten Weise verzerrt.

Das führt nach MARX dazu, daß die begonnene Entladung *sich selbst beschränkt und keine Neigung zur räumlichen Weiterbeförderung des Ionisationsherdes zeigt*. Seiner Meinung nach ist das der Grund der höheren Durchschlagspannung in der Anordnung —Spitze/+Ebene.

Dem Gedankengang von MARX muß gleich hinzugefügt werden, daß er die negative Raumladung, die sich im Elektrodenzwischenraum ausbildet, ausdrücklich als belanglos erklärt und vernachlässigt.

Die MARXsche Auffassung von der Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung gibt eine greifbare Erklärung für die Erscheinungen, die im stark inhomogenen Feld am meisten auffallen. In den eigenen Messungen von MARX gibt es jedoch eine Tendenz, für die die oben angeführten Vorstellungen keine Rechtfertigung geben können, u. zw. die, daß das Maß der Polaritäts-

abhängigkeit — also die Differenz der in kV ausgedrückten Durchschlagspannungen der Anordnungen +Spitze/—Ebene und —Spitze/+Ebene — umso kleiner ist, je kürzer der Spannungsimpuls ist. Auf diese Erscheinung macht auch MARX aufmerksam ohne sich jedoch mit ihr weiter zu befassen. Diese Erscheinung ist aber sehr beachtenswert und steht im Gegensatz zu jener Vorstellung von MARX, derzufolge *der Polaritätseffekt ausschließlich dem Vorhandensein der positiven Raumladung zuzuschreiben ist.*

Es darf nämlich nicht übersehen werden, daß sich zum Zustandekommen eines Durchschlags eine gewisse Zahl von Ionisierungsakten abspielen muß. Bei kürzeren Spannungsimpulsen ist die Durchschlagspannung im allgemeinen eben deshalb höher, weil der Ablauf der nötigen Zahl von Ionisierungsakten in einer kürzeren Zeit eine größere Feldstärke benötigt und vice versa.

Die Verkürzung des Spannungsimpulses *beeinflusst daher die Größe der positiven Raumladung im wesentlichen nicht und dürfte somit auch das Maß der Polaritätsabhängigkeit nicht beeinflussen.*

Hier müssen wir neuerlich auf die Polaritätsabhängigkeit im *leicht inhomogenen Feld* zurückkehren, derzufolge die Durchschlagspannung bei negativer Polarität der Elektrode *höherer Feldstärke die kleinere* ist.

UHLMANN schrieb über seine Messungen, die er bei konzentrischer Zylinderanordnung durchführte, und zwar über das Gebiet der Innenhalbmesser, bei denen die *negative* Polarität des *inneren* Zylinders die *kleinere* Durchschlagspannung bewirkte (also über das Gebiet gemäß Abb. 5, wo  $2,5 > r > 0,6$  cm), wie folgt: »Es ist aber auffallend, daß auch bei wenig unsymmetrischer Anordnung, also bei großen Innenzylindern ein Polaritätseffekt vorhanden ist, zumal die Durchschlagspannungen nur wenig über der Anfangsspannung liegen...« UHLMANN behauptet also, daß z. B. bei  $R = 5$  cm und  $2,5 > r > 0,6$  cm die Anfangs- und Durchschlagspannungen nicht vollkommen identisch waren. Welche Art von Vorentladungen UHLMANN vor dem Durchschlag beobachtet haben konnte, ist heute schwer zu rekonstruieren, da bei den als Beispiel angegebenen Elektrodenhalbmessern, insbesondere bei den Innenhalbmessern über 2 cm das Feld leicht inhomogen sein müßte, d. h. die Anfangs- und Durchschlagspannungen identisch sein müßten.

Das Feld der UHLMANNschen Zylinderanordnung (im angegebenen Halbmessergebiet) und ähnliche Felder nannten wir im obigen immer leicht inhomogen *umsomehr*, als die Versuche von McMILLAN und STARR klar bewiesen haben, daß die fragliche Art der Polaritätsabhängigkeit in leicht inhomogenen Feldern vorkommt.

MARX hielt sich anscheinend an den ursprünglichen Text und formulierte deshalb den unter b) angeführten zweiten Satz so, daß die Durchschlagspannung bei *negativer* Polarität der *stärker gekrümmten* Elektrode niedriger liege, wenn die Anfangsspannung einer Anordnung annähernd gleich der Durchschlagspannung ist.

Diese Fassung ermöglichte es allerdings, für den Polaritätseffekt eine einfache Erklärung zu geben. MARX stellte nämlich fest, daß die Anfangsspannung infolge der vor der negativen Spitze sich ausbildenden Feldstärkenerhöhung im allgemeinen bei der *negativen* Polarität der *stärker gekrümmten* Elektrode die *kleinere* ist. Da aber in den betrachteten Feldern die Durchschlagsspannung in der Nähe der Anfangsspannung liegt, findet es MARX als begreiflich, daß die Durchschlagsspannung in dieser Polaritätsanordnung die *niedrigere* ist.

Diese Erklärung vermag jedoch keineswegs zu befriedigen, insbesondere wenn die Frage gestellt wird, warum in den tatsächlich leicht inhomogenen

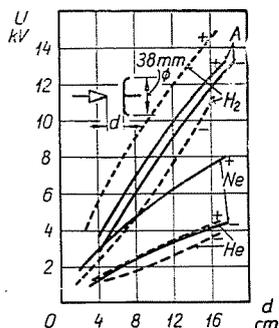


Abb. 14. Durchschlagsspannungen zwischen Nadel und Ebene nach MIYAMOTO [10, 18]

Feldern, in denen die Anfangsspannung tatsächlich mit der Durchschlagsspannung zusammenfällt, die *negative* Polarität der *stärker gekrümmten* Elektrode die *niedrigere* Durchschlagsspannung ergibt, im geraden Gegensatz zu den stark inhomogenen Feldern, obwohl der *vorausgesetzte Mechanismus in stark inhomogenen und leicht inhomogenen Feldern notwendiger Weise derselbe* ist.

Die Zweifel, die hinsichtlich des physikalischen Hintergrundes des Polaritätseffektes der Richtigkeit der MARXschen Vorstellungen entgegengehalten wurden, werden durch einige weitere Ergebnisse noch verstärkt.

Eine 1937 veröffentlichte Arbeit von MIYAMOTO [10] zeigt, daß in Wasserstoff, Helium, Neon und Argon, also in den Gasen ohne Neigung zur Elektronenabsorption, sowie in dem stark elektronegativen Sauerstoff und Chlor *der Sinn der Polaritätsabhängigkeit* (bei gleicher Elektrodenanordnung und gleichen Elektrodenabständen!) *entgegengesetzt* ist.

Nach den Abbildungen 14 und 15 zeigt die Durchschlagsspannung in den Gasen, die *keine* Neigung zur Elektronenabsorption zeigen bei *negativer* Polarität, in den *stark elektronegativen* Gasen hingegen bei *positiver* Polarität der Elektrode *höherer Feldstärke* die *tiefere* Werte.

Der Stickstoff nimmt als einigermaßen Edelgaseigenschaften aufweisendes Element eine interessante Zwischenstellung ein. Bei Elektrodenabständen  $d > 7$  mm ähnelt er den elektronegativen Gasen, bei  $d < 7$  mm zeigt er ähnliche Eigenschaften wie die Edelgase.

Hier müssen wir uns unbedingt auf die Veröffentlichungen von WEISSLER und von MILLER und LOEB berufen [11, 12].

WEISSLER hat in der Anordnung Spitze/Ebene in  $N_2$  mit  $d = 3,1$  cm Elektrodenabstand bei positiver Spitze 20 kV und bei negativer Spitze 14 kV

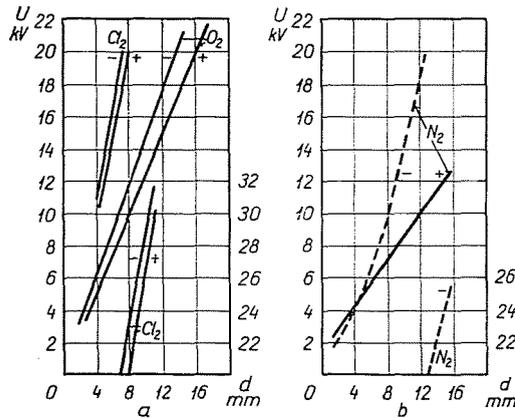


Abb. 15. Durchschlagspannungen zwischen Nadel und Ebene nach MIYAMOTO [10, 18]

Durchschlagspannung gemessen. Die Polaritätsabhängigkeit hat also denselben Sinn wie bei MIYAMOTO.

MILLER und LOEB konnten bei einer zylindrischen Anordnung mit  $r = 0,075$  mm und  $R = 14,25$  mm Elektrodenhalbmessern in höchstgereinigtem  $N_2$  nicht nur feststellen, daß die Anfangsspannung bei der Polaritätsanordnung *Innenkathode-Außenanode tiefer liegt*, sondern vermochten darüber hinaus die wichtige Beobachtung zu machen, daß die *Anfangsspannung* in dieser Anordnung *trotz der stark inhomogenen Gestaltung des Feldes mit der Durchschlagspannung identisch war*.

Demzufolge sowie auf Grund der zusammenfassenden Arbeit von LOEB [13] muß der Gedankengang von MARX modifiziert werden.

Auf Grund der geschilderten neueren Versuche ist die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung in atmosphärischer Luft auf folgende physikalische Ursachen zurückzuführen.

In atmosphärischer Luft erfolgt der Durchschlag nach dem Kanalmechanismus. Die Kanalentladung entsteht vor der *Anode hoher Feldstärke* in der Weise, daß die Elektronen, die durch äußere Ionisierungskräfte im Elektro-

denzzwischenraum freigemacht werden und dort rasch  $O^-$  oder  $O_2^-$  Ione bilden, gegen die Anodenspitze zu wandern beginnen. Bei einer Feldstärke von  $\approx 68 \text{ kV/cm}$   $\left( E/p = 90 \frac{\text{V}}{\text{Torr} \cdot \text{cm}} \right)$  zerfällt das negative Ion und das Elektron wird wieder frei. Damit beginnt die Stoßionisation in deren Verlauf die Elektronenlavine in eine Kanalentladung übergehen kann. Das Umschlagen in die Kanalentladung wird dadurch erschwert, daß die durch die vorangehenden Lavinen zurückgelassene positive Raumladung die hohe Feldstärke vor der Spitze schwächt. Kann sich aber ein Kanal ausbilden und erreicht dieser die Anode, dringt das Anodenpotential in den Elektrodenzwischenraum ein. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis der Kanal die Kathode erreicht.

Grundlegend wichtig ist es, daß bei diesem Prozeß *nur eine Art von Raumladung*, und zwar eine *positive Raumladung auftritt*.

Grundsätzlich anders liegen die Verhältnisse bei umgekehrter Polaritätsanordnung, d. h. bei negativer Spitze. Das freie Elektron muß in unmittelbarer Nähe der Spitze entstehen, damit es den Multiplikationsbereich hoher Feldstärken durchqueren kann. Steht ein solches Elektron zur Verfügung, so startet eine von der Spitze sich entfernende Lavine. Zufolge der abnehmenden Feldstärken verstirbt jedoch die Lavine, und die weiterschreitenden Elektronen wandeln sich durch Absorption — hauptsächlich durch dissoziative Absorption — in negative Ionen um. Ihre Bewegung wird damit verzögert und die Ionen bilden im Bereich minderer Feldstärken eine ausgedehnte negative Raumladung.

Die durch die Lavine zurückgelassene positive Ionenwolke erhöht die Feldstärke zwischen sich selbst und der Kathodenspitze beträchtlich, u. zw. so, daß das Energiegleichgewicht der Elektronen umgeworfen wird. Da aber das betrachtete Feld stark inhomogen ist, führt dies dazu, daß die Vermehrung der Ladungsträger ein weit größeres Ausmaß annimmt, als es mit den im homogenen Feld gemessenen  $\alpha$  Werten und mit Hilfe des Townsend-Integrals berechnet werden kann (Morton—Johnson Effekt) [14, 15, 16, 13]. Der Ionisationsvorgang vor der Kathode *verstärkt sich also von selbst, was selbst dann zum Aufbau einer Kanalentladung führt, wenn die ursprüngliche, rein geometrische Feldstärke hiezu nicht genügte*. Der Kanal schiebt das Kathodenpotential in den Elektrodenzwischenraum vor, *und wenn nicht irgendeine beschränkende Wirkung auftritt, mündet dieser autokatalytische Vorgang stürmisch in den vollen Durchschlag*.

*Die beschränkende Wirkung liefert die negative Raumladung*, die wegen der Feldstärkenverteilung viel größer anwächst, als die positive Raumladung *und die Feldstärke vor der negativen Spitze recht wirksam schwächt*.

Das ist der Grund dafür, daß in Luft, die zufolge des Vorhandenseins von Sauerstoff stark elektronegativ ist, die Anordnung — Spitze/+Ebene die höhere Durchschlagsspannung ergibt.

*Kann sich eine negative Raumladung überhaupt nicht ausbilden, wie z. B. bei dem erwähnten Versuch von MILLER und LOEB in höchst reinem N<sub>2</sub>, dann erfolgt auch der Durchschlag sofort nach Erreichen der Anfangsspannung.*

Erfolgt zwar *keine negative Ionenbildung*, ist jedoch der Elektrodenabstand *genügend groß* und zeigt das Feld *genügend ausgedehnte Gebiete niedriger Feldstärke* so, daß sich auch aus *freien Elektronen eine genügend große negative Raumladung anhäufen kann*, dann fällt die Anfangs- und Durchschlagsspannung *nicht mehr zusammen*, jedoch ist letztere mit *negativer Spitze* noch immer *kleiner* als die mit positiver Spitze.

Dasselbe gilt für den Fall, wenn das Gas selbst keine Neigung zur negativen Ionenbildung aufweist, wenn aber elektronegative Verunreinigung vorhanden ist.

Dies erklärt die Versuchsergebnisse von WEISSLER und von MIYAMOTO.

Die zeitgemäße Anschauung gibt also eine von mehreren Seiten unterstützte Erklärung für die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagsspannung in stark inhomogenen Feldern.

Wenden wir uns jetzt dem Polaritätseffekt in leicht inhomogenen Feldern zu, der in Luft im Vergleich zu dem in stark inhomogenen Feldern auftretenden einen entgegengesetzten Sinn hat.

Die soeben geschilderten Ausführungen liefern auf einen Schlag die Erklärung auch für den Polaritätseffekt, der in Luft, in leicht inhomogenen Feldern auftritt. In einem leicht inhomogenen Feld *kann sich nämlich eben wegen der Feldstärkenverteilung keine genügend große negative Raumladung anhäufen*, die den vor der negativen Spitze beginnenden und sich selbst verstärkenden Vorgang unterdrücken könnte.

Unabhängig davon also, ob der Fall eines großen Elektrodenabstandes bei schwacher Elektrodenkrümmung (MCMILLAN und STARR) oder der Fall einer starken Elektrodenkrümmung bei kleinem Elektrodenabstand vorliegt (STRIGEL), wird die Durchschlagsspannung, *sooft das Feld die Anhäufung einer genügend großen negativen Raumladung nicht ermöglicht, bei negativer Polarität der Elektrode höherer Feldstärke kleinere Werte annehmen.*

Die Tatsache, daß die Verkürzung des Spannungsimpulses zur Verringerung des Ausmaßes der Polaritätsabhängigkeit führt, könnte am einfachsten dadurch erklärt werden, daß zur Anhäufung der negativen Raumladung eine gewisse Zeit nötig ist, daß also die negative Raumladung umso kleiner ist, je kürzer der Impuls ist.

Trotzdem die ursprünglichen Messungen von MARX diese Erklärung entschieden unterstützen, muß sie mit Vorsicht behandelt werden. Die Erfahrungen, die beim Aufschluß des Mechanismus der Trichelschen Impulse gemacht wurden zeigen nämlich, daß sich vor der Kathode hoher Feldstärke schon während einer Zeit von einigemale  $10^{-8}$  sec. eine bedeutende negative Raum-

ladung ausbilden kann. Aus diesem Grunde sind zur sicheren Deutung der betrachteten Erscheinung noch weitere Versuchsergebnisse nötig.

Absichtlich wurde von dem unter c) angeführten Satz von MARX bisher geschwiegen, demzufolge bei gegebenem Elektrodenabstand die Durchschlagsspannung von der Krümmung der *positiven* Elektrode *stark*, von der Krümmung der *negativen* Elektrode aber nur *wenig* abhängt.

Darüber, was hier die Ausdrücke »stark« und »wenig« bedeuten, sind nur wenige Angaben zu finden. Die kürzlich abgeschlossenen Untersuchungen des Verfassers [17] führten zu dem Ergebnis, daß bei Veränderung der Elektrodenform, bei Vergrößerung oder Verkleinerung der Krümmung bzw. der maximalen Oberflächenfeldstärke, eine Veränderung, die auf der *positiven* Elektrode durchgeführt eine Veränderung der Durchschlagsspannung im Verhältnis von 1 : 2 oder sogar 1 : 3 verursacht, auf der *negativen* Elektrode durchgeführt die Durchschlagsspannung *unbeeinflusst läßt* und dies selbst dann, wenn gleichzeitig mit der Veränderung der Elektrodenform *auch der Elektrodenabstand um 20 bis 30% verkürzt wird*.

Die zeitgemäße Deutung des Polaritätseffektes gibt auch hierfür eine naheliegende Erklärung.

Geht nämlich der Durchschlag von der Anode aus, dann hängt seine Entwicklung in hohem Maße von der Feldstärke in der nächsten Nähe der Anode ab. *Ist diese günstig*, und beginnt sich der Kanal zu entwickeln, dann sorgt die Kanalentladung selbst dafür, daß die hohen Feldstärken ins Innere des Elektrodenzwischenraumes vorgeschoben werden. Somit wird es klar, daß der von der Anode ausgehende Durchschlag empfindlich auf die Veränderung der Feldstärke in ihrer unmittelbaren Nähe reagiert.

Demgegenüber wird das Vordringen einer von der Kathode ausgehenden Kanalentladung *nicht durch das Fehlen einer entsprechend hohen (geometrischen) Feldstärke verhindert*, zumal die nötige Feldstärke — wie gezeigt wurde — von der angehenden Entladung *selbst erzeugt wird*. Der Aufbau eines Durchbruchkanals *wird hauptsächlich durch die negative Raumladung verhindert, die sich im Bereich der niedrigen Feldstärken ausbildet*. Auf diese Weise wird es begreiflich, daß der von der Kathode ausgehende Durchschlag nur in geringem Maße auf die in unmittelbarer Nähe der Kathode durchgeführten Änderung der Feldstärke reagiert.

## II

Es kann also zusammenfassend festgehalten werden, daß die MARXschen Feststellungen über die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagsspannung auch heute vollständig stichhältig sind, die hinzugefügten Erklärungen jedoch einer Abänderung bedürfen.

Daß diese Abänderung heute aktuell ist überrascht eigentlich, da McMILLAN und STARR [9] ohne daß sie im Besitz der unsererseits verwendeten

neueren Ergebnisse gewesen wären, in Verbindung mit der Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung von asymmetrischen Kugelfunkenstrecken schon im Jahre 1931 im wesentlichen einen richtigen Standpunkt vertreten haben. Da jedoch in den neueren Werken über Hochspannungstechnik [1—4] und in den namhaften Monographien über den elektrischen Durchschlag von Gasen [18, 19] teils die Vorstellungen von MARX aus dem Jahre 1930 teils andere, jedoch unvollständige Erklärungen zu finden sind, hielt es der Verfasser — mit der ausdrücklichen Hinzufügung, daß er bloß eine Aneinanderreihung bekannter Tatsachen durchgeführt hat — für nützlich, eine zeitgemäße Deutung des Polaritätseffektes zu versuchen.

### Zusammenfassung

Die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung zeigt sich in asymmetrisch-inhomogenen Feldern. Die Gesetzmäßigkeiten des Polaritätseffektes wurden von E. Marx 1930 zusammengefaßt. Seine diesbezüglichen Feststellungen sind auch heute völlig stichhältig. Das Bild jedoch, welches Marx von dem Mechanismus des Polaritätseffektes aufgezeichnet hat, bedarf auf Grund der seither gewonnenen physikalischen Erkenntnisse einer wesentlichen Änderung, und dies umso mehr, als sich die Polaritätsabhängigkeit der Durchschlagspannung, die in leicht inhomogenen Feldern (in Luft) auftritt, und einen entgegengesetzten Sinn hat als in stark inhomogenen Feldern, nicht in die Marxsche Vorstellung einfügen läßt. Werden die älteren Versuche von Marx, Uhlman, Strigel, McMillan, Starr und Miyamoto mit den neueren Ergebnissen von Miller, Loeb, Weissler, Morton und Johnson verglichen, dann läßt sich ein Mechanismus des Polaritätseffektes aufbauen, der eine zusammenfassende Deutung des Polaritätseffektes und der damit verknüpften Erscheinungen liefert.

### Literaturverzeichnis

1. VEREBÉLY, L.: Villamos erőátvitel. I., Tankönyvkiadó, Budapest 1953.
2. STRIGEL, R.: Elektrische Stoßfestigkeit. Springer Verlag, Berlin 1955.
3. ROTH, A.: Hochspannungstechnik. Springer Verlag, Wien 1959.
4. LESCH, G.—BAUMANN, E.: Lehrbuch der Hochspannungstechnik. Springer Verlag, Berlin 1959.
5. MARX, E.: Arch. f. Elektrotechnik **24**, 61 (1930).
6. MARX, E.: Arch. f. Elektrotechnik **20**, 589 (1928).
7. UHLMANN, E.: Arch. f. Elektrotechnik **23**, 323 (1929).
8. STRIGEL, R.: Arch. f. Elektrotechnik **27**, 377 (1933).
9. McMILLAN, F. O.—STARR, E. C.: Trans. AIEE **50**, 23 (1931).
10. MIYAMOTO, Y.: Arch. f. Elektrotechnik **31**, 371 (1937).
11. WEISSLER, G. L.: Phys. Rev. **63**, 96 (1943).
12. MILLER, C. G.—LOEB, L. B.: J. Appl. Phys. **22**, 614 (1951).
13. LOEB, L. B.: Phys. Rev. **76**, 255 (1949).
14. MORTON, P. L.: Phys. Rev. **70**, 358 (1946).
15. JOHNSON, G. W.: Phys. Rev. **73**, 284 (1948).
16. LOEB, L. B.: Phys. Rev. **71**, 712 (1947).
17. CSERNÁTONY-HOFFER, A.: Eine Gesetzmäßigkeit des Polaritätseffektes in der Durchschlagspannung von atmosphärischer Luft (erscheint demnächst).
18. GÄNGER, B.: Der elektrische Durchschlag von Gasen. Springer Verlag, Berlin 1953.
19. MEEK, J. M.—CRAGGS, J. D.: Electric Breakdown of Gases. Clarendon Press, Oxford 1953.

A. CSERNÁTONY-HOFFER, Budapest, XI. Egry József u. 18., Ungarn.