

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 64 (1973)
Heft: 3

Artikel: Langzeitdurchschlagverhalten von Polyäthylen an Kabeln
Autor: Böttger, O.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915513>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 29.03.2025

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

Langzeitdurchschlagverhalten von Polyäthylen an Kabeln

Von O. Böttger

537.226: 621.315.619.9

Hochpolymere haben über den Zeitraum von einigen Sekunden eine verhältnismässig hohe dielektrische Festigkeit, die um fast 2 Zehnerpotenzen über den technisch nutzbaren Werten liegt. Am Beispiel des Polyäthylens wird die Hypothese entwickelt und durch Vergleich mit experimentellen Werten plausibel gemacht, dass die Langzeitdurchschläge durch energiereiche (heisse) freie Elektronen hervorgerufen werden. Sie entstehen durch Energieaufnahme im Feld, ohne dass ausreichende Thermalisierung erfolgen kann.

Les hauts polymères ont, durant quelques secondes, une rigidité diélectrique relativement élevée, qui dépasse de près de deux puissances de dix les valeurs techniquement utilisables. En prenant comme exemple le polyéthylène et en la comparant avec des valeurs d'expériences, l'auteur rend plausible l'hypothèse que les perforations de longue durée sont dues à des électrons libres énergiques (chauds), qui résultent de l'absorption d'énergie dans le champ, sans qu'une thermalisation suffisante ne se produise.

1. Einleitung

Seit einigen Jahrzehnten werden in zunehmendem Masse synthetische Isoliermaterialien, Hochpolymere, insbesondere Polyäthylen verwendet. Bei Versuchen im Laboratorium, die einige Sekunden dauern, werden z. B. an Polyäthylen Durchschlagfeldstärken von etwa 700 kV/mm gemessen. Dagegen ist es bislang nicht gelungen, solche hohen Werte technisch auch nur annähernd auszunutzen. Vielmehr liegen die in der Praxis gebräuchlichen Feldstärken meist unter 10 kV/mm. Geht man über diese Grenze, so treten nach längerer Zeit Durchschläge auf.

Die Frage, warum ein Hochpolymer für kurze Zeiten sehr hohen elektrischen Feldstärken widersteht ohne durchzuschlagen, während andererseits in längeren Zeiträumen bei wesentlich niedrigeren Feldstärken ein Durchschlag erfolgt, ist für die Kabelherstellung wesentlich. Die bisherigen Arbeiten [10; 11]¹⁾ beschränken sich jedoch fast ausschliesslich auf die mathematische Interpretation der empirischen Erfahrungen. Die Autoren versuchen dabei, die experimentellen Ergebnisse in eine für die Praxis brauchbare Form zu bringen. Im besonderen sucht man eine Vorschrift, die es gestattet, vermittels einer relativ kurze Zeit dauernden Messung gültige Aussagen über das Langzeitverhalten zu machen. Die Zuverlässigkeit solcher Aussagen hängt wesentlich davon ab, dass man die Zusammenhänge zwischen Kurzzeit- und Langzeitverhalten erkennt und versteht.

2. Fragestellung

Die Frage nach den Gründen für diese geringe Ausnutzung der im Kurzzeitversuch gemessenen Materialeigenschaften wird in den meisten Arbeiten mit Hinweisen auf Hohlräume, Einschlüsse usw. beantwortet, die sich bei der Extrusion des Isoliermaterials nicht bis ins letzte vermeiden lassen. Solche «Schwachstellen» werden tatsächlich in Kabelisolationen gefunden. Manchmal scheinen sie Ausgangspunkt eines Durchschlages zu sein, andere Male nicht. In den letzten Jahren wurde in vielen Entwicklungs-Laboratorien überall in der Welt daran gearbeitet, die extrudierten Kabelisolationen aus Polyäthylen (PE) hinsichtlich ihrer Durchschlagfestigkeit und ihres Langzeitverhaltens zu verbessern. Bisher ist jedoch ein entscheidender

Durchbruch nicht erzielt worden, obwohl die Technologie in der Vermeidung von Schwachstellen nachweislich besser geworden ist.

Jeder Ansatz zur Behandlung des elektrischen Durchschlags an Hochpolymeren, speziell am Polyäthylen, muss sich mit der statistischen Streuung der spontanen Durchschlagfeldstärke und dem empirisch gefundenen Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke und «Standzeit» auseinandersetzen. Die bisher bekannten bzw. vermuteten Ursachen können die experimentellen Befunde nicht in befriedigender Weise erklären. Im folgenden wird über die Empirie hinaus auf der Basis der Festkörperphysik eine Hypothese entwickelt, mit der man in der Lage ist, die experimentellen Ergebnisse zum Spontandurchschlag und zum Langzeitverhalten zu verstehen.

2.1 Wirkung von Schwachstellen

Man betrachtet zunächst die mögliche Auswirkung eines Hohlraumes. Unter geeigneten Druckbedingungen kann sich im elektrischen Feld in einem Hohlraum eine Gasentladung ausbilden, deren Wirkung auf die Oberfläche des Hohlraumes etwa die gleiche ist wie die einer Glimmentladung. Unter dem Einfluss einer Gasentladung kann der Kunststoff, speziell das PE, zerstört werden. Dabei können leitende Zersetzungsprodukte gebildet werden oder Ladungsträger, speziell Elektronen, können in den Kunststoff eindringen und Raumladungen aufbauen [12] (Fig. 1).

Ist durch eine solche Entladung eine genügend leitende Schicht auf der Innenwand des Hohlraums entstanden (vgl. Fig. 1a), so wird die Glimmentladung kurzgeschlossen. Damit ist der Hohlraum praktisch aus dem elektrischen Feld herausgenommen, unter einer geringfügigen, durch die Geometrie bedingten Erhöhung der elektrischen Feldstärke im Dielektrikum. Da sie aber immer noch weit von der Durchschlagfeldstärke entfernt ist, sollte eine solche Schwachstelle «ausheilen» können. Hat sich um den Hohlraum herum, bevorzugt in Richtung des äusseren Feldes eine elektrische Raumladung ausgebildet (vgl. Fig. 1b), so führt diese mit ihrer Dichteverteilung auch zu einem lokalen Abbau der von aussen aufgeprägten Feldstärke unter einer geringfügigen Erhöhung im raumladungsfreien Gebiet. Sie hängt je nach der Ausdehnung der Raumladungszone ähnlich von der Geometrie ab, wie im Falle gemäss Fig. 1a. Auch bezüglich der Feldstärkeerhöhung gilt die gleiche Argumentation wie dort.

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Entsteht bei der Bildung einer leitfähigen Schicht eine Spitze *S*, wie in Fig. 1c angedeutet, so vermag diese das elektrische Feld entsprechend der Geometrie lokal zu erhöhen. Aber selbst bei einem Felderhöhungsfaktor von 20 (angenähert durch ein auf einer leitenden Schicht aufsitzendes Halbellipsoid mit der etwa 2,5fachen Höhe des Durchmessers) würde eine äussere Feldstärke von 10 kV/mm lokal nur auf 200 kV/mm erhöht, ein Wert, der noch immer weit unter der im Kurzzeitversuch gemessenen Durchschlagsfeldstärke liegt.

Man muss sich die Frage vorlegen, ob es vielleicht noch nicht bekannte Mechanismen in einem solchen Material gibt, die man im mechanischen Analogon als «elektrische Alterung» oder «Ermüdungen» bezeichnen könnte, und die langfristig prinzipiell auch ohne Vorliegen von Schwachstellen zu einer Zerstörung führen können. Denkbar wäre auch, dass diese Schwachstellen vielleicht nur als Stellen lokaler Feldstärkeerhöhung wirken, an denen sich dann die «Alterungs»-Effekte bevorzugt auswirken und bleibende Änderungen hervorrufen.

Alle Überlegungen dieser Art führen immer wieder zu der Frage nach einem spezifischen Prozess, der im Laufe langer Zeiten, auch bei geringerer elektrischer Feldstärke als der spontanen Durchschlagsfeldstärke entspricht, zu einer Zerstörung führen kann.

3. Bändermodell für teilkristalline Festkörper

Trägt man die Dichte der erlaubten Elektronenzustände $n(E)$ über der Energie auf, dann erhält man am idealen Kristall eine Verteilung etwa nach Fig. 2 linke Seite. Die rechte Seite gibt die bekanntere Darstellung des Energiebändermodells wieder.

Für teilkristalline Strukturen kann man eine Dichteverteilung der Elektronenzustände etwa nach Fig. 3 erwarten [4]. Dabei kann sich die Verteilung der lokalisierten diskreten Zustände je nach Struktur über die ganze Breite des «verbotenen» Bandes und mit verschiedener Dichteverteilung erstrecken. Bei genügend hoher Dichte dieser Zustände im «verbotenen» Band ist ein Übergang von einem Niveau zu einem geometrisch und energetisch genügend benachbarten möglich («Hopping»). Auf diese Weise wäre auch ein stufenweiser Übergang in das Leitungsband denkbar (Fig. 3).

4. Freie Elektronen

In einem Hochpolymer sind freie Elektronen möglich, speziell in Polyäthylen (PE) sind sie sicher vorhanden, wenn auch in sehr geringer Konzentration [5; 6].

Bei einer im Polyäthylen angenommenen mittleren freien Weglänge der Elektronen im Leitungsband von wenigstens einem mittleren Abstand der Atome bis zu etwa 100 Abständen, also etwa 2,5 bis 250 Å, nehmen die Elektronen schon bei einer Feldstärke von 10 kV/mm eine Energie zwischen $2,5 \cdot 10^{-3}$ und $2,5 \cdot 10^{-1}$ eV aus dem elektrischen Feld auf. Aufgrund ihrer geringen Masse können die Elektronen aber bei elastischem Stoss nur etwa 1% ihrer kinetischen Energie abgeben. Im thermischen Gleichgewicht müssen die Elektronen im Mittel bei einem Stoss aber ebensoviel Energie an das «Gitter»²⁾ abgeben, wie sie auf einer freien Weglänge aus dem elektrischen Feld aufgenommen haben. Im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter haben die Elektronen eine mittlere Energie von etwa

²⁾ Unter Gitter soll im folgenden eine Atomanordnung mit hinreichender Nahordnung verstanden werden.

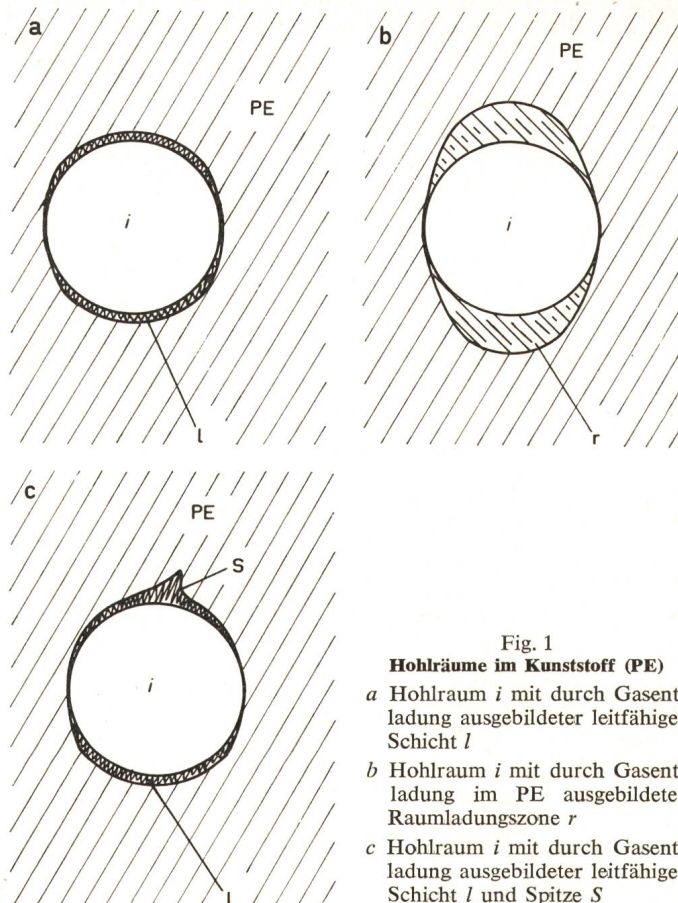


Fig. 1
Hohlräume im Kunststoff (PE)

- a Hohlräume *i* mit durch Gasentladung ausgebildeter leitfähiger Schicht *l*
- b Hohlräume *i* mit durch Gasentladung im PE ausgebildeter Raumladungszone *r*
- c Hohlräume *i* mit durch Gasentladung ausgebildeter leitfähiger Schicht *l* und Spitze *S*

$40 \cdot 10^{-3}$ eV, bei dieser mittleren Energie können aber im Mittel die aus dem elektrischen Feld aufgenommenen $2,5 \cdot 10^{-3}$ bis $2,5 \cdot 10^{-1}$ eV nicht abgegeben werden. Vielmehr wird die mittlere Energie der Elektronen aus dem elektrischen Feld soweit erhöht, sie werden «aufgeheizt», dass die auf einer freien Weglänge aufgenommene Energie nur Promille der gesamten kinetischen Energie beträgt. Diese «Aufheizung» des Elektronengases wird wirksam begrenzt durch bei höheren Elektronenenergien einsetzende unelastische Wechselwirkungen mit dem Gitter, z. B. Anregung von höheren Zuständen der gebundenen Elektronen, Stossionisation usw. Man muss also annehmen, dass im PE bei hoher elektrischer Feldstärke «heisse» Elektronen vorliegen, deren Energie bei einigen eV liegt, da unelastische Stösse erst bei höheren Energien einsetzen können. Diese heissen Elektronen sind nicht monoenergetisch, haben vielmehr ebenso wie im thermischen Gleichgewicht eine ziemlich breite Energieverteilung. Für die weitere Behandlung wird diese Verteilung durch eine Maxwell'sche angenähert. Die mittlere Energie des Elektronengases ist durch die Angabe einer Temperatur T_e zu charakterisieren. Andere Verteilungen lassen sich aus mehreren Maxwell'schen zusammensetzen. In diesem Falle muss dann eine mittlere Energie definiert und ihr eine Ersatztemperatur zugeordnet werden.

5. Spontandurchschlag

Der Spontandurchschlag wird meist durch schnelles Erhöhen der Feldstärke in kürzester Zeit «erzwungen». Die dabei erreichten hohen Feldstärken, z. B. am Polyäthylen bis zu 700 kV/mm, lassen wegen des Feldeffektes Elektronen aus den Elektroden austreten [7], die wie die ohnehin im PE vorhandenen wenigen freien Elektronen Energie aus dem elek-

trischen Feld auf einer freien Weglänge aufnehmen können. Dazu eine kleine Schätzung: Auf einer freien Weglänge von nur 4 \AA können die Elektronen bei einer Feldstärke von 700 kV/mm etwa $0,28 \text{ eV}$ auf einer einzigen freien Weglänge aufnehmen. Das ist etwa das 7fache der thermischen Gleichgewichtsenergie von $3/2 kT \approx 0,04 \text{ eV}$ bei Zimmertemperatur! Da die Elektronen beim elastischen Stoss nur etwa 1% ihrer Energie abgeben können, kann man zunächst die elastischen Verluste vernachlässigen. Die Elektronen nehmen so zwischen den Stößen immer mehr Energie aus dem elektrischen Feld auf und werden so aufgeheizt, bis ihre Energie zu unelastischen Wechselwirkungsprozessen mit dem Gitter ausreicht, z. B. zur Stossionisation. Wegen der Winkelverteilung beim Einzelstoss reicht die Energie im Mittel nach etwa 60 freien Weglängen aus, um ein weiteres Elektron durch Stossionisation freizumachen oder die chemischen Bindungen (ungefähr 10 eV) aufzubrechen. Diese 60 freien Weglängen entsprechen bei einer angenommenen mittleren freien Weglänge von etwa 4 \AA einer Schichtdicke von ungefähr 150 \AA , bei grösseren freien Weglängen entsprechend mehr. Bei wesentlich geringeren Schichtdicken sollte es dann bei diesen Feldstärken nicht mehr zu einer Zerstörung des PE aus dem Volumen heraus kommen können. Die Zerstörung wird dann wegen lokaler Erhitzung der Elektroden von diesen ausgehen. Liegen noch andere unelastische Wechselwirkungen der Elektronen mit dem Gitter vor, dann wird die Zahl der notwendigen freien Weglängen grösser und damit die Schichtdicke, unterhalb der erst wieder eine Erhöhung der Feldstärke zum Durchschlag führt. Ein solches Verhalten wird an dünnen Schichten tatsächlich beobachtet [13].

Selbstverständlich liegen diesen Überlegungen nur relativ grobe Schätzungen zugrunde, deren genauere theoretische Durchrechnung erst nach Vorliegen der Ergebnisse ausreichender experimenteller Untersuchungen der Stossprozesse im PE lohnend erscheinen. Hier sind noch gründliche Untersuchungen des Leitungsmechanismus erforderlich.

Nach dem eingangs Gesagten muss nicht besonders betont werden, dass auch beim Spontandurchschlag — besonders bei Untersuchungen mit Wechselspannungen [8] technologische Fehl- oder Schwachstellen mit dem eben dargestellten Durchschlagmechanismus wechselwirken werden.

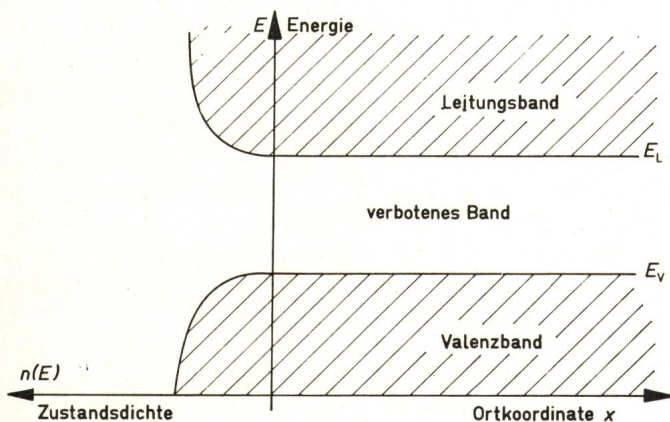


Fig. 2

Bändermodell eines idealen kristallinen Festkörpers



quaskontinuierlich verteilte Zustände

E_L unterer Rand des Leitungsbandes
 E_V oberer Rand des Valenzbandes

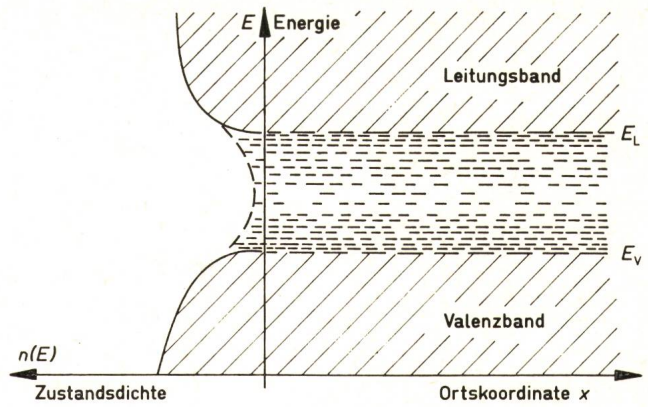


Fig. 3

Bändermodell eines teilkristallinen Festkörpers



diskrete Energiezustände im «verbotenen» Band

Bezeichnungen siehe Fig. 2

6. Langzeitdurchschlag

Der Langzeitdurchschlag kommt gemäss der zu entwickelnden Hypothese dann dadurch zustande, dass Elektronen des hochenergetischen Ausläufers der Energieverteilung (s. o.) des aufgeheizten Elektronenkollektivs eine genügend hohe Energie besitzen, um — wenn auch selten — irreversible Änderungen im PE zu erzeugen. Diese können z. B. im Abspalten von Wasser- oder Kohlenstoff bestehen. Eine Anzahl Z solcher Elementarakte an der gleichen Stelle erzeugen eine makroskopische Veränderung, die ihrerseits die elektrische Feldstärke zu erhöhen vermag. Auf diese Art könnte man sich das Wachsen des «Treeing» vorstellen.

Bei niedrigerer Feldstärke liegen weniger heisse Elektronen vor, daher wird eine längere Zeit benötigt, bis die Anzahl Z der zu einer makroskopischen Veränderung benötigten Elementarakte erreicht wird. Dies bedeutet eine längere Standzeit der Isolation. Wir wollen sehen, wie weit uns diese Vorstellung trägt.

Um eine irreversible Zerstörung im Gitter zu bewirken, werde eine Energie ΔU benötigt. Die Wahrscheinlichkeit W , dass ein Elektron im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter diese Energie ΔU besitzt, ist bei Vernachlässigung schwach veränderlicher Grössen:

$$W = e^{-\frac{\Delta U}{kT}} \quad (1)$$

wobei T die Temperatur des Elektronengases und des Gitters bedeutet.

Bei der hohen Stosszahl, die bei heissen Elektronen zu erwarten ist, wird das gesamte Geschehen ausschliesslich durch das Verhalten der Ladungsträger bestimmt werden. Man muss daher für T die Temperatur der Ladungsträger T_e einsetzen (siehe Anhang).

Wenn n_{e0} die Konzentration aller Elektronen ist, dann haben nur

$$n_e = n_{e0} \cdot e^{-\frac{\Delta U}{kT_e}} \quad (2)$$

die zur Reaktion notwendige Energie ΔU . Gibt es n_0 mögliche Stellen pro cm^3 , an denen eine irreversible Veränderung stattfinden kann, und ist ρ ein Reaktionskoeffizient, dann finden in der Zeit- und Volumeneinheit

$$z = \rho n_0 n_{e0} e^{-\frac{\Delta U}{kT_e}} \quad (3)$$

irreversible Reaktionen statt. Dabei wird davon ausgegangen, dass $z \ll n_0$ ist, so dass die Änderung von n_0 vernachlässigt werden kann. Bei einer strengeren Theorie müsste berücksichtigt werden, dass n_0 und ΔU von der Gittertemperatur abhängen und von der elektrischen Feldstärke beeinflusst werden können. Zunächst soll jedoch von diesen Einflüssen abgesehen werden, da sie gegenüber der Elektronentemperatur T_e von geringerem Einfluss sind. Die Temperatur T_e der heißen Elektronen wird leicht einige tausend Grad betragen können gegenüber einer Temperatur des Gitters von $T \approx 300$ K.

Wird für eine lokale irreversible makroskopische Änderung eine Zahl Z der oben definierten Elementarakte benötigt, dann wird diese Zahl Z in einer Zeit t erreicht, die durch

$$Z = z t \quad (4)$$

definiert ist. Setzt man die im Anhang abgeleitete Elektronentemperatur T_e

$$k T_e = \text{const.} \cdot E^{\frac{2}{1-2r}} \quad (\text{A } 10)$$

in (3) und (4) ein, so erhält man für die Zeit t , in der eine vorgegebene Zahl Z von irreversiblen Einzelakten erreicht wird:

$$t = \text{const.} \cdot \exp \left[\frac{\Delta U}{\text{const.}} \cdot E^{\frac{1}{r-1/2}} \right] \quad (5)$$

Bezogen auf eine Bezugsfeldstärke E_0 und die dabei erhaltene Zeit t_0 erhält man:

$$\frac{t}{t_0} = \exp \left[\frac{\Delta U}{\text{const.}} \cdot \left(\frac{1}{E^{1/2-r}} - \frac{1}{E_0^{1/2-r}} \right) \right] \quad (6)$$

Zum Vergleich mit den bekanntgewordenen experimentellen Ergebnissen bildet man

$$\ln \frac{t}{t_0} = \frac{\Delta U}{\text{const.}} \cdot \left(\frac{1}{E_0} \right)^{\frac{1}{1/2-r}} \left[\left(\frac{E_0}{E} \right)^{\frac{1}{1/2-r}} - 1 \right] \quad (7)$$

$$\ln \left[\ln \frac{t}{t_0} \right] = \ln \frac{\Delta U}{\text{const.}} + \frac{1}{1/2-r} \cdot \ln \frac{1}{E_0} + \ln \left[\left(\frac{E_0}{E} \right)^{\frac{1}{1/2-r}} - 1 \right] \quad (8)$$

7. Vergleich mit den Erfahrungen

Um diese Aussagen mit den Erfahrungen vergleichen zu können, zieht man die über den bisher längsten bekanntgewordenen Zeitraum von Occhini [10] veröffentlichten Ergebnisse heran. Fig. 4 bringt eine Wiedergabe dieser Ergebnisse.

Zum Vergleich formt man Gl. (8) nochmals um:

$$\ln \left[\ln \frac{t}{t_0} \right] = A + \ln \left[\left(\frac{E_0}{E} \right)^{\frac{1}{1/2-r}} - 1 \right] \quad (9)$$

In Fig. 5 wurden die in der Geraden der Fig. 4 gemittelten Ergebnisse in einer Abhängigkeit nach Gl. (9) für verschiedene r dargestellt. Wie man erkennt, werden die experimentellen Ergebnisse am besten durch $r = 0$ dargestellt.

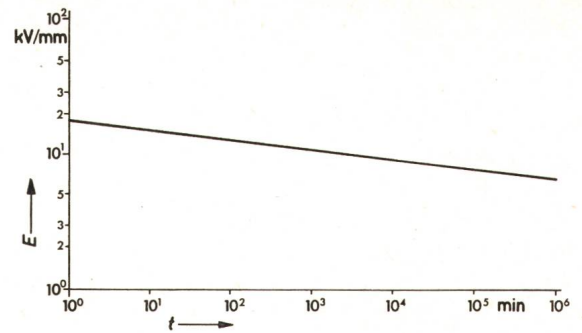


Fig. 4
Standzeit als Funktion der Feldstärke an plastikisolierten
Mittelspannungskabeln
Frequenz 50 Hz
(nach [10] ohne Einzelwerte, vgl. auch neuere Angaben [13])

Für kleine Änderungen von E gegenüber E_0 kann Gl. (7) entwickelt werden:

$$\ln \frac{t}{t_0} = A \left(\frac{1}{r-1/2} \cdot \frac{\Delta E}{E_0} + \dots \right) \quad (10)$$

Ersetzt man für $\Delta E \ll E_0$ in Gl. (10) $\frac{\Delta E}{E_0} \approx \ln \left(1 + \frac{\Delta E}{E_0} \right) = \ln \frac{E}{E_0}$ mit $E = E_0 + \Delta E$, so erhält man:

$$\ln \frac{t}{t_0} = B \ln \frac{E}{E_0} \quad (11)$$

was bei negativer Konstanten ($r < \frac{1}{2}$) in Gl. (11) dem oft angegebenen Zusammenhang $t \approx \frac{1}{E^n}$ entspricht.

8. Schlussfolgerungen

Wie man sieht, lassen sich die experimentellen Ergebnisse ohne Schwierigkeiten durch die dargestellte Hypothese interpretieren. Streumechanismen mit $r < 0$ zeigen experimentell bei niedrigen Feldstärken längere Standzeiten als die Hypothese ergibt (vgl. Fig. 5). Eine vorsichtige Interpretation lässt damit, wie aus der Struktur zu erwarten, einen Streumechanismus mit einer energieunabhängigen freien Weglänge ($r = 0$) als den wahrscheinlichsten erscheinen. Eine Streuung an Störungen einer regelmässigen Gitterstruktur ist mit dieser Auffassung gut verträglich. Damit leistet die Hypothese mehr als die bisher üblichen formalen Interpretationen der experimentellen Ergebnisse durch die Wahrscheinlichkeitstheorie, denn diese Interpretationen sagen nichts aus über das der Statistik zugrundeliegende Einzelgeschehen.

Die Bedeutung dieser Hypothese für die Praxis besteht daher darin, dass sie einen Ansatz bietet, das Langzeitverhalten von Hochpolymeren, insbesondere von Polyäthylen, zu verstehen. Die Auswirkungen können beträchtlich sein, da die Erklärung des Langzeitverhaltens gemäss dieser Hypothese ganz wesentlich auf Materialeigenschaften beruht, deren Beeinflussung Grenzen gesetzt sind.

Eingriffe von aussen, um die im Hinblick auf den Langzeitdurchschlag zulässige elektrische Feldstärke erhöhen zu können, scheinen nur über eine Verringerung der freien Weglänge durch Einbau von Streuzentren möglich. Im Falle bereits vorliegender sehr kleiner Weglängen von der Grössenordnung der

Atomabstände erscheint die Aussicht gering, die freie Weglänge durch Zusätze noch mehr verkleinern zu können. Hier könnten Zusätze mit unelastischen Streuzentren zur Abkühlung der heissen Elektronen helfen. Es gibt einige ermutigende Hinweise, nämlich die Erhöhung der Kurzzeitdurchschlagsfeldstärke an PE nach Bestrahlung [8]. Diese Versuche wurden allerdings bei höheren Temperaturen gemacht und sind daher in diesem Zusammenhang etwas vorsichtig zu interpretieren, da bei hohen Temperaturen die Durchschlagsfestigkeit absinkt, bei unvernetztem Polyäthylen mehr als bei vernetztem. Durch die Bestrahlung wird aber gerade eine Vernetzung bewirkt.

Ansätze, das Langzeitverhalten aufgrund irreversibler Effekte, die allein durch die Elektronenkonzentration ohne Berücksichtigung heisser Elektronen bedingt sind, ergeben keine befriedigende Interpretation der experimentellen Ergebnisse. Dies steht im Gegensatz zur Deutung des Leitfähigkeitsverhaltens (mit dem sich eine weitere Arbeit befassen wird). Daraus muss der Schluss gezogen werden, dass nur ein kleiner Teil der freien Elektronen als heiss angesehen werden kann. Dies wiederum ist ein Hinweis auf eine nicht-Maxwellsche Energieverteilung. Hier sind noch weitere experimentelle Untersuchungen nötig.

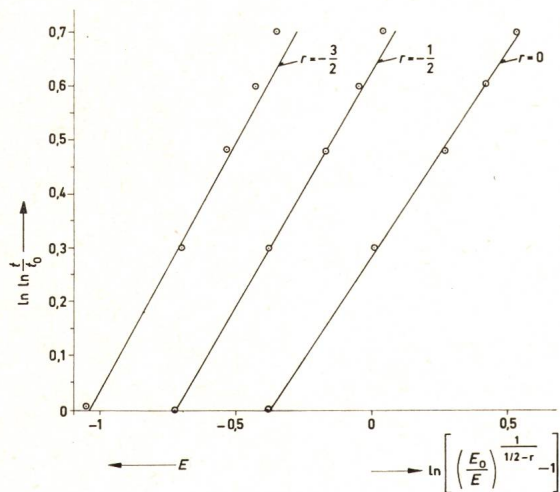


Fig. 5
Darstellung der Ergebnisse der Fig. 4 gemäss Gl. (9)

Anhang

Die Elektronentemperatur

Bei gleichzeitigem Vorliegen verschiedener Streumechanismen gilt:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \quad (\text{A1})$$

Die für die verschiedenen Streumechanismen geltenden Relaxationszeiten (freie Flugzeiten) τ werden reziprok aufsummiert, da die reziproken freien Flugzeiten der Streuwahrscheinlichkeit proportional sind. Das bedeutet, dass im Prinzip immer die kleinste freie Flugzeit bestimmend ist, die mit der freien Weglänge zusammenhängt nach

$$\tau = \frac{\lambda}{v_{th}} \quad (\text{A2})$$

wobei

$$v_{th} = \left(\frac{8}{\pi} \cdot \frac{k T_e}{m} \right)^{1/2} \quad (\text{A3})$$

bei Vorliegen einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger die mittlere thermische Geschwindigkeit ist. Liegt keine Maxwellverteilung vor, was wahrscheinlich ist, so gibt T_e eine geeignet gewählte «Ersatztemperatur» an.

Verlieren die Ladungsträger bei einem unelastischen Stoss die Energie ΔV , so liefert der Energiesatz im stationären Gleichgewicht:

$$q E v_D \tau = \Delta V \quad (\text{A4})$$

Dabei ist q die Ladung und v_D die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger. Die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger liefert der Impulssatz:

$$q E \tau = m v_D \quad (\text{A5})$$

mit der effektiven Masse m der Ladungsträger.

Durch Einsetzen erhält man daraus

$$\frac{q^2}{m} E^2 \tau^2 = \Delta V \quad (\text{A6})$$

Anstelle von τ wird die freie Weglänge λ eingeführt. Der Zusammenhang zwischen der mittleren Elektronenenergie kT_e und der mittleren freien Weglänge λ kann ähnlich den Streugesetzen bei einem mit dem Gitter im thermischen Gleichgewicht stehenden Elektronengas durch einen Streuparameter r beschrieben werden [3; 9]:

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{k T}{k T_0} \right)^r \quad (\text{A7})$$

r beschreibt den Streumechanismus der Elektronen im Festkörper. Im thermischen Gleichgewicht bedeutet

- $r = -1$: Streuung an Gitterschwingungen konstanter Frequenz;
- $r = 0$: Streuung in kovalenten Gittern;
- $r = 1/2$: Streuung an neutralen Störstellen;
- $r = 1$: Streuung in Ionengittern oberhalb der Debye-Temperatur;
- $r = 2$: Streuung an ionisierten Fremdatomen.

Für Streuung in kovalenten Gittern gilt $r = 0$ auch bei einem heissen Elektronengas [4]. Für die anderen Streumechanismen gelten sicher nicht genau die gleichen Streuexponenten wie im Falle des thermischen Gleichgewichts. Trotzdem kann der Zusammenhang zwischen λ und E durch ein Potenzgesetz gleicher Form angenähert werden.

Aus Gl. (A 2), (A 3) und (A 4) erhält man

$$\tau = \frac{\lambda_0}{(k T_0)^r} \cdot \left(\frac{m \pi}{8} \right)^{1/2} \cdot (k T_e)^{r-1/2} \quad (\text{A8})$$

und daraus mit Gl. (A 6):

$$k T_e = \text{const.} \left(\frac{E^2}{\Delta V} \right)^{\frac{1}{1-2r}} \quad (\text{A9})$$

$$k T_e = \text{const.} E^{\frac{2}{1-2r}} \quad (\text{A10})$$

Formale Schwierigkeiten scheint es bei den Streuungen mit $r > 0$ zu geben. Diese Streumechanismen sind wohl kaum relevant in Hochpolymeren, wie eine kleine Überlegung zeige. Streuexponenten $r > 0$ kommen dadurch zustande, dass bei einer Erhöhung der Geschwindigkeit der Elektronen die Wechselwirkungszeit mit einer Störung kleiner wird und damit auch der Winkel, um den das Elektron abgelenkt wird. Eine Erhöhung der freien Weglänge ist dann nur insoweit möglich, wie sich kein anderer Streumechanismus bemerkbar macht, was aber in stark gestörten kovalenten Gittern durch Streu-

ungen mit $r = 0$ auch bei heissen Elektronen [4] zu erwarten ist.

Literatur

- [1] A. V. Hippel: Elektrische Festigkeit und Kristallbau. (Der Mechanismus des elektrischen Durchschlags in fester Isolation. Teil III.) Zeitschrift für Physik 75(1932)3/4, S. 145...170.
- [2] C. Zener: A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics. Proceedings of the Royal Society, Series A 145(1934)855, p. 523...529.
- [3] A. F. Joffé: Physik der Halbleiter. Berlin, Akademie-Verlag, 1958.
- [4] M. H. Cohen: Review of the theorie of amorphous semiconductors. In: Proceedings of the conference on amorphous and liquid semiconductors, Cambridge, 24...27 september 1969. London/Amsterdam, North-Holland, 1970.
- [5] J. F. Fowler: X-ray induced conductivity in insulating materials. Proceedings of the Royal Society, Series A 236(1956)-, p. 464...480.
- [6] J. Artbauer: Elektrische Festigkeit von Polymeren. Kolloid-Zeitschrift und Zeitschrift für Polymere 202(1965)1, S. 15...25.
- [7] D. M. Taylor and T. J. Lewis: Electrical conduction in polyethylene terephthalate and polyethylene films. Journal of Physics D: Applied Physics 4(1971)-, p. 1346...1357.

- [8] H. Luy und F. Oswald: Die Durchschlagfestigkeit von Polyäthylen. ETZ-A 92(1971)6, S. 358...363.
- [9] A. F. Joffé: Halbleiter-Thermoelemente. Berlin, Akademie-Verlag, 1957.
- [10] E. Occhini: A statistical approach to the discussion of the dielectric strength in electric cables. Trans. IEEE PAS 90(1971)6, p. 2671...2682.
- [11] A. Devaux e. a.: Fiabilité et développement vers les hautes tensions des câbles à isolation synthétique. Rapport Cigré No. 21-10, 1968.
- [12] W. Boeck: Entstehung und Bedeutung von Raumladungsladungen in Kunststoff-Folien durch Koronaentladungen. ETZ-A 88(1967)26, S. 647...652.
- [13] H. W. Lücking und H. Geis: Einsatz von PE-isolierten Kabeln im Mittelspannungsbereich. Elektrizitätswirtschaft. 69(1970)15, S. 414...420.
- [14] U. Müller: PE-isolierte Kabel für 60 kV und 110 kV. Elektrizitätswirtschaft. 69(1970)15, S. 420...424.

Adresse des Autors:

Prof. Dr. Otto Böttger, Im Mainfeld 40-1701, D-6 Frankfurt/Main, Nieder-rad.

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Elektrische Maschinen — Machines électriques

Entregung von Synchronmaschinen

621.313.32 : 621.3.013.82

[Nach P. Bapat: Einfluss der Dämpferzeitkonstante auf die Entregung von Synchronmaschinen. ETZ-A 93(1972)9, S. 492...495]

Die Schnellentregung von Synchrongeneratoren hat die Aufgabe, durch einen raschen Abbau des Hauptfeldes den Generator vor Schäden zu schützen. Der Feldabbau ist von verschiedenen Parametern abhängig. Ihr Einfluss lässt sich zum Beispiel im Falle der Entregung eines leerlaufenden Generators zeigen, wobei man die Ergebnisse auf den belasteten Generator erweitern kann. Schnellentregung wird zum Beispiel eingeleitet durch Anlegen einer Gegenspannung an die Erregerwicklung und Erhöhen des Ohmschen Widerstandes im Erregerkreis. Sonderfälle sind Entregung durch Abtrennen und Kurzschliessen der Erregerwicklung sowie Entregen allein durch einen Entregungswiderstand.

Bei Synchronmaschinen mit Dämpferkreis in einer Dämpferwicklung und im Eisen übt dieser auf das Hauptfeld eine abschirmende Wirkung aus. Zwar ist es möglich, mit Hilfe des Entregungswiderstandes und einer Gegenspannung den Erregerstrom rasch zum Abklingen auf Null zu bringen, jedoch wird das Hauptfeld und damit die Generatorspannung durch die in den Dämpferkreisen induzierten Ströme gestützt und verschwindet wesentlich langsamer als der Erregerstrom.

Mathematisch formuliert man beim erwähnten Entregen durch Kurzschliessen die Vorgänge in der Erregerwicklung und im Dämpferkreis durch zwei simultane Differentialgleichungen unter Beachtung der Streuzahl, die die induktive Kopplung zwischen Erreger- und Dämpferkreis berücksichtigt. Für den abklingenden Erregerstrom ergeben sich zwei Komponenten, deren eine mit der subtransienten Leerlauf-Zeitkonstanten sehr rasch verschwindet, während die zweite Komponente nur langsam abnimmt (transiente Leerlauf-Zeitkonstante). Erwähnung verdient noch die Gegenstromerregung als weitere wirksame Entregungsmethode. Bei einem als Beispiel gewählten Turbogenerator von 435 MVA Nennleistung bewirkt sie bei einer Zeitkonstanten des Erregerkreises von 8 s eine Verkürzung der Entregungszeit um etwa 1,2 s, was je nach Betriebsfall von grosser Bedeutung sein kann.

M. Schultze

Elektrische Nachrichtentechnik — Télécommunications

Empfangsantennen auf Fahrzeugen

621.396.676

[Nach H. Lindenmeier und H. Meinke: Exakte Vergleichsmessungen an Empfangsantennen auf Fahrzeugen. NTZ 25(1972)8, S. 359...362]

Bei bewegten Fahrzeugen hängt die Güte des Empfangs in sehr komplexer Weise von der Form des Fahrzeuges, dem Montageort der Antenne, der Art des durchfahrenen Geländes (Hügel, Bäume, Brücken usw.), vor allem aber von der Polarisierung der einfallenden Wellen ab.

Es hat sich gezeigt, dass nur eine statistische Erfassung der Empfangsverhältnisse über einen längeren Zeitraum während der Fahrt zuverlässige und reproduzierbare Aussagen ermöglicht. Im UKW-Bereich waren hierfür zum Beispiel mindestens 100 000 Messungen nötig. Es wurde dabei so vorgegangen, dass Vergleichsmessungen zwischen zwei Antennen durchgeführt wurden, wobei die eine fest montiert und die andere variiert wurde. Ein besonderes Messgerät ermöglichte, beide Antennen durch einen Diodenumschalter auf einen gemeinsamen Empfänger zu schalten, um unkontrollierbare Fehlerquellen zu eliminieren. Die Umschaltfrequenz wurde nach der Empfangsfrequenz und der Geschwindigkeit des Fahrzeuges eingestellt und betrug dementsprechend bei Frequenzen um 1 MHz 60 Umschaltungen pro min und bei 100 MHz 100 pro s bei einer Fahrgeschwindigkeit von 50 km/h. Die Messwerte der beiden Ausgangskanäle wurden über einen Schaltverstärker auf ein Magnetband gegeben; eigens dafür entwickelte Kleinrechner führten schon während der Fahrt die gewünschten statistischen Berechnungen durch nebst einer Direktanzeige über angeschlossene Zählwerke.

Mit dieser Messeinrichtung war es möglich, eine ganze Reihe von wichtigen Informationen durch exakte Vergleichsmessungen der beiden Empfangssysteme zu erhalten, so zum Beispiel der Signalleistungen, des Signalrauschens, der Differenzen der Signalausgänge und deren Wahrscheinlichkeitsverteilung während der Messfahrt. Auch die optimale Länge einer passiven Stabantenne bei einer Empfangsfrequenz von 98 MHz konnte in Kurvenform mit einer Messgenauigkeit von 1 dB ermittelt werden.

Als besonders geeignet erwies sich ferner das verwendete Messverfahren für das Aufsuchen des günstigsten Montagepunktes einer Vertikalantenne, da hier die Polarisationsdrehung des einfallenden Feldes am Fahrzeug die ausschlaggebende Rolle spielt. Der Rand des Kofferdeckels ergab einen um 5 dB besseren Empfang als in der Mitte, die linke Seite des Fahrzeuges war um 1,5 dB besser als die rechte Seite, was auf den freieren Welleneinfall von der Strassenmitte her zurückgeführt werden kann, da die rechte Seite der Strasse durch Häuser, Bäume, Lichtmaste, parkierende Fahrzeuge usw. mehr im elektrischen «Schatten» liegt als die Strassenmitte.

E. Müller