

**Zeitschrift:** Bulletin de l'Association suisse des électriciens  
**Herausgeber:** Association suisse des électriciens  
**Band:** 29 (1938)  
**Heft:** 14

**Artikel:** Zur Theorie des elektrischen Durchschlages : der Einfluss der Temperatur  
**Autor:** Böning, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1058985>

### **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:** 19.04.2026

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

## Zur Theorie des elektrischen Durchschlags. Der Einfluss der Temperatur.

Von P. Böning, Breslau.

537.521.7

Die Theorie des elektrischen Durchschlags fester Isolierstoffe auf Grund der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen wird erweitert. Es wird der Einfluss der Temperatur auf die Faktoren: Durchschlagsfestigkeit, Mindestfeldstärke und Zahl der adsorbierten Ionen erörtert und dann die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Temperatur abgeleitet. Anhand von Messergebnissen an Glas und keramischen Massen wird die Theorie geprüft und festgestellt, dass sie den Erfahrungstatsachen in bester Weise gerecht wird.

L'auteur élargit la théorie de la perforation électrique des isolants solides, sur la base de l'adsorption de ions aux surfaces limites internes. Il examine l'influence de la température sur les facteurs: rigidité diélectrique, intensité de champs minimum et nombre de ions adsorbés, pour en déduire la relation qui lie la tension de perforation à la température. Des mesures effectuées sur du verre et des masses céramiques montrent que la théorie répond très bien aux données de l'expérience.

In einigen Aufsätzen (zuerst 1927/28)<sup>1)</sup> habe ich das Grundsätzliche einer Theorie des elektrischen Durchschlags fester Isolierstoffe entwickelt. Eine weitere Arbeit<sup>2)</sup> beschäftigt sich mit dem Einfluss der Temperatur auf die Durchschlagsspannung. Schliesslich ist die Durchschlagsspannung von der Dicke des Stoffes, nochmals im Hinblick auf die Verschiedenartigkeit der Isolierstoffe behandelt worden<sup>3)</sup>. Im folgenden wird die Theorie erweitert und der Einfluss der Temperatur auf die Durchschlagsspannung dargestellt. Veranlassung hierzu bot die Möglichkeit, die Theorie anhand von inzwischen veröffentlichten Messergebnissen zu prüfen, die an Glas<sup>4)</sup> und keramischen Massen<sup>5)</sup> gewonnen wurden.

### A. Ableitung der Grundfunktionen.

Die Isolierstoffe Glas, Steatit-Frequenta, Hartporzellan sind dicht und weisen ein sehr gleichmässiges und feinkörniges Gefüge auf. Daher wird bei ihnen die Annahme zutreffen, dass sich die «Er-gänzungionen» (oder kurz «Gleit-ionen») mit scharfer Front von der Elektrode entgegengesetzten Vorzeichens zurückziehen, wenn eine Spannung an den Stoff gelegt wird<sup>2)</sup>. Es entsteht eine Zone  $d'$  (Fig. 1), in der die adsorbierten «Grenz-ionen» freigelegt sind und Raumladungen bilden. Wie früher<sup>1)</sup> entspreche  $\beta d'$  dem Kraftfluss nach den Raumladungen und  $\alpha$  dem Kraftfluss von Elektrode zu Elektrode. Dann ist die

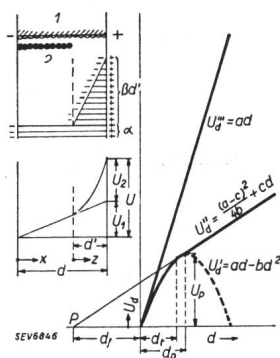


Fig. 1.  
1 Grenzionen, 2 Gleit-ionen.

Elektroden-spannung  $U$ , planparallele Elektroden vorausgesetzt, gleich der Summe der inneren Gegen-spannungen, also

$$U = \int_{x=0}^{x=d} \alpha dx + \int_{z=0}^{z=d'} \beta z dz = U_1 + U_2$$

$$U = \alpha d + \frac{\beta}{2} d'^2 \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Literatur am Schluss der Arbeit.

Um die Gleit-ionen in Bewegung zu setzen, ist eine «Mindestfeldstärke»  $c$  nötig; denn erstens sind sie durch Anziehungskräfte gebunden, und zweitens sind die Weg-widerstände in endlicher Zeit zu überwinden. Die Mindestfeldstärke muss an allen Stellen herrschen, also auch auf der Kathodenseite, und es herrscht Gleichgewicht, d. h. Stillstand der Ionen-bewegung, wenn gilt

$$\left. \frac{dU}{dx} \right|_K = \alpha c.$$

Andererseits tritt der Durchschlag, d. h. ein Ab-reissen der Grenzionen, ein, wenn an irgendeiner Stelle die Feldstärke grösser wird als die Durch-schlagsfeldstärke oder «Durchschlagsfestigkeit»  $a$ , die bei konstanter Temperatur eine Stoffkonstante ist. Das grösste Spannungsgefälle liegt an der Anode, und es gilt als Bedingung für den Durch-schlag:

$$\left. \frac{dU}{dx} \right|_A = \alpha + \beta d' \geq a.$$

Wenn eine Spannung an die Elektroden gelegt wird, so verschieben sich die Gleit-ionen so lange, bis  $\alpha = c$  ist. Ist dann das grösste Spannungsgefälle noch kleiner als  $a$ , so tritt der Durchschlag nicht ein. Wird aber — etwa durch Temperaturerhö-hung — die Mindestfeldstärke herabgesetzt, so be-wegen sich die Gleit-ionen weiter, und schliesslich erreicht das grösste Gefälle den Wert  $a$ : der Durch-schlag setzt ein. Bei allmählicher Steigerung der Spannung wird also zunächst der Grenzwert  $c$  und dann der Grenzwert  $a$  erreicht. Beide Bedingungen werden in die Spannungsfunktion (1) eingesetzt, und es ergibt sich die Durchschlagsspannung:

$$U_d'' = \frac{(a - c)^2}{4b} + cd. \quad (2)$$

Bei kleinen Dicken des Isolierstoffs erreicht  $d'$  den Grenzwert  $d$ . Dann tritt die früher<sup>1)</sup> abge-leitete Durchschlagsspannung in Geltung:

$$U_d' = ad - bd^2. \quad (3)$$

Diese hat den Gipfelwert

$$U_p = \frac{a^2}{4b} \quad (4)$$

bei der Dicke

$$d_p = \frac{a}{2b}. \quad (5)$$

Die Funktion  $U'_d = f''(d)$  wird dargestellt durch eine Gerade, die Funktion  $U'_d = f'(d)$  durch eine Parabel. Die Gerade tangiert die Parabel bei

$$d_t = \frac{a - c}{2 b} \tag{6}$$

und schneidet die Abszissenachse im Punkte  $P$  bei

$$(-) d_f = \frac{(a - c)^2}{4 b c} \tag{7}$$

Die Funktion  $f'(d)$  gilt bis  $d_t$ , die Funktion  $f''(d)$  von  $d_t$  ab.

Ist  $c = a$ , oder wird die Spannung so schnell gesteigert, dass die Gleitionen keine Zeit haben, sich nennenswert zu verschieben, so tritt der Durchschlag ein gemäss

$$U''_d = ad. \tag{8}$$

Diese Funktion wird dargestellt durch die Tangente an die Parabel bei  $d = 0$ . Die Durchschlagsfunktion (2) wird dargestellt durch eine Gerade, die von kleinen Dicken an gilt. Im Schrifttum wird dagegen meist eine Wurzelfunktion angenommen. Aber zuverlässige Messergebnisse u. a. von Marx (ETZ, Bd. 50 (1929), S. 41) an Porzellan und Perlinax ergaben Geraden.

### B. Der Einfluss der Temperatur auf die Parameter $a, b, c$ .

In den abgeleiteten Beziehungen sind  $a, b$  und  $c$  Parameter, die von der Temperatur beeinflusst werden. Die Grössen  $a$  und  $b$  kennzeichnen beide die Stärke der Adsorption: der Parameter  $a$  bedeutet die Feldstärke, die nötig ist, um die Grenzionen entgegen den Adsorptionskräften von ihrem Haftsitz abzureissen; der Parameter  $b$  gibt die Menge der adsorbierten Ionen an, die im übrigen von der inneren Grenzflächenentwicklung abhängt. Der Parameter  $c$  kennzeichnet die Widerstände, die sich der Bewegung der Gleitionen entgegenstellen.

Eine höhere Temperatur bedeutet einen lebhafteren Bewegungszustand der Moleküle. Sie hat zur Folge, dass der innere Zusammenhalt des Stoffes gelockert und schliesslich aufgehoben wird (Entfestigung, Erweichung, Verflüssigung, Verdampfung). Die Parameter  $a, b$  und  $c$  bedeuten Bindungen und Widerstände, und es ist von vornherein mehr als wahrscheinlich, dass auch sie mit wachsender Temperatur *herabgesetzt* werden. Das gilt besonders für die Grösse  $c$ . Man kann sie in Parallele stellen mit dem spez. Widerstand der Stoffe, der ja eine Hemmung gegen den Durchgang der elektrolytischen Ionen darstellt. Seit langem ist bekannt<sup>6)</sup>, dass bei Glas der spez. Widerstand sich nach dem gleichen Gesetz ändert wie die Viskosität.

Nicht so ohne weiteres lässt sich etwas über den Parameter  $a$  aussagen. Aus den Messergebnissen ist jedoch folgendes zu schliessen. Solange der Stoff fest und starr ist, wird auch die Bindung der adsorbierten Ionen kaum von der Temperatur beeinflusst,  $a$  ist konstant. Wenn sich aber der Aggregatzustand des Stoffes ändert, etwa in den zäh-

flüssigen Zustand übergeht («Transformationspunkt» oder «gebiet»), wird  $a$  sich parallel der allgemeinen Zustandsänderung ändern. Und schliesslich, wenn der schmelzflüssige Zustand erreicht wird, wird auch  $a$  einem neuen Gesetz folgen, ebenso wie die Viskosität.

Der Parameter  $b$ , der die Menge der Grenzionen beschreibt, richtet sich nach  $a$ . Lässt die Bindekraft der Adsorption nach, so werden sich einzelne Ionen lockern und loslösen. Es ist aber zu vermuten, dass das Mass der Abnahme von  $b$  mit wachsender Temperatur kleiner ist als das von  $a$ .

Bei der Aufstellung der Temperaturgesetze für die Parameter wurde von folgenden Erwägungen ausgegangen. Es liegt nur ein Prinzip — die Adsorption — zugrunde; daher sollten sich sämtliche Parameter nach dem gleichen Gesetz ändern. Nur das Schrittmass der Aenderung sollte verschieden sein, auch hinsichtlich der verschiedenen Aggregatzustände. Da es sich um einfache Vorgänge handelt, sollte auch der Zusammenhang der Parameter mit der Temperatur einfach sein. Bei vielen physikalischen Erscheinungen hat sich die Exponentialfunktion bewährt; sie sagt aus, dass sich eine Grösse *proportional* dem jeweils noch vorhandenen Wert der Grösse ändert. Auch die Leitfähigkeit der Elektrolyte befolgt in weiten Bereichen das Exponentialgesetz (Formel von Benrath). Es wurden daher nachstehende Beziehungen gewählt:

$$a = a' e^{-\alpha t}, \quad b = b' e^{-\beta t}, \quad c = c' e^{-\gamma t}.$$

In erster Annäherung kann auf Grund der Messergebnisse angenommen werden:

- $\gamma =$  konstant über den ganzen Temperaturbereich,
- $\alpha =$  Null im starren Gebiet,
- $\gamma > \alpha > \beta$  im (zähflüssigen) Zwischengebiet,
- $\gamma = \alpha = \beta$  im (schmelzflüssigen) Gebiet hoher Temperaturen.

### C. Die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Temperatur.

Die Durchschlagsfunktion (Gl. 2) sei zunächst in folgender Form angeschrieben:

$$U'_d = \left[ \frac{(a - c)^2}{4 b c} + d \right] c = (d_f + d) c \tag{9}$$

a) Die fiktive Dicke  $d_f$ .

Es ist (Gl. 7)

$$d_f = \frac{(a - c)^2}{4 b c}. \tag{10}$$

Setzt man hierin die Exponentialfunktionen ein, so folgt

$$d_f = \frac{(a' e^{-\alpha t} - c' e^{-\gamma t})^2}{4 b' c' e^{-(\beta + \gamma) t}} \tag{10a}$$

Erfahrungsgemäss ist  $d_f = 0$  bis zu einer gewissen Temperatur  $t_0$ ; von dieser an steigt  $d_f$  etwa mit dem Quadrat der Temperatur  $\tau = (t - t_0)$ . Es ist

nachzuweisen, dass die Theorie dieser Tatsache gerecht wird.

Der Koordinatenanfang sei nach  $t_0$  verlegt, derart, dass  $d_f = 0$  bei  $\tau = 0$  und  $\tau = t - t_0$  ist. Dann ist gemäss Gl. 10

$$d = 0 = a' e^{-\alpha t_0} - c' e^{-\gamma t_0},$$

also

$$a' e^{-\alpha t_0} = c' e^{-\gamma t_0},$$

oder

$$a_0 = c_0,$$

d. h. bei  $t_0$  ist die Mindestfeldstärke gleich der Durchschlagsfestigkeit. Erst von dieser Temperatur an macht sich die Gleitonenbewegung bemerkbar; vorher erfolgt der Durchschlag *unabhängig* von der Temperatur bei der Feldstärke  $a_0$ . Bezeichnet man noch den Wert von  $b$ , der bei  $t_0$  vorhanden ist, mit  $b_0$ , und führt man  $a_0, b_0, c_0 = a_0$  und  $\tau$  in die Gl. 10 ein, so folgt:

$$d = \frac{(a_0 e^{-\alpha \tau} - a_0 e^{-\gamma \tau})^2}{4 b_0 a_0 e^{-(\beta + \gamma)\tau}} \quad (11)$$

oder

$$d_f = \frac{a_0}{4 b_0} (e^{(-2\alpha + \gamma + \beta)\tau} - 2 e^{(-\alpha - \gamma + \gamma + \beta)\tau} + e^{(-2\gamma + \gamma + \beta)\tau}) \quad (11a)$$

$$d_f = \frac{a_0}{4 b_0} (e^{(\gamma + \beta - 2\alpha)\tau} - 2 e^{(\beta - \alpha)\tau} + e^{(\beta - \gamma)\tau}) \quad (11b)$$

Multipliziert man Zähler und Nenner mit

$$e^{(\alpha - \beta)\tau},$$

so ergibt sich

$$\begin{aligned} d_f &= \frac{a_0}{4 b_0} (e^{(\gamma - \alpha)\tau} - 2 + e^{-(\gamma - \alpha)\tau}) e^{-(\alpha - \beta)\tau} \\ &= \frac{a_0}{2 b_0} \left( \frac{e^{(\gamma - \alpha)\tau} + e^{-(\gamma - \alpha)\tau}}{2} - 1 \right) e^{-(\alpha - \beta)\tau} \\ &= \frac{a_0}{2 b_0} (\cosh(\gamma - \alpha)\tau - 1) e^{-(\alpha - \beta)\tau} \quad (11c) \end{aligned}$$

Ersetzt man schliesslich die Hyperbelfunktion durch die gleichwertige Reihe unter Beschränkung auf die ersten beiden Glieder, so folgt:

$$d_f = \frac{a_0}{2 b_0} (\gamma - \alpha)^2 \tau^2 e^{-(\alpha - \beta)\tau} \quad (12)$$

Oder, da

$$d_p = \frac{a_0}{2 b_0} e^{-(\alpha - \beta)\tau}$$

ist (vergl. später),

$$d_f = d_p (\gamma - \alpha)^2 \tau^2 \quad (12a)$$

Für den Fall, dass  $\alpha - \beta = 0$  ist, wird

$$d_f = \frac{a_0}{2 b_0} (\gamma - \alpha)^2 \tau^2 = \kappa \tau^2,$$

d. h. die fiktive Dicke wächst *genau* proportional dem *Quadrat* der Temperatur.

Trägt man die Beziehung

$$\sqrt{d_f} = f(t) \quad (13)$$

graphisch auf, so ergibt sich im letzten Fall eine *Gerade*, die die Temperaturachse in  $t_0$  schneidet. Ist  $\alpha \neq \beta$ , so weicht die Beziehung um so weniger von der Geraden ab, je kleiner  $\tau$  wird. Die Temperatur  $t_0$  ist daher sehr scharf aus den Messergebnissen zu ermitteln (Fig. 2). Bei hohen Temperaturen ergab sich bei Steinsalz<sup>2)</sup>  $d_f = \text{konst.}$  Dann muss in allen Gliedern der Gl. 11b die Summe der Exponenten verschwinden.

Also muss sein

$$\gamma + \beta = 2\alpha, \beta = \alpha, \beta = \gamma.$$

Das ist der Fall, wenn zutrifft:

$$\alpha = \beta = \gamma.$$

Bei Frequenta scheint sich der Uebergang zu  $d_f = \text{konst.}$  ziemlich schroff bei der Temperatur  $t_k$  zu vollziehen (Fig. 2).

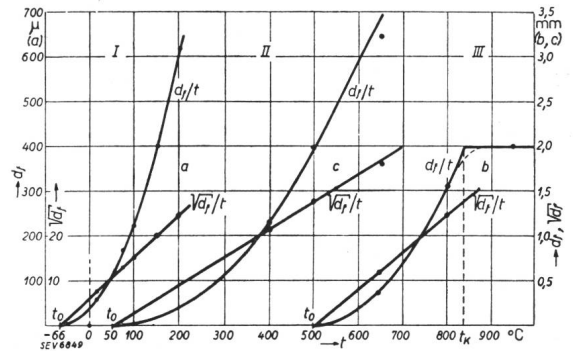


Fig. 2. I Glas, II Kaolin-Schamotte, III Frequenta.

b) Die Steigung  $c$  der Durchschlagsgeraden.

Der Parameter  $c$  ist gleich der Steigung der Geraden gemäss der Durchschlagsfunktion Gl. 2. Hierfür war gesetzt worden

$$c = c' e^{-\gamma t}, \text{ bzw. } c = a_0 e^{-\gamma \tau},$$

oder

$$\ln c = \ln a_0 - \gamma \tau. \quad (14)$$

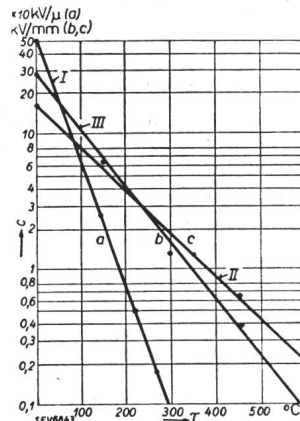


Fig. 3.

I Glas  
II Frequenta  
III Kaolin-Schamotte.

Wird demnach die Steigung  $c = f(\tau)$  aus Messergebnissen in einem Koordinatennetz mit logarithmischer Teilung der Ordinatenachse aufgetragen, so sollten die Messpunkte auf einer *Geraden* liegen.

Das ist mit sehr guter Näherung der Fall (Fig. 3). Der Ordinatenwert bei  $\tau = 0$  ist  $= a_0$ ; er kann also leicht ermittelt werden, ebenso wie  $\gamma$ .

c) Die Basis  $2d_p$  der Parabel.

Die Stoffdicke  $d_p$ , bei der die Parabel den Gipfelwert hat, ist gemäss Gl. 5

$$d_p = \frac{a}{2b} = \frac{a_0}{2b_0} e^{-(\alpha-\beta)\tau} \quad (15)$$

Für den Fall, dass  $\alpha = \beta$ , also bei hohen Temperaturen, ist

$$\frac{a_0}{2b_0} = \text{konst.} = d_{p_0}.$$

Im allgemeinen ist  $\beta < \alpha$ ; daher nimmt  $d_p$  und die Basis der Parabel mit wachsender Temperatur ab (Fig. 4 bis 6). Bei hoher Temperatur (schmelzflüssiges Gebiet) bleibt sie jedoch konstant, ebenso wie  $d_f = \text{konst.}$  bleibt (vergl. a).

d) Der Gipfelwert  $U_p$  der Parabel.

Gemäss Gl. 4 ist

$$U_p = \frac{a^2}{4b} = \frac{a_0^2}{4b_0} e^{-(2\alpha-\beta)\tau} \quad (16)$$

Für den Fall  $\alpha = \beta = \gamma$  wird

$$U_p = \frac{a_0^2}{4b_0} e^{-\alpha\tau} = \frac{a_0^2}{4b_0} e^{-\gamma\tau} \quad (16a)$$

D. Prüfung der Theorie an Messergebnissen.

Um die Theorie anhand von Messergebnissen prüfen zu können, müssen sich diese über die Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Dicke und Temperatur des Stoffes erstrecken. Dabei ist ein möglichst weiter Temperaturbereich zu erfassen.

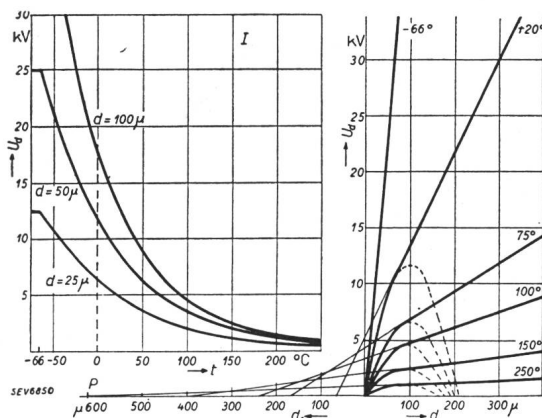


Fig. 4. I Glas.

sen. Im Schrifttum finden sich jedoch nur wenige Arbeiten, die als Unterlagen für die Prüfung dienen können. Zu den Beispielen ist folgendes zu bemerken:

1. Glas (Fig. 4). Moon und Norcross<sup>4)</sup> haben Untersuchungen an verschiedenen Arten von Glas, geschmolzenem Quarz und Zelluloid ausgeführt und

gefunden, dass es drei Temperaturbereiche mit verschiedenem Mass der Aenderung der Durchschlagspannung mit der Temperatur gibt. Im ersten Bereich ist die Durchschlagspannung unabhängig von der Temperatur, im zweiten, dem «Zwischengebiet», nimmt sie mit der Temperatur ab, ebenso im dritten, dem Gebiet des «Wärmedurchschlags». Wie die Entwicklung in den vorigen Abschnitten zeigt, ergibt auch die Theorie drei ausgeprägte Bereiche, deren Grenzen durch die Temperaturen  $t_0$  und  $t_k$  gekennzeichnet sind ( $d_f = 0$ ,  $d_f = f(\tau)$ ,  $d_f = \text{konst.}$ ). Freilich liegen die Bereiche anders. Das in Fig. 4 dargestellte Beispiel bezieht sich auf Kalk-Glas (Fig. 3A der angeführten Arbeit). Die Durchschlagsggeraden sind unter Führung der Theorie durch die Messpunkte gelegt, also anders als von den Verfassern, die sich von anderen Gesichtspunkten leiten liessen. Die Verfasser weisen aber selbst auf diese Möglichkeit hin<sup>4)</sup>. Die aus der Zeichnung ermittelten Konstanten sind in der Tabelle, Zeile 1, aufgetragen.

Tabelle I.

Isolierstoff	$a_0$ kV/mm	$b_0$ kV/mm <sup>2</sup>	$\frac{a_0}{2b_0}$	$\alpha$ $\times 10^{-3}$	$\beta$ $\times 10^{-3}$	$\gamma$ $\times 10^{-3}$	$t_0$ ° C	$t_k$ ° C
Glas	500	2500	0,10	10,0	9,6	21,5	- 66	-
Frequenta	27	22,3	0,62	3,5	1,4	9,6	+500	(+840)
Kaolin-Schamotte	16,5	6,4	1,29	3,5	2,0	7,2	+ 50	-

Zu den Tabellenwerten ist zu bemerken, dass sie abgerundete Näherungswerte sind. Die Messwerte streuen zu sehr, als dass sich die Geraden eindeutig durch sie legen liessen.

2. *Frequenta* (Fig. 5). Die Durchschlagswerte für diese Masse (Specksteinerzeugnis) sind einer Arbeit von Schusterius<sup>5)</sup> entnommen. Obwohl sämtliche Konstanten (Tabelle Zeile 2) gänzlich von denen für Glas abweichen, fügen sich die Durchschlagswerte doch ebenso der theoretischen Gesetzmässigkeit. Erst von 500° C ab vollzieht sich eine

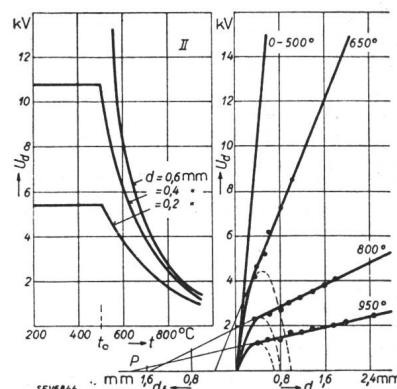


Fig. 5. II Frequentia.

Aenderung der Durchschlagfestigkeit. Obwohl nach Angaben des Verfassers *glasige* Bestandteile nicht nachweisbar waren, dürfte die Ursache hierfür die gleiche sein wie bei Glas: der Uebergang in den zähflüssigen Zustand, zwar nicht des ganzen Stoffes, sondern eines Bestandteils (des «Flussmittels»?). Doch diese Frage zu entscheiden, ist An-

gelegenheit der Silikatchemie. Der bei 950° C gemessene Wert  $d_f$  (Fig. 2) liegt so weit aus der Reihe, dass man ihn wohl schon dem konstanten Gebiet von  $d_f$  zurechnen darf. Bemerkenswert ist, dass der bei  $t_0 = 500^\circ$  C extrapolierte Wert der Durchschlagsspannung (27 kV/mm) mit dem bei 20° C gemessenen übereinstimmt, wie die Theorie es fordert.

3. *Kaolin-Tonschamotte* (Fig. 6). Als «Gegenstück» zu Frequenta wurde vom gleichen Verfasser 4) Kaolin-Tonschamotte untersucht. Diese Masse ist nicht dicht, sondern feinporös (15 Vol. % Porosität). Die Durchschlagsfestigkeit im kalten Zustand wurde nicht gemessen; sie wird aber we-

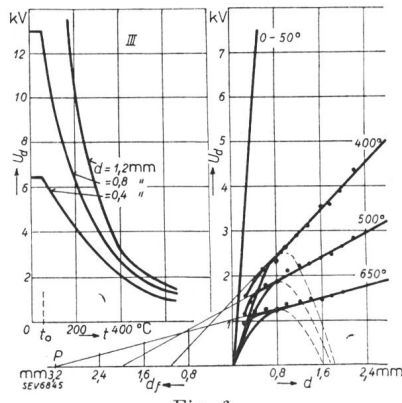


Fig. 6. III Kaolin-Schamotte.

sentlich tiefer angesetzt als die von Frequenta. Die Extrapolation ergibt in der Tat 16,5 kV/mm. Bemerkenswert ist das Umbiegen der Durchschlagsgeraden bei kleinen Schichtdicken, was als Annäherung an die theoretische Parabel gedeutet werden kann.

4. *Allgemeines*. Die Messungen an Glas wurden mit Gleichspannung, die an den keramischen Massen mit Wechselspannung von 50 Hz ausgeführt. In beiden Fällen wurde der Zeiteinfluss berücksichtigt; d. h. die Spannung wurde hinreichend langsam gesteigert. Es ergibt sich die Frage, wie die Durchschlagsbeziehung sich ändert bei sehr kurzzeitiger Beanspruchung. Im ersten Gebiet (Temperatur-

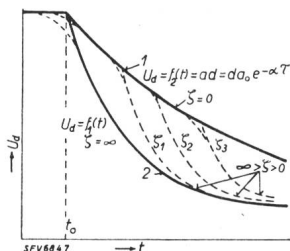


Fig. 7. 1 Stoßspannung, 2 Gleichspannung.

unabhängigkeit) ist die Zeitdauer der Beanspruchung ohne Einfluss, solange sie nicht extrem kurz wird (Jost) 7). Dann tritt die Massenträgheit der Grenzionen ins Spiel. Im zweiten Gebiet — von  $t_0$  an — findet eine Feldumbildung statt, bevor der Durchschlag einsetzt, und dazu ist Zeit ( $\zeta$ ) erforderlich. Je kürzer die Beanspruchung, desto mehr verschiebt sich die Kurve  $U_d = f_1(\tau)$  nach höheren Temperaturen. Man erhält also für verschiedene «Stoßzeiten»  $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$  verschiedene Durchschlags-

beziehungen (Fig. 7). So sind die Messergebnisse von Mündel 8), Güllner 9), Meyer 10), Moerder 11) zu deuten [vgl. Bild 33 (Steinsalz) und 35 (Porzellan) in der Arbeit von Güllner 9)]. Als Grenzkurve für sehr kleine Werte  $\zeta$  (Stoßspannung) gilt  $ad = f_2(\tau)$ .

**E. Zusammenfassung und Schluss.**

a) Die Theorie des elektrischen Durchschlags auf Grund der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen ergibt drei Grundbeziehungen:

1.  $U'_d = ad - bd^2$ ,  
gültig für kleine Dicken bis  $d_f$ ;
2.  $U''_d = \frac{(a-c)^2}{4b} + cd$ ,

gültig von der Dicke  $d_f$  ab.

3.  $U'''_d = ad$ ,

gültig a) für sehr kleine Dicken, b) im temperaturunabhängigen Gebiet und c) im temperaturabhängigen Gebiet, bei sehr kurzer Beanspruchung.

b) Die drei Parameter  $a, b, c$  sind Exponentialfunktionen der Temperatur mit den Exponenten  $\alpha, \beta, \gamma$ .

c) Es werden drei Gebiete unterschieden:

1. Das temperaturunabhängige Gebiet reicht bis zu einer Temperatur  $t_0$ ; die fiktive Dicke ist  $d_f = 0$ .
2. Das temperaturabhängige Zwischengebiet reicht von  $t_0$  bis  $t_k$ ; die fiktive Dicke ist  $d_f = f(t)$ ; es ist  $\gamma > \alpha > \beta$ .
3. Das Gebiet hoher Temperaturen beginnt bei  $t_k$ ; die fiktive Dicke ist konstant; ferner ist  $a = \beta = \gamma$ .

d) Die Zeitdauer der Beanspruchung hat keinen Einfluss im ersten Gebiet, wohl aber in den beiden anderen.

e) Die Prüfung der Theorie anhand von Messergebnissen an Glas und keramischen Massen ergibt, dass sie in bester Weise den Erfahrungstatsachen gerecht wird.

Zum Schluss eine kurze Stellungnahme zur Frage des im Schrifttum viel erörterten «wärmeelektrischen Durchschlags» und des «reinen Wärmedurchschlags». Die dargelegte Theorie sagt nichts aus über die *Wärmequelle*; sie kann naturgemäss auch im Stoff selbst liegen, wenn die Voraussetzung dafür vorhanden ist oder durch Erwärmung von aussen geschaffen wurde.

Legt man eine konstante Spannung an den Stoff, so wächst, falls eine nennenswerte Wärmemenge erzeugt wird, der Strom an und steigert die Temperatur. Unter Umständen wird erst hierdurch die Bedingung für den Durchschlag erreicht. Es ist dabei an sich ganz gleichgültig, ob dazu ein Labilwerden des Wärmegleichgewichts nötig ist oder nicht. Der Durchschlag bleibt — besonders im Zwischengebiet — ein *schlagartiger* Vorgang, das plötzliche Abreißen der Grenzionen. Das kommt in der Strom/Zeit-

Kurve \*) dadurch zum Ausdruck, dass sie *plötzlich abbricht*. An welcher Stelle das geschieht, ob bei geringem oder steilem Anstieg der Kurve, ist lediglich eine Frage des Ausgangspunktes und der äusseren Umstände.

Selbst im Gebiet höherer Temperaturen bleibt der Charakter der Erscheinungen erhalten, bis schliesslich aus dem Abreissen der Ionen ein *Durchreissen* durch die schmelzflüssige Masse wird (Flüssigkeitsdurchschlag). Begleit- und Folgeerscheinungen sind die Entwicklung von Dampf und Gas, die thermische Zersetzung und Zerstörung des Stoffes.

Bei sehr hoher, plötzlich auftretender Spannung geht auch das Durchreissen so schnell vor sich, dass von einem *Durchschlag* gesprochen werden muss. Es sei an den Durchschlag von Wasser mit Spannungstößen erinnert.

Die vorliegende Theorie schliesst also den Begriff des Wärmedurchschlags nicht aus, sondern fasst ihn schärfer. «Ein Wärmedurchschlag liegt vor, wenn die angelegte Spannung nicht hinreicht, den Durchschlag bei gegebener Anfangstemperatur herbeizuführen, wenn aber diese durch Stromwärme (oder dielektrische Verluste) soweit gesteigert wird, dass die Durchschlagsfestigkeit auf den Wert der angelegten Spannung herabsinkt. Um dies zu erreichen, kann unter Umständen ein Labilwerden des Wärmegleichgewichts nötig sein.» Während die Theorie des Wärmedurchschlags einen *konditionalen* Zusammenhang beschreibt, betrifft die dargestellte Theorie den *kausalen* Sachverhalt der Durchschlagserscheinung.

(Nebenbei sei erwähnt, dass ein Labilwerden des Wärmegleichgewichts nicht unter allen Umständen zum Durchschlag führt. Man kann z. B. mit Lederpappe, die zur Nutisolation verwendet wird, sehr gut folgenden Versuch machen. Die Pappe wird zwischen ebenen Elektroden, die ein Thermolement enthalten, einer so hohen konstanten Wechselspannung ausgesetzt, dass die Temperatur langsam zunimmt. Nach einiger Zeit beschleunigt sich der Anstieg sehr stark; die Labilität ist eingetreten. Aber statt immer weiter zu wachsen, durchläuft die Temperatur einen Gipfelwert bei etwa 120° C und sinkt dann langsam wieder ab, ohne dass es zu einem Durchschlag kommt. Die Erklärung liegt eindeutig

\*) Ebenso in der tg  $\delta$ -Zeit-Kurve.

in der Verdampfung der Feuchtigkeit durch die hohe Temperatur. Nicht uninteressant ist es, dass der gleiche Versuch auch mit Hartpapier gemacht werden kann; die Höchsttemperatur wurde dabei zu etwa 140° gemessen.)

Es sei noch bemerkt, dass sich die Theorie nicht auf die anorganischen Isolierstoffe beschränkt, sondern alle festen Stoffe betrifft. (Vergl. z. B. *Halbach* <sup>13</sup>).

#### Literatur:

<sup>1</sup>) P. Böning, «Ueber das Verhalten der Isolierstoffe auf Grund adsorbierter Ionen», Z. Fernmeldetechnik Bd. 8 (1927), S. 162. «Zur Theorie des elektrischen Durchschlags», I. «Die Durchschlagfunktion», Arch. Elektrotechn. Bd. XX (1928), S. 88. II. «Das Minimum der (mittleren) Durchbruchfeldstärke bei Isolierstoffen», Arch. Elektrotechn. Bd. XX (1928), S. 503. III. «Die Verzögerung des Durchschlags», Arch. Elektrotechn. Bd. XXI (1928), S. 25.

<sup>2</sup>) P. Böning, «Zur Natur des elektrischen Durchschlags fester Körper.» Ztschr. Techn. Phys. Bd. 56 (1929), S. 446.

<sup>3</sup>) P. Böning, «Zur Theorie des Ionendurchschlags», Mitt. aus d. Techn. Inst. d. Staatl. Tung-Chi-Universität, Woosung, China, Bd. I (1933), H. 10.

<sup>4</sup>) P. H. Moon und A. S. Norcross, «Three Regions of Dielectric Breakdown», Publications from the Massachusetts Institute of Technology, Serial Nr. 67 1930; vgl. auch Arch. Elektrotechn. Bd. XXVII (1933), S. 827.

<sup>5</sup>) E. Schusterius, «Ueber den elektrischen Wärmedurchschlag an keramischen Massen im Zusammenhang mit der Schichtdicke», Elektrowärme, Nr. 2, 1934.

<sup>6</sup>) R. Vieweg, «Elektrotechn. Isolierstoffe», Springer, Berlin 1937, Aufsatz W. Eitel, «Phys. Grundlagen unter besonderer Berücksichtigung der anorganischen Isolierstoffe.» G. Gehlhoff, «Lehrb. d. Techn. Phys.», 3. Bd. Abschn. 7, Glas.

<sup>7</sup>) R. Jost, «Ueber die Durchschlagsfestigkeit einiger fester Isolierstoffe bei Beanspruchung von langer bis zu ganz kurzer Dauer.» Diss. Dresden, 1930.

<sup>8</sup>) E. Mündel, «Zum Durchschlag fester Isolatoren, Untersuchungen im Hochvakuum.» Arch. Elektrotechn. Bd. XV (1925), S. 320.

<sup>9</sup>) G. Güllner, «Zum Durchschlag fester Isolatoren.» Arch. Elektrotechn. Bd. XXI (1928), S. 267.

<sup>10</sup>) K. Meyer, «Untersuchung über die dielektrische Festigkeit fester Isolatoren.» Diss. T. H. München, Arch. Elektrotechn. Bd. XXIV (1929).

<sup>11</sup>) K. Moerder, «Untersuchung über den Einfluss der Wärme auf den Durchschlag fester Isolatoren.» Diss. T. H. München, Arch. Elektrotechn. Bd. XXIV (1929).

<sup>12</sup>) L. Inge und A. Walther, «Durchschlag von Isolatoren bei hohen Temperaturen», Z. Phys. Bd. 34 (1925), Nr. 15. «Durchschlag von Porzellan bei hohen Temperaturen», Arch. Elektrotechn. Bd. XVIII (1927), S. 542.

<sup>13</sup>) K. Halbach, «Untersuchungen über den Durchschlag und die Verluste einiger fester Isolierstoffe», Arch. Elektrotechn. Bd. XXI (1929), S. 535.

<sup>14</sup>) P. Böning, «Elektrische Isolierstoffe», Vieweg & Sohn, Braunschweig 1938.

## Zur Theorie des elektrischen Durchschlags. Der Einfluss der Zeit auf die Durchschlagsspannung.

Von P. Böning, Breslau.

537.521.7

Auf Grund der Theorie der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen wird eine Beziehung für die Zeit abgeleitet, die nach Anlegung einer Spannung an den Isolierstoff gegebener Art und Dicke verstreicht, bis der Durchschlag einsetzt. Anhand von Messergebnissen und Erfahrungstatsachen wird die Theorie geprüft.

De la théorie de l'adsorption des ions aux surfaces limites internes, l'auteur déduit une relation pour la durée qui s'écoule après l'application d'une tension à un isolant de nature et d'épaisseur données jusqu'au moment où la perforation s'opère. Il prouve ensuite la justesse de la théorie par des résultats de mesures et des expériences pratiques.

Im Anschluss an die Arbeit <sup>1</sup>), die den Einfluss der Temperatur auf die Durchschlagsspannung behandelt, wird im folgenden der Einfluss der Zeit-

dauer der Beanspruchung auf die Durchschlagsspannung untersucht. Schon früher <sup>2</sup>) habe ich auf den grundsätzlichen Zusammenhang hingewiesen. Die