Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 14 (1923)

Heft: 12

Artikel: Ueber den gesetzmässigen Zusammenhang zwischen der Glimmspannung in Luft und der Verteilung des elektrischen Feldes bei beliebig geformten Elektroden

Autor: Dreyfuss, Ludwig

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1060403

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 01.10.2025

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

verteilt sich ziemlich gleichmässig auf die verschiedenen Länder Europas. In neuester Zeit hat der Gleichrichter aber auch in verschiedenen Ueberseeländern Eingang gefunden. Von diesen letztern sind besonders erwähnenswert, die Vereinigten Staaten von Nordamerika (Ford Motor Co. Detroit), Japan (Tokio Dento, Kyoto Dento und Tokio Municipality) und Australien (New South Wales Government Railway). In Fig. 19, 20 und 21 sind einige der neueren Ausführungen im Bilde wiedergegeben.

Für heute muss ich es in Anbetracht der vorgerückten Zeit bei dieser etwas gedrängten Beschreibung des Gleichrichters bewenden lassen. Ich bin jedoch gerne bereit, bei einer andern Gelegenheit auf die mit den Gleichrichtern erzielten überaus interessanten Betriebsresultate etwas näher einzugehen.

Ueber den gesetzmässigen Zusammenhang zwischen der Glimmspannung in Luft und der Verteilung des elektrischen Feldes bei beliebig geformten Elektroden.

Dr. ing. *Ludwig Dreyfuss,* Västerâs.

(Mitteilung aus dem Hauptlaboratorium der A. S. E. A., Västerâs, Schweden.)

Der Autor zeigt, unter Verwertung experimenteller und theoretischer Untersuchungen, dass der Spannungsgradient an der Elektrodenoberfläche für verschiedene Elektrodenformen in Luft als Dielektrikum sich als Funktion der durch Glimmlicht charakterisierten Ionisierungszone darstellen lässt und gibt diese Beziehung graphisch an.

L'auteur démontre à l'aide d'expériences et de considérations théoriques que, dans un champ électrostatique situé dans l'air, la chute de potentiel par unité de longueur le long des lignes de force peut être représentée, quelle que soit la forme des électrodes, en fonction uniquement de l'épaisseur de la couche lumineuse. Il donne la courbe en question.

Ziel und Resultat der Untersuchung.

Die bisherige technische Literatur pflegte die Feldkonzentration durch die maximale Feldstärke an der Elektrodenoberfläche zu beschreiben. Wir können uns jedoch diesem Gebrauch nicht anschliessen. Denn zwischen der Glimmspannung, die unter sonst gleichen Verhältnissen zu einer scharfen und einer schwach abgerundeten Kante gehört, besteht nur ein geringer Unterschied, während die Theorie für die Feldstärke im ersten Falle einen unendlichen, im zweiten Falle einen endlichen Wert liefert.

Wir werden daher zu der Annahme gedrängt, dass in jedem Falle die normale Durchschlagsfestigkeit F_n des Dielektrikums – gemessen in einem homogenen Feld mit grosser Durchschlagsweite – in einem endlichen Bereich, oder sagen wir gleich innerhalb eines gewissen Abstandes x_0 von dem am höchsten beanspruchten Punkte der Elektrode überschritten werden müsse, ehe das erste Glimmen einsetzen kann. Wir wollen diesen Bereich x_0 als *„Ionisierungszone"* bezeichnen. Für die Feldkonzentration ist dann der Spannungsabfall ΔV in der Ionisierungszone, oder – wie wir sagen wollen – die *„Oberflächenspannung"* massgebend. Ueberschreitet die Oberflächenspannung einen gewissen kritischen Wert, so tritt Glimmlicht auf.

Wir können nun die Feldverteilung für eine grosse Zahl von Elektrodenformen, insbesondere für viele kantige Elektroden berechnen und die zugehörigen Ueberschlagsspannungen V experimentell bestimmen. Aus dem Vergleich zwischen Theorie und Experiment ergibt sich dann, dass zu jeder Elektrode eine ganz bestimmte Ionisierungszone x_0 gehört, die nur von der Festigkeit F_n des Dielektrikums, aber nicht vom Durchschlagswege abhängt. Wir können ferner aus x_0 und V die Oberflächenspannung ΔV berechnen und auch diese Grösse ist unabhängig vom Durchschlagswege und stellt wie x_0 eine für eine bestimmte Elektrode charakteristische Grösse dar.

Wenn nun nicht hinreichend zahlreiche Experimente vorlägen, so könnten wir uns zwei völlig verschiedene Möglichkeiten vorstellen:

Die erste Möglichkeit ist die, dass zwischen x_0 und ΔV kein innerer Zusammenhang besteht, dass also zu jeder Elektrode eine ganz bestimmte Oberflächenspannung ΔV und Ionisierungszone x_0 gehört, dass aber zwei Elektroden, die in x_0 übereinstimmen, gleichwohl in ΔV differieren könnten. Ist dies der Fall, so herrscht die denkbar grösste Mannigfaltigkeit, die für jede neue Elektrode ein neues Experiment notwendig machen würde.

Die zweite Möglichkeit ist die, dass zu jeder Ionisierungszone eine ganz bestimmte Oberflächenspannung gehört, so dass zwei verschiedene Elektroden dieselbe Oberflächenspannung besitzen können, sofern sie nur in x_0 übereinstimmen. In diesem Fall würde es genügen, eine gewisse Zahl von Elektroden mit verschiedener Ionisierungszone zu untersuchen und so die Kurve $\Delta V = f(x_0)$ ein für allemal experimentell zu bestimmen.

Ein Spezialfall dieser zweiten Möglichkeit wäre der, dass sich die Oberflächenspannung als unabhängig von der Ionisierungszone herausstellt, so dass alle beliebigen Elektrodenformen diesbelbe Oberflächenspannung besässen.

Die vorliegende Arbeit versucht die Frage zunächst für ein Dielektrikum zu lösen, dessen Durchschlagsfestigkeit F_n wir genau kennen, das ist für *Luft*.

Im ersten Teil der Arbeit werden die experimentellen Unterlagen aufgeführt, die bereits zur Benützung vorliegen. Es sind dies zwei Versuchsreihen, die von verschiedenen Autoren wiederholt aufgenommen wurden: Die erste beschäftigt sich mit der Durchschlagsfestigkeit der Luft zwischen zwei Platten bei kleiner Durchschlagsweite. Die zweite bestimmt die scheinbare Festigkeit der Luft an der Oberfläche zylindrischer Leiter. Eine dritte Versuchsreihe, die erst kürzlich im Laboratorium der A.S.E.A. aufgenommen wurde, untersucht das Glimmen an scharfkantigen Elektroden mit verschiedenen Kantenwinkeln.

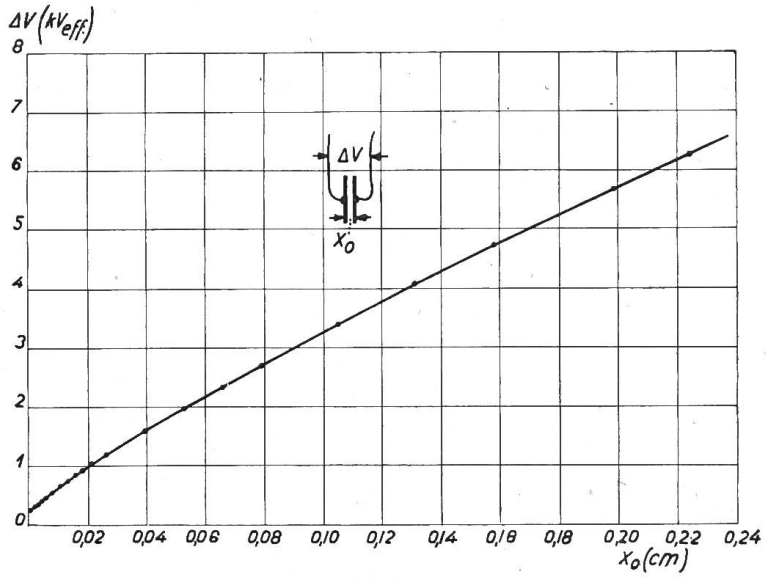

Fig. 1

Festigkeit der Luft in dünnen Schichten zwischen parallelen Platten (25° C, 760 mm).

Im zweiten Teil der Arbeit werden zu allen drei Versuchsreihen die Ionisierungszonen x_0 und die Oberflächenspannungen ΔV berechnet und die Kurve $\Delta V = f(x_0)$ aufgetragen.

Es ergibt sich dabei das wichtige Resultat, dass alle drei Versuchsreihen durch eine einzige Kurve $\Delta V = f(x_0)$ dargestellt werden können. Die aufgeworfene Frage wird daher in dem Sinne entschieden, dass die Oberflächenspannung ausschliesslich oder wenigstens in allererster Linie eine Funktion der Ionisierungszone x_0 und nicht der Elektrodenform zu sein scheint. Dadurch wird es möglich, die Glimmgrenze für beliebige Elektrodenformen vorauszuberechnen, sobald nur die Feldverteilung in der Nähe des am höchsten beanspruchten Punktes, also innerhalb der Ionisierungszone, berechnet werden kann.

Experimentelle Unterlagen.

1. Die Festigkeit der Luft in dünnen Schichten zwischen Platten.

Wir werden im zweiten Teil der Arbeit sehen, dass die Ionisierungszone x_0 meistens nach Bruchteilen von Millimeter misst. Es ist deshalb interessant, die Festig-

keit der Luft in dünnen Schichten zu kennen. Hierüber sind Versuche von verschiedenen Autoren ausgeführt worden. Die in Tabelle I und Fig. 1 aufgeführten Werte sind einer Arbeit von Shanklin und Matson[1]) entnommen. Sie sind Durchschnittswerte aus verschiedenen Versuchsreihen und geben die Durchschlagsspannung ΔV der Luftschicht bei 25° C und 760 mm Druck als Funktion des Plattenabstandes x_0 an.

Für anderen Luftdruck und andere Temperatur ist Pachens Gesetz anzuwenden, wonach zu einer bestimmten Menge Luft pro cm² Elektrodenoberfläche eine konstante Glimmspannung gehört. Bezeichnet man also mit p den Luftdruck in Millimeter Quecksilber, mit t die Lufttemperatur, mit $p_{25} = p \frac{273+25}{273+t}$ den „äquivalenten Luftdruck" bezogen auf 25° C, so behauptet Pachens Gesetz, dass zu $p_{25}\, x_0 =$ konstant auch eine konstante Glimmspannung ΔV gehöre. Mit Rücksicht hierauf werden in Tabelle I und Fig. 2 die Glimmspannungen auch als Funktion des charakteristischen Produktes $p_{25}\, x_0$ aufgetragen.

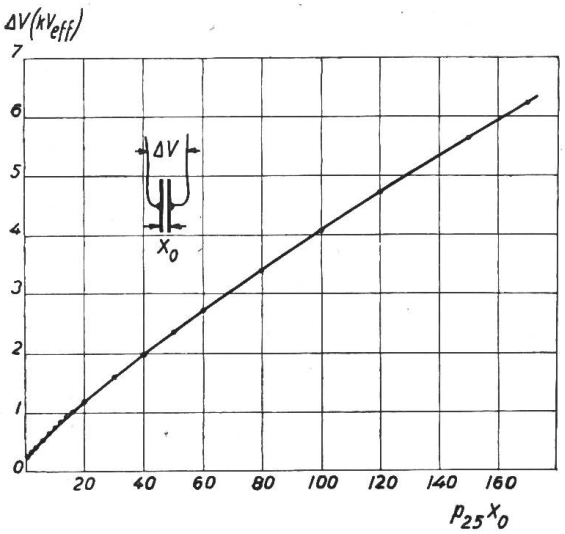

Fig. 2

Festigkeit der Luft in dünnen Schichten zwischen parallelen Platten.

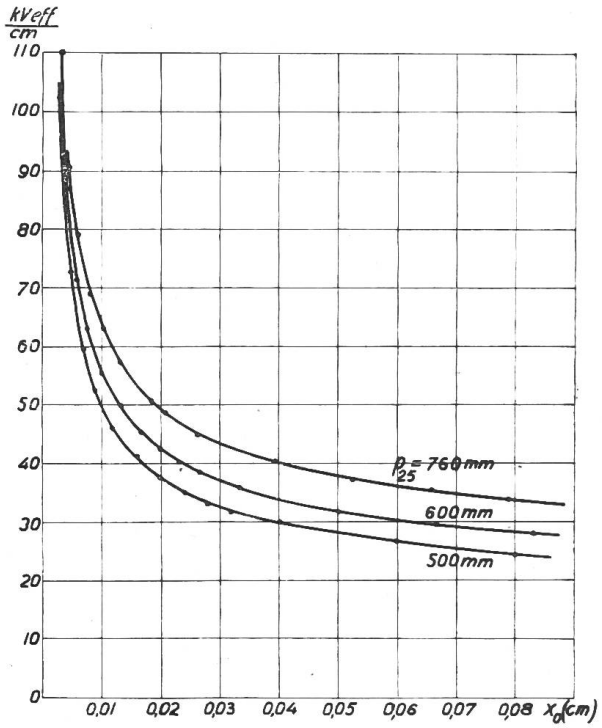

Fig. 3

Festigkeit der Luft in dünnen Schichten zwischen parallelen Platten.

Man kann hieraus auch die kritische Feldstärke $F_0 = \frac{\Delta V}{x_0}$ für verschiedene konstante Luftdrucke p_{25} ableiten und erhält dann die Kurvenscharen der Fig. 3, welche zeigen, wie viel die Festigkeit der Luft in dünnen Schichten die normale Luftfestigkeit ($F_n = 21$ kV/cm) überschreitet.

2. *Die Festigkeit der Luft an der Oberfläche zylindrischer Leiter.*

Wohl jedes Lehrbuch der Hochspannungstechnik enthält Kurven, welche die Luftfestigkeit an der Oberfläche zylindrischer Leiter (oder Nichtleiter) als Funktion des Zylinderradius angeben. Es ist bekannt, dass diese Festigkeitsziffer mit der Abnahme des Zylinderradius stark zunimmt, um bei sehr kleinen Radien ausserordentlich hohe Werte zu erreichen. Ich gebe in den Tabellen II und III und Fig. 4 die Kurven nach Peek[2]) und Petersen[3]) wieder. Peeks Kurve liegt etwas tiefer als die von Petersen angegebene.

[1]) Proc. of the A.I.E.E., 1919, Band 38, Heft 2.
[2]) Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering, 1915, Seite 49.
[3]) Hochspannungstechnik, 1911, Seite 43.

3. Die Festigkeit der Luft an scharfkantigen Elektroden.

Ein scheinbar ganz neues Gebiet betreten wir mit den folgenden Messungen, die im Hauptlaboratorium der A.S.E.A. zu Västerâs durchgeführt wurden: Die

Festigkeit der Luft zwischen parallelen Platten (25° C, 760 mm). Tabelle I

$p_{25} \cdot x_0$	x_0 cm	ΔV kV_{eff}	$p_{25} \cdot x_0$	x_0 cm	ΔV kV_{eff}	$p_{25} \cdot x_0$	x_0 cm	ΔV kV_{eff}
0,105	0,000138	1,3715	0,9	0,001184	0,260	16	0,02105	1,025
0,11	0,000145	1,2265	1,0	0,001316	0,270	20	0,02635	1,195
0,135	0,000178	0,813	1,5	0,001975	0,308	30	0,0395	1,602
0,15	0,000197	0,686	2,0	0,002635	0,3365	40	0,0527	1,980
0,2	0,000264	0,4525	2,5	0,00329	0,363	50	0,0658	2,350
0,25	0,000329	0,3465	3,5	0,00460	0,4175	60	0,0790	2,705
0,3	0,000395	0,2955	4,5	0,00592	0,4715	80	0,1052	3,402
0,4	0,000527	0,2545	6,0	0,00790	0,554	100	0,1316	4,075
0,5	0,000658	0,2490	8,0	0,01052	0,664	120	0,1580	4,720
0,6	0,000790	0,2495	10,0	0,01316	0,756	150	0,1975	5,655
0,7	0,000922	0,250	12,0	0,01580	0,848	170	0,224	6,260
0,8	0,001052	0,252	14,0	0,01843	0,937			

Grundform der Elektroden ist die eines Prismas mit einer scharfen Kante, welche symmetrisch zu einer grossen plattenförmigen Gegenelektrode orientiert ist. Es wurden drei Elektroden mit den Kantenwinkeln $2\omega =$ sehr klein, 45^0 und 90^0 angefertigt. Die Abmessungen sind aus Fig. 5 und 6 ersichtlich. Der Abstand m bleibt auf 12 cm Länge konstant und erweitert sich dann allmählich, wobei gleichzeitig die Kante abgestumpft wird.

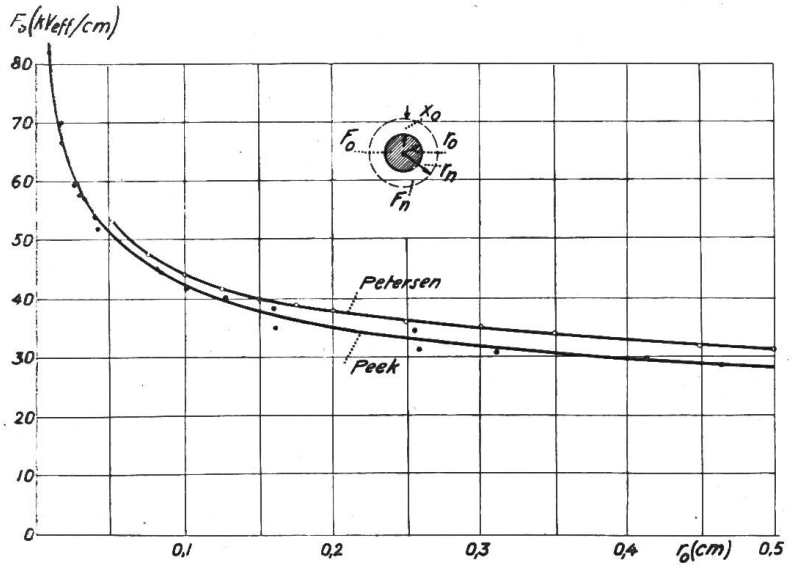

Fig. 4
Festigkeit der Luft an der Oberfläche zylindrischer Leiter.

Beobachtet wurde das Auftreten des Glimmens an der scharfen Kante innerhalb des Gebietes $m =$ konstant für verschiedene Elektrodenabstände. Das Resultat der Messungen ist aus den Fig. 7, 8 und 9 ersichtlich.

Der Zusammenhang zwischen Ionisierungszone und Oberflächenspannung.

Wie der vorige Abschnitt gezeigt hat, stehen uns drei vollständige, systematisch durchgeführte Versuchsreihen zur Verfügung: die Versuche mit Plattenelektroden, mit zylindrischen Elektroden und mit scharfkantigen Elektroden. Zu jeder einzelnen Reihe lässt sich ein gewisser Zusammenhang zwischen Ionisierungszone x_0 und

Oberflächenspannung ΔV berechnen. Wir erhalten somit drei Kurven

$$\Delta V = f(x_0).$$

Die Frage ist: Sind diese drei Kurven sehr verschieden, oder darf man annehmen, dass sie miteinander identisch sind?

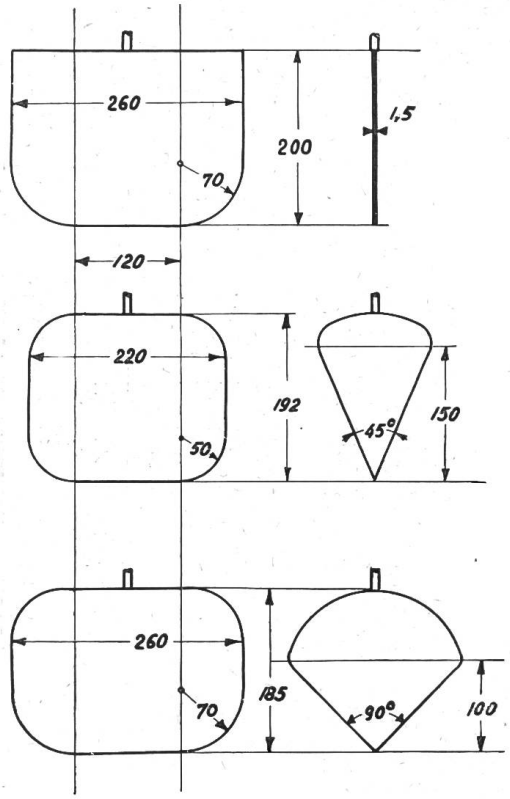

Fig. 5
Abmessungen der kantigen Elektroden.

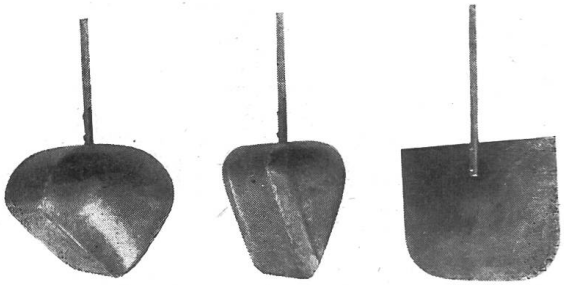

Fig. 6
Kantige Elektroden.

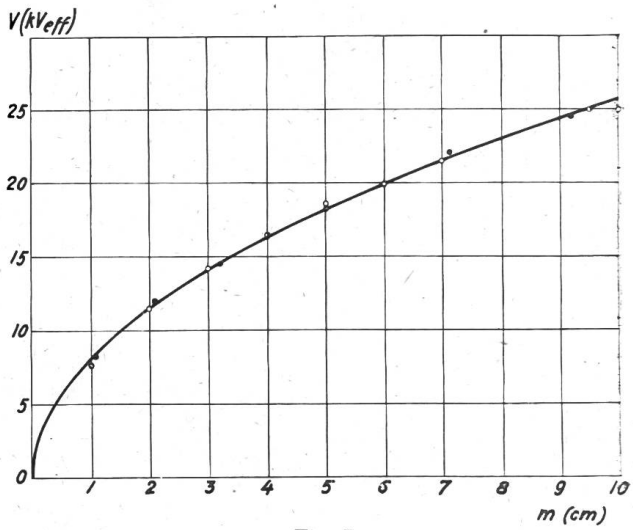

Fig. 7
Glimmspannung für 0° Kantenwinkel — Elektrode (765 mm, 24° C).

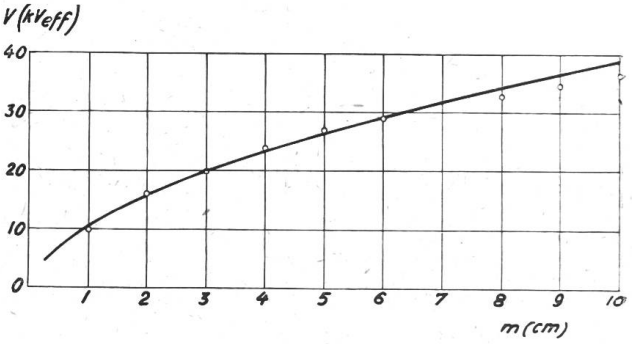

Fig. 8
Glimmspannung für 45° Kantenwinkel — Elektrode (760 mm, 22° C).

Wir werden im folgenden durch theoretische Untersuchungen diese Frage zu beantworten versuchen.

1. Die Versuche mit parallelen plattenförmigen Elektroden.

Bei diesen Versuche wurden zwischen parallelen Platten ein homogenes Feld erzeugt. Die Ionisierungszone x_0 ist daher ebenso gross wie der Plattenabstand und die Kurve der Durchschlagsspannung als Funktion des Plattenabstandes (Fig. 1) ist identisch mit der gesuchten Kurve der Oberflächenspannung als Funktion der Ionisierungszone.

2. Die Versuche mit konzentrischen Zylinderelektroden.

Es bezeichne (Fig. 4)

r_0 den Radius des inneren Zylinders,

F_0 die von Peek und Petersen bestimmte scheinbare Luftfestigkeit an der Oberfläche des inneren Zylinders,

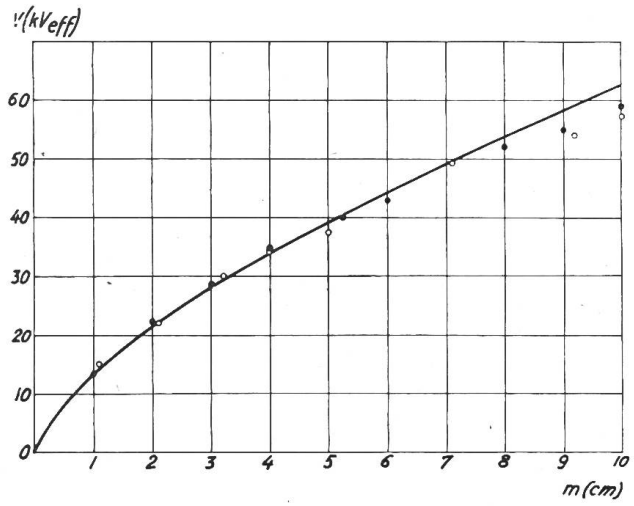

Fig. 9
Glimmspannung für 90° Kantenwinkel — Elektrode (760 mm, 22,4° C).

F_n die wirkl. Luftfestigkeit (21 kV/cm),
r_n den Abstand von der Zylinderachse, in welchem F_n erreicht wird.
Dann gilt

$$r_n = r_0 \frac{F_0}{F_n} = r_0 \frac{F_0}{21} \cdot \qquad (1a)$$

Die Ionisierungszone x_0 ist also

$$x_0 = r_n - r_0 = r_0 \left(\frac{F_0}{21} - 1 \right) \cdot \qquad (1)$$

Für die Oberflächenspannung folgt zunächst $\Delta V = F_0 r_0 \ln \frac{r_n}{r_0}$
und infolge von Gleichung (1a) endgültig

$$\Delta V = F_0 r_0 \ln \frac{F_0}{21} \cdot \qquad (2)$$

Hiernach lassen sich nachfolgende Tabellen II und III berechnen für die von Peek bezw. Petersen aufgenommenen Versuchsreihen:

Festigkeit der Luft an Zylinderelektroden in Abhängigkeit vom Halbmesser (nach Peek).
Tabelle II

r_0 cm	F_0 $kV_{eff/cm}$	x_0 cm	ΔV kV_{eff}	r_0 cm	F_0 $kV_{eff/cm}$	x_0 cm	ΔV kV_{eff}
0,0098	82	0,0284	1,09	0,101	41,8	0,100	2,90
0,0172	70	0,040	1,45	0,128	40,1	0,1165	3,31
0,0175	66,5	0,038	1,34	0,160	38,4	0,1328	3,70
0,0254	59,4	0,0465	1,57	0,161	35,1	0,108	2,89
0,0288	57,6	0,0501	1,67	0,256	34,5	0,164	4,37
0,0317	57,3	0,0548	1,82	0,259	31,5	0,1295	3,30
0,0390	53,7	0,0609	1,97	0,327	30,9	0,154	3,88
0,0406	52	0,0601	1,92	0,413	29,8	0,174	4,31
0,0818	45,1	0,0942	2,83	0,464	28,7	0,172	4,19
0,0830	44,9	0,0947	2,83				

Festigkeit der Luft an Zylinderelektroden in Abhängigkeit vom Halbmesser (nach Petersen).
Tabelle III

r_0 cm	F_0 $kV_{eff/cm}$	x_0 cm	ΔV kV_{eff}	r_0 cm	F_0 $kV_{eff/cm}$	x_0 cm	ΔV kV_{eff}
0,050	53,2	0,0765	2,46	0,25	36,1	0,180	4,89
0,075	47,5	0,0945	2,91	0,30	35,0	0,198	5,31
0,100	44,0	0,110	3,27	0,35	34,0	0,217	5,74
0,125	41,7	0,123	3,56	0,40	33,0	0,228	5,94
0,150	40,0	0,136	3,85	0,45	32,2	0,241	6,20
0,175	38,9	0,149	4,19	0,50	31,5	0,250	6,40
0,200	37,9	0,161	4,47				

Die Ergebnisse sind in Fig. 11 in Kurvenform aufgetragen. Es ist überraschend, wie gut insbesondere die nach Petersen berechnete Charakteristik der Ionisierungszone mit der aus Fig. 1 für parallele Platten übernommenen (strichlierten) Kurve übereinstimmt.

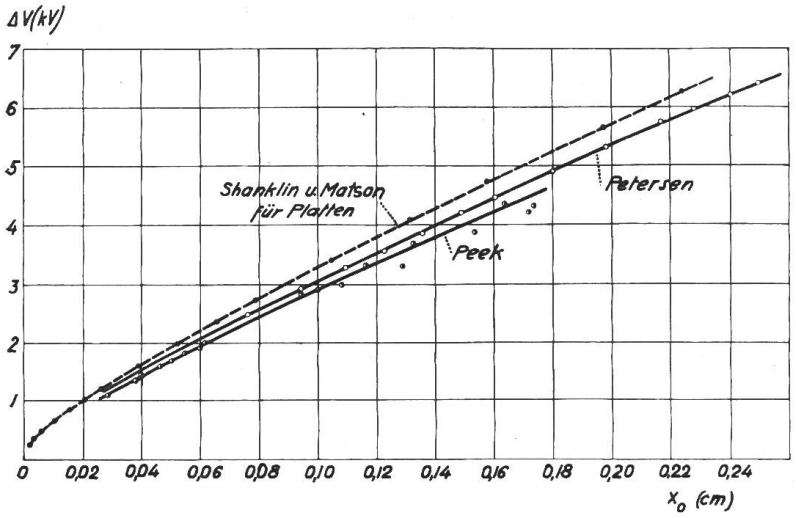

Fig. 11
Die Charakteristik der Ionisierungszone für zylindrische Leiter.

3. Die Versuche mit kantigen Elektroden.

Wir kommen nun zur Auswertung der letzten Versuchsreihe, die sich mit der Anordnung Prisma – Platte nach Fig. 5 beschäftigte. Die Verteilung des elektrischen Feldes kann nach der Methode der „konformen Abbildung" (Schwartzsches Theorem) berechnet werden, wobei sich folgende Resultate ergeben:

In geringem Abstand r von der Kante befolgt die Feldstärke das Gesetz:

$$F = \frac{V}{m\,\pi}\left(\frac{m}{r}\right)^{\frac{q-2}{2(q-1)}} \frac{q}{q-1}\left[\frac{\sqrt{\pi}\;\Pi\left(1-\frac{1}{q}\right)}{\Pi\left(0{,}5-\frac{1}{q}\right)}\right]^{\frac{q}{2(q-1)}} \tag{3}$$

Dabei bezeichnet m den Durchschlagsweg, $\varphi = \frac{2\pi}{q} = 2\,\omega$ den Kantenwinkel, V die Prüfspannung, Π das Zeichen für die Gammafunktion (vergl. Jahnke und Emde, Funktionentafeln, Teubner 1909 und Fig. 10).

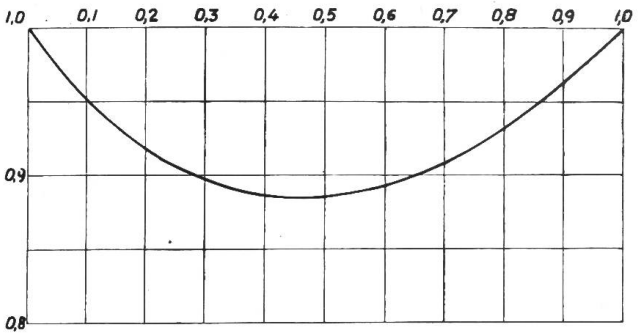

Fig. 10
Gammafunktion $\Pi(x)$ zwischen $x = 0$ und $x = 1$.

Nimmt man an, dass das Auftreten des ersten Glimmens stets an eine bestimmte Kraftlinienkonzentration gebunden ist, so heisst das – mathematisch ausgedrückt – dass unabhängig vom Ueberschlagswege aus Gleichung (3) für $r =$ konstant, auch $F =$ konstant erhalten werden soll. Wir setzen also für

$$r = x_0 \;:\; F = F_n$$

und erhalten als Gesetz der Glimmspannung $V = k_\varphi\, m^{\frac{q}{2(q-1)}}$ (4)

mit dem Koeffizienten $k_\varphi = F_n\,\pi\,(x_0)^{\frac{q-2}{2(q-1)}}\,\frac{q-1}{q}\left[\frac{\Pi\left(0{,}5-\frac{1}{q}\right)}{\sqrt{\pi}\;\Pi\left(1-\frac{1}{q}\right)}\right]^{\frac{q}{2(q-1)}}$. (5)

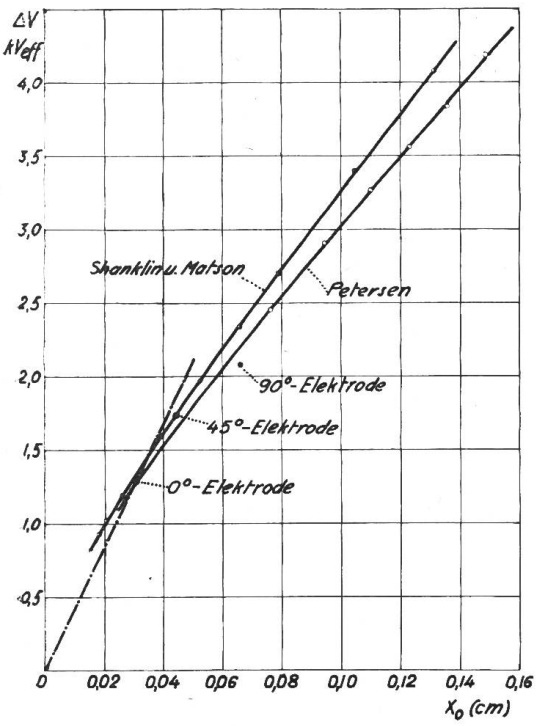

Fig. 12

$\Delta V = f(x_0)$ für verschiedene Elektrodenformen.

Für die untersuchten Elektrodenformen folgt daraus: Für

$$\varphi = 0 \quad \text{bezw. } q = \infty \quad : \quad V = k_0 \, m^{\frac{1}{2}}$$

$$\varphi = 45^0 \quad \text{bezw. } q = 8 \quad : \quad V = k_{45^0} \, m^{\frac{4}{7}}$$

$$\varphi = 90^0 \quad \text{bezw. } q = 4 \quad : \quad V = k_{90^0} \, m^{\frac{2}{3}}$$

$$\varphi = 135^0 \quad \text{bezw. } q = \frac{8}{3} \quad : \quad V = k_{135^0} \, m^{\frac{4}{5}} .$$

Die Kurven der Fig. 7 bis 9 sind tatsächlich mit diesen Exponenten gezeichnet und die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist hiernach eine so vorzügliche, dass an der Folgerichtigkeit unserer bisherigen Ueberlegungen nicht gezweifelt werden kann. Es bleibt also nur noch übrig, aus der experimentell ermittelten Grösse der Koeffizienten k_φ die Ionisierungszone x_0 und Oberflächenspannung ΔV zu berechnen.

Die Grösse der Ionisierungszone folgt unmittelbar aus Gleichung 5:

$$x_0 = \left(\frac{k_\varphi}{F_n} \, \frac{q}{\pi (q-1)} \right)^{\frac{2(q-1)}{q-2}} \left[\frac{\sqrt{\pi} \; \Pi\left(1 - \frac{1}{q}\right)}{\Pi\left(0{,}5 - \frac{1}{q}\right)} \right]^{\frac{q}{q-2}} . \qquad (6)$$

Um auch die Oberflächenspannung zu ermitteln, kann man Gleichung (3) zwischen den Grenzen $r = 0$ und $r = x_0$ integrieren und dann mit Hilfe der Gleichungen (4) und (6) V und x_0 eliminieren. Auf diese Weise erhält man:

$$\Delta V = F_n \, x_0 \, \frac{2(q-1)}{q} = k_\varphi \, \frac{2}{\pi} \left[\frac{k_\varphi}{F_n} \, \frac{q}{q-1} \, \frac{\Pi\left(1 - \frac{1}{q}\right)}{\sqrt{\pi} \; \Pi\left(0{,}5 - \frac{1}{q}\right)} \right]^{\frac{q}{q-2}} . \qquad (7)$$

Nun betragen die Koeffizienten $k_\varphi = V_{\text{für } m = 1\,\text{cm}}$ auf Grund des Experimentes:

$\varphi =$	0^0	45^0	90^0
$k_\varphi =$	8,15	10,5	13,5
Daraus folgt: $\varphi =$	0^0	45^0	90^0
$x_0 =$	0,0305	0,0442	0,0655
$(x_0)^{4)}_{\text{reduziert}} =$	0,0308	0,0447	0,066
$\Delta V =$	1,29	1,74	2,08

Ich habe diese drei Wertepaare in Fig. 12 durch Kreise markiert. Sie liegen ziemlich genau auf der nach Petersens Versuchen berechneten Charakteristik der Ionisierungszone.

4) Die Reduktion erfolgt auf 25° C und 760 mm Druck nach der Formel:

$$(x_0)_{re} = x_0 \, \frac{p_{25^0}}{760} = x_0 \, \frac{p}{760} \, \frac{273 + 25}{273 + t}$$

Schlussbemerkungen.

Wir haben den Begriff der Ionisierungszone x_0 und der Oberflächenspannung ΔV eingeführt und die Charakteristik

$$\Delta V = f(x_0)$$

für drei verschiedene Versuchsreihen – zwei älteren, eine neueren Datums – berechnet. Zwei dieser Charakteristiken (diejenige für plattenförmige und diejenige für zylindrische Elektroden) ergaben nicht ganz genau übereinstimmende Werte. Bedenkt man aber, dass derartige Glimmlichtbeobachtungen nicht leicht eindeutige Resultate ergeben (man vergleiche die nicht unerheblichen Unterschiede zwischen den Messungen Peeks und Petersens), so darf man wohl behaupten, dass alle drei Charakteristiken recht gut durch eine einzige Kurve dargestellt werden können.

Damit sind wir um einen wichtigen Schritt vorwärts gekommen: Es ist ein Band gefunden, das eine grosse Klasse verwandter Erscheinungen verknüpft, nämlich der gesetzmässige Zusammenhang zwischen Glimmspannung und Feldverteilung. Sobald wir nur für irgend eine Elektrodenform die Feldverteilung in der Nähe des am höchsten beanspruchten Punktes anzugeben vermögen, können wir auch die Glimmspannung berechnen.

Nehmen wir z. B. an, wir kennen die scheinbare Luftfestigkeit an der Oberfläche zylindrischer Elektroden *nicht*, wohl aber die allgemeine Charakteristik

$$\Delta V = f(x_0)$$

Dann würden wir wie folgt verfahren:

Nach Gleichung (1) ist $$\frac{x_0}{r_0} + 1 = \frac{F_0}{F_n}$$

Somit wird aus Gleichung (2): $$\Delta V = F_n r_0 \left(\frac{x_0}{r_0} + 1\right) ln \left(\frac{x_0}{r_0} + 1\right) = \varphi(x_0). \qquad (8)$$

Bringen wir also die beiden Kurven $\Delta V = \varphi(x_0)$ und $\Delta V = f(x_0)$ zum Schnitt, so erhalten wir ΔV und x_0 und damit auch

$$F_0 = F_n \left(1 + \frac{x_0}{r_0}\right). \qquad (9)$$

Für kantige Elektroden ist gemäss Gleichung (7) noch einfacher

$$\Delta V = \varphi(x_0) = F_n x_0 \frac{2(q-1)}{q}$$

Hier ist also die Charakteristik der Ionisierungszone mit einer Geraden durch den Koordinatenanfangspunkt zum Schnitt zu bringen, deren Neigung durch den Kantenwinkel bestimmt wird (Fig. 12).

Wir wissen noch nicht, ob für *Oel* die Verhältnisse ähnlich liegen wie für Luft und ob wir somit durch eine begrenzte Zahl sorgfältiger Experimente dahin kommen werden, auch die Glimmspannung unter Oel für beliebige Elektrodenformen berechnen zu können. – Hier bietet sich der experimentellen Forschung ein dankbares Betätigungsfeld.

Wirtschaftliche Mitteilungen. — Communications de nature économique.

Vom Bundesrat erteilte Stromausfuhrbewilligungen.

Das im Bundesblatt No. 26 vom 27. Juni und No. 27 vom 4. Juli 1923 sowie im Schweizerischen Handelsamtsblatt No. 147 vom 27. Juni und No. 151 vom 2. Juli 1923[1]) veröffentlichte *Gesuch der Schweiz. Kraftübertragung A.-G.* in Bern (SK) und der *Officine Elettriche Ticinesi* in Bodio/Baden (Ofelti) um Bewilligung zur Ausfuhr von max. 22 000 kW elektrischer Energie nach Italien hat folgende Abänderung erfahren.

Die SK hat ihr Gesuch für den auf sie entfallenden Anteil an der geplanten Energielieferung

[1]) Siehe Bulletin No. 7, 1923, Seite 405.