

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 60 (1969)
Heft: 14

Artikel: Beanspruchung und Festigkeit von Masse-Papier-Isolation für HGÜ-Kabel
Autor: Lockau, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916163>

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: 18.03.2025

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

Beanspruchung und Festigkeit von Masse-Papier-Isolation für HGÜ-Kabel

Von J. Lockau, Darmstadt
2941 - 2953

621.315.211.2:621.315.614.6

1. Allgemeines

Ein grosser Teil der HGÜ¹⁾-Kabel-Verbindungen ist bisher mit Masse-Papier-Kabeln ausgeführt worden. Diese besitzen gegenüber den thermisch stabilen Kabeln (Gas- und Öldruckkabel) einen einfacheren Aufbau und können auf Ausgleichsgefässe verzichten. Andererseits neigt das Masse-Kabel bei Beanspruchung mit thermischen Zyklen dazu, unter Umständen bei relativ niedriger Feldstärke durchzuschlagen [1; 2]²⁾. Es wird daher im Rahmen dieser Arbeit zunächst die Feldverteilung und die Festigkeit an einem fabrikneuen Kabel gemessen und dann die Veränderung beider Grössen mit zunehmender zyklischer Beanspruchung untersucht.

2. Potential- und Feldverteilung im Dielektrikum

In dem zahlreichen Schrifttum gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Deutungen des Mechanismus, der die Feldverteilung im Dielektrikum eines Gleichspannungskabels steuert. Während französische und italienische Arbeiten [3; 4; 5] zu dem Ergebnis kommen, dass die Feldverteilung allein durch die Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit des spez. Widerstandes bestimmt wird, zeigen japanische und russische Arbeiten [6; 7; 8] eine starke Feldehöhung in Elektrodennähe durch Ionenraumladungen. Die Potentialverteilung wird daher aus dem spez. Widerstand als Funktion der Temperatur und Feldstärke berechnet und an speziell gefertigten Sondenkabeln gemessen. Eine weitere Kontrolle bietet die Messung des Nachentladestromes. Als Prüflinge dienen zwei Kabel mit gleichem Aufbau, die sich hauptsächlich durch ihre Tränkung unterscheiden. Eine Masse besteht aus einer Mischung von Öl und Polyisobutylen, während das andere Tränkmittel höhere Fraktionen der Mineralöldestillation auf Naphthenbasis ohne Harzzusatz enthält³⁾.

2.1 Bestimmung des Feldverlaufes aus der Widerstandsverteilung

Die Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit des spez. Widerstandes ergibt sich aus der Messung des Isolationswiderstandes als Funktion der Spannung und der Temperatur an Kabelproben. Der Einfluss der Temperatur wird an einer Kabelstrecke gemessen, die sich in einer Klimakammer befindet. Bei konstanter Leiterspannung und homogener Temperatur im Dielektrikum ($\theta_i = \theta_a$) wird die Kammertemperatur zeitlinear mit $d\theta/dt = \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}/3 \text{ h}$ zwischen 0 und 60 $^\circ\text{C}$ verändert. Das Picoampèremeter zeigt wegen der langsamen Temperaturänderung in jedem Augenblick den asymptotischen Endwert des Isolationsstromes an. Der hieraus berechnete spez. Widerstand folgt in guter Näherung der Funktion

$$\rho = \rho_0 \exp - (\theta/\theta^+) \quad (1)$$

Die Temperaturkonstante θ^+ bezeichnet den Temperaturzuwachs, bei dem der spez. Widerstand um den Faktor e abfällt. Für die Bestimmung der Feldstärkeabhängigkeit wird die Temperaturabhängigkeit des spez. Widerstandes benutzt, um eine räumlich konstante Feldstärke im Dielektrikum des Kabels zu erzeugen. Nach *Tellier* [3] gilt dies für:

$$\beta = \frac{w}{2\pi \lambda \theta^+} = 1 \quad (2)$$

w Leiterverlustleistung; λ Wärmeleitwert und der spez. Widerstand am Mantel ergibt sich zu:

$$\rho_a = \frac{E_m}{I_D} 2\pi r_a l \quad (3)$$

E_m mittlere Feldstärke;
 I_D Isolationsstrom.

Für die Feldstärkeabhängigkeit des spez. Widerstandes (Fig. 1) lassen sich zwei Bereiche angeben: Unterhalb der Grenzfeldstärke E_0 ist der spez. Widerstand konstant, d. h. es gilt das Ohmsche Gesetz. Oberhalb der Grenzfeldstärke sinkt der spez. Widerstand exponentiell mit der Konstanten E^+ ab. Die Feldstärkeabhängigkeit entspricht in guter Näherung der von *Whitehead* [9] theoretisch abgeleiteten Beziehung für amorphe Materialien:

$$\rho = \rho_0 \exp - (E/E_k)^2 \quad (4)$$

E_k Feldstärke-Koeffizient.

Die beiden Geraden für $E < E_0$ und $E > E_0$ sind als Teilstücke der Parabel aufzufassen. Mit steigender Temperatur ist nach Fig. 1 keine messbare Veränderung der Feldstärkeabhängigkeit festzustellen. Im untersuchten Bereich lässt sich der spez. Widerstand durch:

$$\rho = \rho_0 \exp - (\theta/\theta^+) \cdot F(E) \quad (5)$$

darstellen.

$$F(E) = 1 \quad 0 \leq E \leq E_0$$

$$F(E) = \exp - (E - E_0)/E^+ \quad E_0 \leq E \leq E_D$$

E_D Durchschlagsfeldstärke.

Die Konstanten des spez. Widerstandes sind für die untersuchten Kabel in Tabelle I eingetragen.

Konstanten des spez. Widerstandes

Tabelle I

Kabeltyp	ρ_0 $\Omega \text{ cm}$	θ^+ $^\circ\text{C}$	E^+ kV/mm	E_0 kV/mm
Kabel mit PIB-Masse	$1,2 \cdot 10^{19}$	7,0	35	35
Kabel mit MDN-Masse	$3,5 \cdot 10^{19}$	6,5	42	38

Eine Feldverzerrung in Elektrodennähe durch eine Ionenraumladung wird bei obiger Messung und in der folgenden Rechnung vernachlässigt. Der Verlauf des Potentials ϕ_g , der

¹⁾ HGÜ = Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragung.

²⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

³⁾ Im folgenden werden zur Vereinfachung die Abkürzungen PIB-Masse und MDN-Masse verwendet.

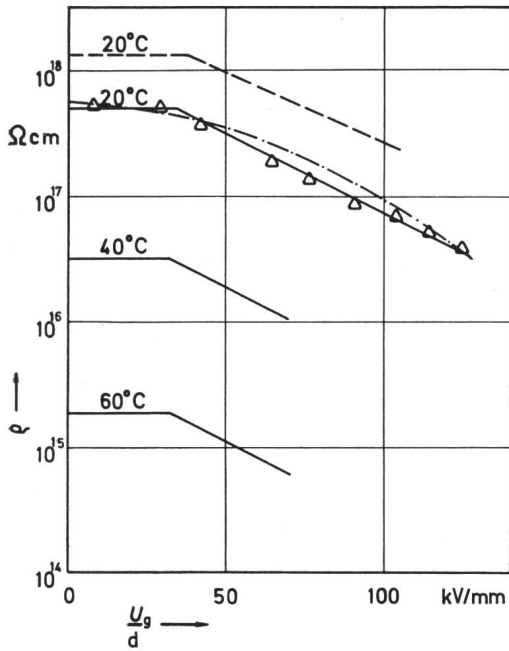


Fig. 1
Feldstärkeabhängigkeit des spezifischen Widerstandes
 U_g Dauergleichspannung; d Isolationsauftrag
 $U_g/d = E_m$; $\varrho = f(E, \theta)$
 — gemessen PIB-Masse
 - - - Näherung nach Gl. (4)
 - - - gemessen MDN-Masse

Feldstärke E_g und der Raumladungsdichte $q_v/\epsilon_0 \epsilon_r$ lässt sich nach *Tellier* [3] für kleine Feldstärken $E < E_0$ aus der Temperaturabhängigkeit des spez. Widerstandes berechnen:

$$\varphi_g = U_g \frac{r_a^\beta - r_i^\beta}{r_a^\beta - r_i^\beta} \quad (6)$$

$$E_g = U_g \frac{\beta r^\beta - 1}{r_a^\beta - r_i^\beta} \quad (7)$$

$$\frac{q_v}{\epsilon_0 \epsilon_r} = U_g \frac{\beta^2 r^{\beta-2}}{r_a^\beta - r_i^\beta} \quad (8)$$

Im Bereich höherer Feldstärke ($E > E_0$) muss auch die Feldstärkeabhängigkeit des spez. Widerstandes berücksichtigt werden. Während bei einer hyperbolischen Abhängigkeit des spez. Widerstandes von der Feldstärke eine geschlossene Lösung angegeben werden kann, ist bei der gemessenen Feldstärkeabhängigkeit (Fig. 1) ein etwas abgewandeltes Iterationsverfahren nach *Fallou* [11] anzuwenden, das die Feldstärke in implizierter Form angibt:

$$\frac{E}{F(E)} = \frac{E_m}{F(E_m)} \left(\frac{r}{r_m} \right)^{\beta-1} \quad (9)$$

r_m ist der bei Beginn der Iteration unbekannt Radius, für den gilt:

$$E(r_m) = E_m = \frac{U_g}{r_a - r_i}$$

Ausserdem muss die Bedingung erfüllt sein, dass:

$$\int_{r_a}^{r_i} E(r) dr = U_g$$

2.2 Potentialmessung mit Sondenkabel

In Fig. 2 ist das Potential und die Feldstärke als Funktion des Radius für verschiedene Werte von β aufgetragen. Die

gestrichelte Linie bezeichnet die nach Gleichung (6 und 7) aus dem spez. Widerstand berechneten Kurven. Die Feldstärkeabhängigkeit spielt in diesem Bereich entsprechend Fig. 1 keine Rolle. Zum Vergleich sind die an einem speziellen Sondenkabel gemessenen Potentialverteilungen und die daraus ermittelten Feldverläufe durchgezogen aufgetragen. Das Sondenkabel unterscheidet sich von dem normalen Kabel nur durch 3 Meßsonden, die aus 20 μ m starken und 5 mm breiten Kupferbändern bestehen. Diese sind mit einer Bedeckung von 1:4 aufgebracht und gleichmässig über dem Radius verteilt. Die Messung zeigt eine gegenüber der Widerstandsverteilung erhöhte Randfeldstärke, die durch Ionenraumladungen [6; 7; 8] verursacht wird. Durch die makroskopische Wanderung von Ionen erhöht sich deren Konzentration in der Nähe der Gegenelektrode. Die Feldstärke an den Elektroden steigt daher an. Die Erhöhung der Leiterfeldstärke des thermisch unbelasteten Kabels ($\beta = 0$) beträgt $E_{ig}/E_{is} = 16,0/12,4 = 1,29$ bei $U_g = 50$ kV.

$$\begin{array}{ll} E_{is} & \text{Leiterfeldstärke bei statischer Verteilung} & t = 0 \\ E_{ig} & \text{Leiterfeldstärke bei Dauergleichspannung} & t = \infty \end{array}$$

Die Felderhöhung ist damit wesentlich niedriger als die z. B. von *Kagaya* [7] gemessene Zunahme der Leiterfeldstärke auf das 3,5fache. Für das kalte Kabel ($\beta = 0$) ergeben sich aus den Sondenmessungen zwei Heteroladungen an den Elektroden (Fig. 3), während das Dielektrikum bei einer Berechnung aus der Widerstandsverteilung raumladungsfrei ist. Im schwach geheizten Kabel überlagern sich die Heteroladungen, die durch den Ionentransport verursacht werden, mit der Homöoladung nach Gl. (8). Die aus der Messung ermittelte Raumladungsverteilung entspricht daher etwa der Differenz zwischen der nach Gl. (8) berechneten Verteilung und der Raumladungsdichte des kalten Kabels. Für das stark thermisch belastete Kabel ($\beta = 4,8$) sind die Abweichungen grösser, da sich in Leiternähe eine starke Heteroladung aufbaut. Mit steigender

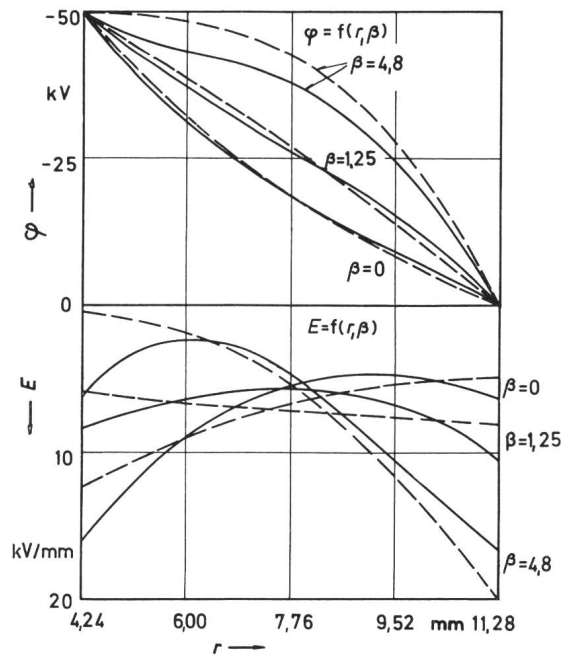


Fig. 2
Potential- und Feldverteilung PIB-Masse
 E Feldstärke; r Radius; β normierte Grösse; φ Potential
 — Sondenmessung
 - - - Widerstandsverteilung

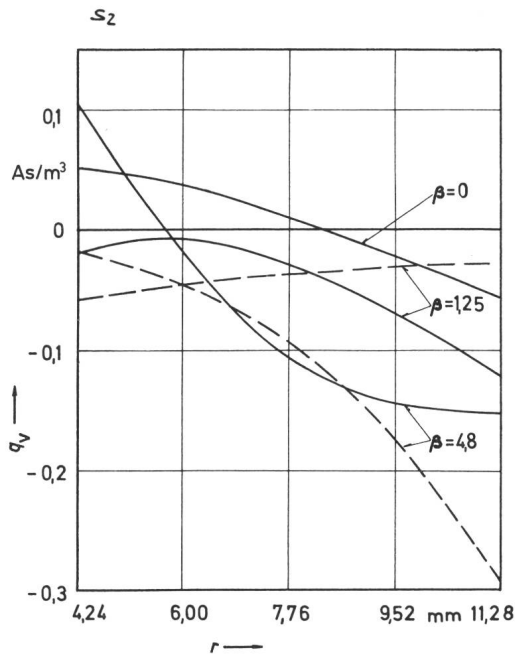


Fig. 3
Raumladungsdichte
 $q_v = f(r, \beta)$; PIB-Masse, $U_g = 50$ kV
— Sondenmessung
--- Widerstandsverteilung

Temperatur nimmt nach Link [14] die Dissoziation und damit die Zahl der Ladungsträger nach:

$$n = \sqrt{\frac{A_n}{K_2}} \exp -\frac{F_n}{2kT} \quad (10)$$

zu.

F_n thermische Dissoziationsenergie;
 K_2 Rekombinationskonstante.

Die Abweichungen zwischen gemessener und berechneter Ladungsdichte werden durch Nachentladungsversuche sowie Messungen der Gleich- und Umpolfestigkeit bestätigt.

2.3 Ladungsverhältnis und Mantelfeldstärke

Die Messung des Nachentladestromes und der daraus durch Integration ermittelten Nachentladung bietet unter der Voraussetzung, dass im Dielektrikum eine reine Homöoladung gespeichert ist, die Möglichkeit, nach Breilmann [16] die Erhöhung der Mantelfeldstärke aus der Zunahme der auf der Mantelelektrode gespeicherten Ladung und damit aus der Nachentladung zu bestimmen:

$$\frac{Q_g}{Q_s} = \frac{E_{ag}}{E_{as}} = \gamma = 1 + \frac{1}{Q_s} \int_1^t i_n(\tau) d\tau \quad (11)$$

Hierbei versteht man unter Nachentladestrom den Strom, der nach Abfluss der statischen Ladung durch die Raumladungen, die sich während der Spannungsbeanspruchung im Dielektrikum gebildet haben, getrieben wird. In einem nicht-idealen Isolierstoff treten ausser der Homöoladung, die auf die Abhängigkeit des spez. Widerstandes von Temperatur und Feldstärke zurückgeht, noch drei weitere Anteile der Nachentladung auf, die sich nicht abtrennen lassen:

1. Wagner-Nachentladung [17];
2. Dipoldrehung;
3. Elektrochemische Nachentladung [15].

Die Wagner-Nachentladung entsteht durch räumliche Inhomogenitäten im Isolierstoff. Für die geschichtete Masse-

Papier-Isolation z. B. ist das Produkt $\rho\epsilon$ in beiden Medien nicht gleich. Die Dipoldrehung wird schon bei der Messung der statischen Kapazität, die bei Netzfrequenz ermittelt wird, berücksichtigt. Die elektrochemische Nachentladung entsteht durch die Wanderung von Ionen, die an den Elektroden eine makroskopische Raumladung bilden sowie durch die Trennung von Ladungsträgern im Massespalt, wobei die Barrierewirkung der Papiere eine weitere Wanderung verhindert. Von den genannten Anteilen haben nur die Ionenraumladung an den Elektroden und die Homöoladung einen Einfluss auf die makroskopische (mit Sonden messbare) Feldverteilung. Die Messung des Ladungsverhältnisses γ zeigt, dass für das Kabel mit PIB-Masse die Gl. (11) in brauchbarer Näherung gilt. Die Abweichung zwischen Ladungsverhältnis und der aus der Widerstandsverteilung berechneten Erhöhung der Mantelfeldstärke (Fig. 4) wird durch Ionenraumladungen verursacht und lässt sich durch die Sondenmessungen (Fig. 2) bestätigen. Mit steigender Feldstärke verringert sich der Einfluss der Ionenraumladungen, so dass Ladungsverhältnis und berechnete Erhöhung der Mantelfeldstärke übereinstimmen. Wegen der Feldstärkeabhängigkeit des spez. Widerstandes nähern sich alle Kurven der mittleren Feldstärke E_m . Die Nachentladungsmessungen am Kabel mit PIB-Masse bieten eine Möglichkeit, die Mantelfeldstärke auch bei hohen Leiterspannungen und -verlusten direkt zu messen [Gl. (11)]. Eine Erhöhung der Mantelfeldstärke auf 350 %, wie sie von Kagaya [7] gemessen wurde, kann daher für das Kabel mit PIB-Masse ausgeschlossen werden. Durch vergleichende Messungen an Kabeln mit und ohne Meßsonden lassen sich die Sondenmessungen kontrollieren. Dies gilt auch für das Kabel mit MDN-Masse, obwohl Fig. 5 zeigt, dass Gl. (11) nicht anzuwenden ist. Da das Ladungsverhältnis mit zunehmender Leiterspannung stark abnimmt, wird die Nachentladung zum grössten Teil durch die elektrochemische Nachentladung verursacht. Hinzu kommt ein feldstärkeunabhängiger Anteil, der von der Wagner-Nachentladung verursacht wird. Die Auswirkung der elektrochemischen Raumladung auf das makroskopische Potential ist auf

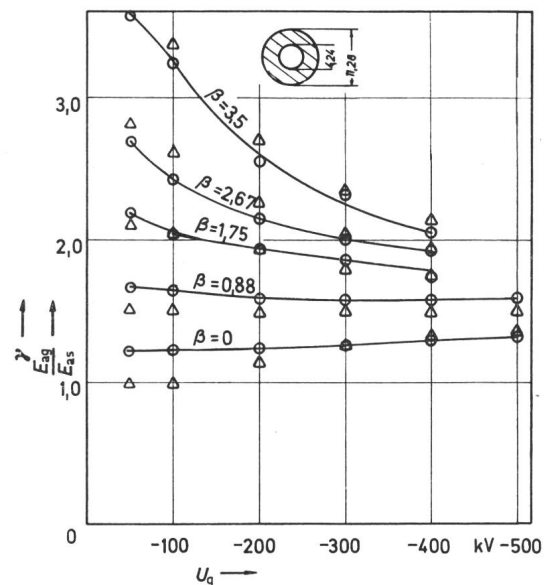


Fig. 4
Ladungsverhältnis und Mantelfeldstärke
PIB-Masse
○ $\gamma = f(U_g, \beta)$
△ $E_{ag}/E_{as} = f(U_g, \beta)$

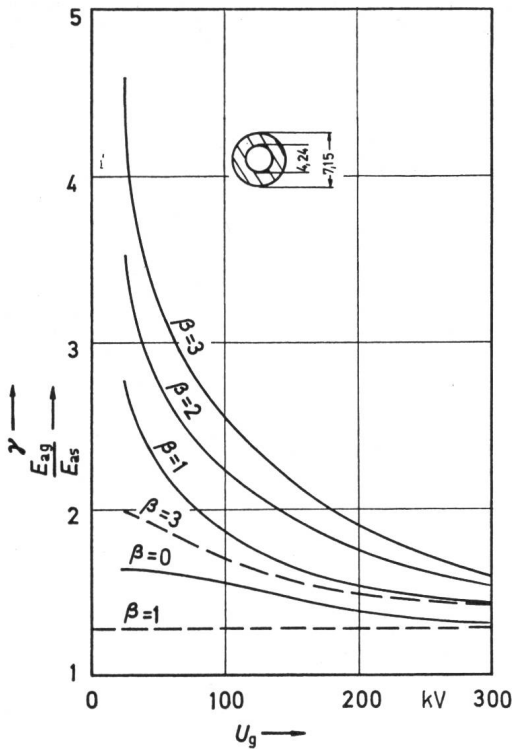


Fig. 5
Ladungsverhältnis und Mantelfeldstärke
MDN-Masse
— $\gamma = f(U_g, \beta)$
--- $E_{ag}/E_{as} = f(U_g, \beta)$

Grund von Sondenmessungen gering. Die Leiterfeldstärke des kalten Kabels erhöht sich maximal um 50 %, d. h. die elektrochemische Nachladung beruht fast ausschliesslich auf der Ladungstrennung im Massespalt, die ebenso wie die Wagner-Nachladung nur eine «Aufrauhung» der örtlichen Feldstärke verursacht.

3. Festigkeit bei einmaliger kurzzeitiger Beanspruchung

Die Kurzzeitfestigkeit wird an Kabelproben ohne Vorbeanspruchung bei konstanter thermischer Belastung und Beanspruchung mit Gleich- und Stoßspannung sowie Umpolung gemessen. Als Prüflinge dienen mit vorgefertigten Endverschlüssen versehene Kabelproben von 4 m Länge und mit 2,9 mm Isolationsauftrag. Diese werden zur Prüfung in ein mit Öl gefülltes Plexidurrohr gesteckt.

3.1 Messanordnungen und -methoden

Bei den Gleichspannungsversuchen wird die Spannung am Prüfling in Stufen von:

$$\frac{\Delta U_g}{\Delta t} = \frac{20 \text{ kV}}{1 \text{ h}} \triangleq \frac{\Delta U_g/d}{\Delta t} \approx \frac{7 \text{ kV/mm}}{1 \text{ h}}$$

bis zum Durchschlag gesteigert. Die Stoßspannungsdurchschläge werden mit einer über ein RC-Glied gedämpften Normstosswelle ausgeführt, deren mittlerer Spannungsanstieg 600 kV/10 μ s beträgt. Der Durchschlag tritt wegen der stark überschüssigen Amplitude in der Stirn auf und wird oszillographisch registriert. Zur Untersuchung der Umpolfestigkeit werden drei Spannungs-Zeit-Funktionen, die schematisch in Fig. 6 dargestellt sind, benutzt. Für die Versuche A und B, die sich nur durch die Häufigkeit des Polaritätswechsels unterscheiden, wird die Spannung zweier Gleichspannungsgenera-

toren entgegengesetzter Polarität mit einem automatischen Schalter abwechselnd auf die Kabelprobe geschaltet. In Versuch C wird die Umpolbeanspruchung durch die Überlagerung von Gleich- und Stoßspannung nachgebildet.

3.2 Kurzzeitfestigkeit

Obwohl die Durchschlagspannungen wegen der unterschiedlichen Feldverteilung im Dielektrikum stark differieren, zeigt die Berechnung der örtlich maximalen Feldstärke, dass die Festigkeit von der Beanspruchung unabhängig ist (Fig. 7 und 8). Bei der Berechnung der Gleichfeldstärke bzw. des Gleichanteils der Umpolfeldstärke tritt ein deutlicher Einfluss des Tränkmittels auf. Für das mit MDN-Masse getränkte Kabel stimmt die aus der Widerstandsverteilung berechnete Gleichfeldstärke mit der Stossfeldstärke überein. Die Ermittlung der Umpolfeldstärke aus der Differenz von Gleich- und Stossfeldstärke

$$E_u = E_g - E_s' \quad (12)$$

führt ebenfalls zum gleichen Ergebnis. Die Gleichfeldstärke E_g wird hierbei aus der Widerstandsverteilung und die Stossfeldstärke E_s' aus der Potentialänderung des Prüflings während des Umpolstosses berechnet. Die Übereinstimmung der bei verschiedenen Beanspruchungen gemessenen Werte der Festigkeit erlaubt den nachträglichen Schluss, dass Feldverzerrungen durch Ionenraumladungen für die MDN-Masse keinen Einfluss auf die Durchschlagfeldstärke haben (Fig. 8).

Für das unbelastete Kabel mit PIB-Masse stimmt die Stossfestigkeit auch mit der Gleichfestigkeit überein, wenn diese aus der Widerstandsverteilung ermittelt wird. Die Berechnung der Gleich- und Umpolfestigkeit des thermisch belasteten Kabels nach der gleichen Methode führt jedoch zu Werten, die 20 % über der Stossfestigkeit liegen. Da die Sondenmessungen am thermisch belasteten Kabel den Einfluss einer starken Hetero-

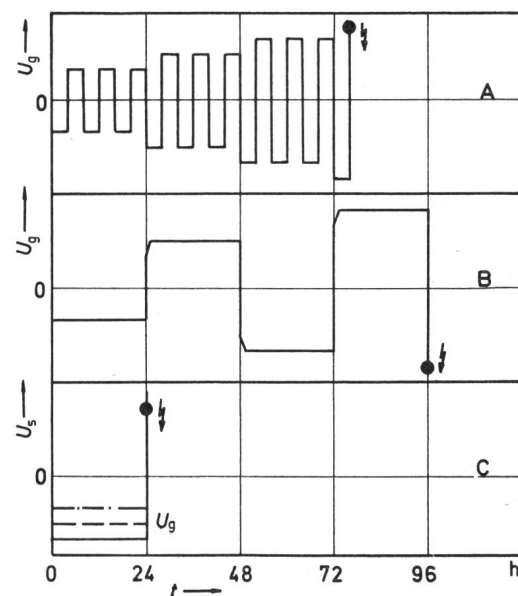


Fig. 6
Umpolspannungs-Zeit-Funktionen
 $U_u = f(t)$

A Umpolung mit zwei Gleichspannungsgeneratoren, Umpolintervall 4 h, Spannungssteigerung nach jeweils 24 h;
B wie A, Umpolintervall 24 h;
C Umpolung mit Gleich- und Stossgenerator

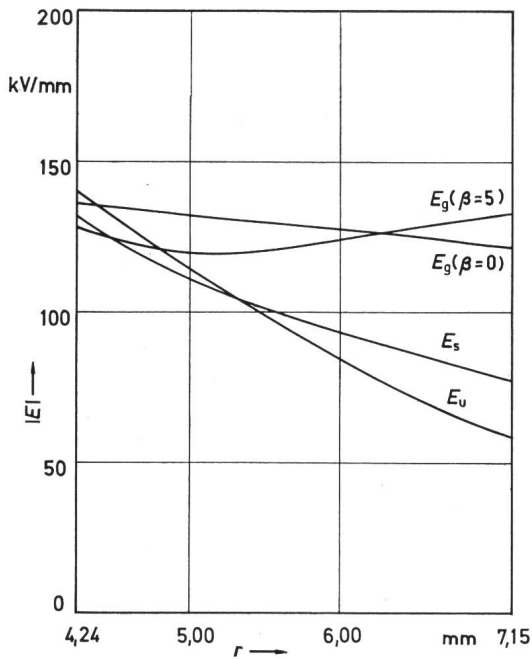


Fig. 7
Feldverteilung beim Erreichen der Durchschlagspannung
 PIB-Masse; $|E| = f(r)$
 E_g Gleichfeldstärke; E_s Stossfeldstärke; E_u Umpolfeldstärke;
 r Radius

ladung in Leiternähe zeigen (Fig. 2), die eine Erhöhung der Leiterfeldstärke und eine Erniedrigung der Mantelfeldstärke verursacht, kann die Bestimmung der Gleich- und Umpolfeldstärke dadurch korrigiert werden, dass die Rechnung die Ionenraumladungen auch im Gebiet der Durchschlagfeldstärke berücksichtigt. Die Gl. (9) wird daher durch einen empirischen Zusatzterm, der auf dem Unterschied zwischen gemessenem und berechnetem Feldverlauf für $\beta = 4,8$ (Fig. 2) beruht, korrigiert:

$$\frac{E}{F(E)} = \frac{E_m}{F(E_m)} \cdot \frac{(r/r_m)^{\beta-1} + C [\exp - (r-r_i)/a - \exp - (r_a-r)/a]}{1 + C [\exp - (r_m-r_i)/a - \exp - (r_a-r_m)/a]} \quad (13)$$

Die Berechnung der maximalen örtlichen Feldstärke nach Gl. (13) bestätigt die Werte der Gleich- und Stossfestigkeit des kalten Kabels. Die Festigkeit des Kabels mit PIB-Masse ist auf Grund der Messungen unabhängig von der Geschwindigkeit der Spannungssteigerung und der Form der Beanspruchung.

Die Variation der Umpolspannungs-Zeit-Funktion nach Fig. 6 bewirkt keine Veränderung der Festigkeit. Durch die Verlängerung des Umpolintervalls von 4 h (A) auf 24 h (B) verringert sich die Umpolhäufigkeit auf $1/6$, gleichzeitig erhöht sich die Beanspruchung, da sich während der gesteigerten Intervalllänge eher der stationäre Endwert der Gleichfeldstärke einstellen kann. Die Übereinstimmung der Ergebnisse von Versuchsreihe A und C zeigt, dass auch die Vorbeanspruchung von 54 Polaritätswechseln (9 Tage Versuchsdauer) keine Verringerung der Festigkeit des neuen Kabels verursacht. Ausserdem ergibt der Vergleich der Messergebnisse, dass sich die Umpolbeanspruchung durch Überlagerung von Gleich- und Stoßspannung nachbilden lässt. Der Durchschlag des Kabels ohne Vorbeanspruchung ist nach Whitehead (9) und Franz (12) als dielektrischer Durchschlag zu deuten, da Gleich- und Stoss-

festigkeit übereinstimmen. Die im Dielektrikum durch den Isolationsstrom erzeugte Verlustleistung lässt sich aus

$$w_e = \int_V (E_g^2/\rho) dV \quad (14)$$

berechnen. Da die Gleichfeldstärke E_g nach Fig. 8 nur schwach vom Radius abhängt, erhält man eine Abschätzung des Integrals, wenn man E_g durch den Maximalwert \hat{E}_g ersetzt. Die so berechnete Leistung pro Länge beträgt:

$$w_e/l < 12 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}$$

Der Wärmedurchschlagsmechanismus ist daher als Durchschlagsursache auszuschliessen.

4. Veränderung der Isolation durch thermische Zyklen

In einem Belastungsversuch wurde eine 74 m lange Strecke des Kabels mit PIB-Masse, dessen Radienverhältnis $r_a/r_i = 11,28/4,24$ beträgt, bei einer konstanten Leiterspannung $U_g = 200 \text{ kV}$ mit $21,5 \text{ W/m}$ im 8 h—16 h-Rhythmus beansprucht. In einem Parallelversuch wurde die Heizleistung auf 30 W/m erhöht.

4.1 Zerstörungsfreie Messungen

Während der thermischen Belastungszeit von 8 h erwärmte sich die Isolation. Die Masse wurde wegen des grossen kubischen Ausdehnungskoeffizienten nach aussen gedrückt und konnte zum Teil an den Endverschlüssen, die aus halbleitenden Bändern bestanden, austreten. Mit steigender Zyklenzahl nimmt der Masseverlust überproportional zu, weil durch die thermische Wechselbeanspruchung die Bänder der Isolation gelockert werden und damit der Reibungswiderstand zurückgeht (Fig. 9). Die Erhöhung der Leiterverlustleistung von $21,5 \text{ W/m}$ auf 30 W/m bedeutete eine Steigerung der Leitertemperatur von 60 auf $78 \text{ }^\circ\text{C}$. Der Verlust des Tränkmittels wird daher beschleunigt. Gleichzeitig mit der Abwanderung des Tränkmittels lässt sich eine Zunahme des asymptotischen

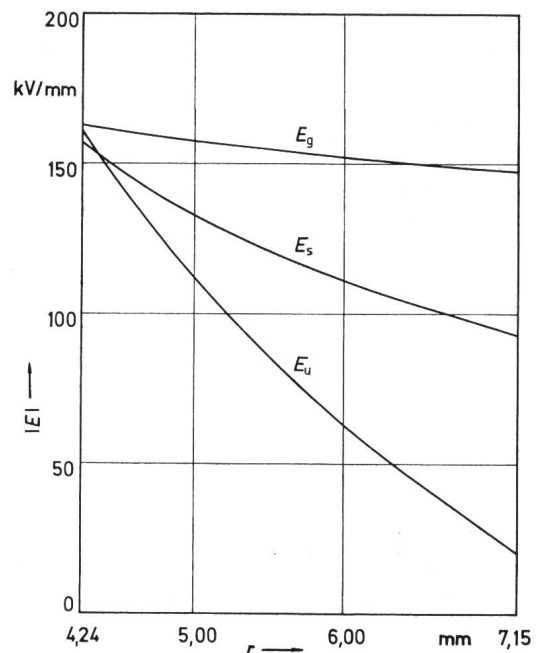


Fig. 8
Feldverteilung beim Erreichen der Durchschlagspannung
 MDN-Masse
 Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 7

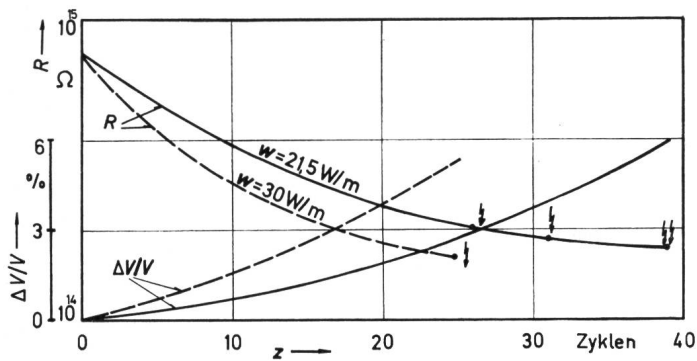


Fig. 9
Masseverlust und Kabelwiderstand

PIB-Masse
 $\Delta V/V = f(z); R = f(z)$
 $\Delta V/V$ relativer Volumenverlust; $R = \frac{U_g}{I_D}$ Kabelwiderstand

Endwertes des Isolationsstromes mit steigender Zyklenzahl feststellen. Der hieraus berechnete Kabelwiderstand, bezogen auf die Länge von einem Meter, verringert sich sehr und beträgt nach 39 Zyklen mit 21,5 W/m nur noch 20 % des Neuwertes. Die Erniedrigung des Kabelwiderstandes wird ebenfalls durch eine Vergrößerung der Leiterverlustleistung beschleunigt. Durch die Abwanderung der Masse entstehen im Dielektrikum Hohlräume. Beim Durchzünden dieser Hohlräume entstehen Lawinen von Ladungsträgern, so dass die Zahl der Ladungsträger und damit der Isolationsstrom erhöht wird. Die gleiche Tendenz zeigen die Untersuchungen von Renke [13], der eine Erhöhung des $\tan \delta$ mit zunehmender Dauer der zyklischen Beanspruchung an 30-kV-Wechselspannungskabeln festgestellt hat.

Auf Grund des Temperaturgefälles im Dielektrikum des Kabels ist der Masseverlust in Leiternähe grösser als am Mantel, da die Masse, die während der Aufheizperiode zum Mantel gepresst wird, in der Abkühlperiode wegen der hohen Viskosität nicht mehr zurückfließt. Diese Modellvorstellung wird durch eine Potentialmessung an einem mit 38 W/m über 30 Tage konstant belasteten Sondenkabel bestätigt. Nachdem der Endverschluss zur Vermeidung von Messfehlern erneuert worden ist, liegt im kalten Kabel die Gleichfeldstärke am Leiter E_{lg} (Fig. 10, Kurve 3) unter der elektrostatischen Feldstärke E_{is} (Kurve 1), während es beim fabrikneuen Kabel (Kurve 2) umgekehrt ist. Der Erhöhung der Leiterfeldstärke durch eine Heteroladung wirkt die Verringerung des spez. Widerstandes in der Leiterzone entgegen. Am Mantel ist kein Unterschied zwischen der Gleichfeldstärke des neuen und des vorbelasteten Kabels zu erkennen, da dieser während der thermischen Belastung durch Wasserkühlung auf Raumtemperatur gehalten wird. Der zum Vergleich in Fig. 10 eingetragene Feldverlauf, der sich aus der Widerstandsverteilung ergibt, wenn die Grenzfeldstärke $E_0 = 0$ kV beträgt, gibt die Feldstärke am Leiter und Mantel in besserer Näherung wieder als Kurve 1, erfasst aber nicht den Einfluss der Ionenraumladungen auf die Feldverteilung. Da von der Masseabwanderung besonders die leiternahe Zone betroffen ist, wird dort die Feldstärke gegenüber der hyperbolischen Verteilung verringert und die Beanspruchung vergleichmässigt.

Die gleiche Ursache bewirkt eine Verkleinerung des Ladungsverhältnisses (Fig. 11). Für $\beta = 0$ besteht nur eine geringe

Abweichung zwischen dem Ladungsverhältnis des neuen und des vorbelasteten Kabels. Dies deckt sich mit der Tatsache, dass in Fig. 10 keine Veränderung der Mantelfeldstärke festzustellen ist. Mit zunehmendem β steigt das Ladungsverhältnis des vorbelasteten Kabels weniger als das des neuen Kabels. Da für das Kabel mit PIB-Masse das Ladungsverhältnis ungefähr proportional der relativen Erhöhung der Mantelfeldstärke ist [Gl. (11)], ergibt sich aus Fig. 11, dass durch die Vorbeanspruchung die maximale örtliche Feldstärke auch für das thermisch belastete Kabel ($\beta > 0$) verringert und die Beanspruchung daher günstiger wird.

4.2 Festigkeit bei zyklischer Beanspruchung

Während des Belastungsversuches treten an der Kabelstrecke vier Durchschläge auf, die ausnahmslos oben auf der Kabeltrommel und in der Nähe der Endverschlüsse liegen. Ausserdem werden von der Kabelstrecke nach einer bestimmten Anzahl von Zyklen jeweils drei Kabelproben abgeschnitten. Diese werden ebenso wie die fabrikneuen Proben mit stufenförmig gesteigerter Gleichspannung durchschlagen. Die so ermittelte Kurzzeitfestigkeit fällt als Funktion des Masseverlustes stark ab und beträgt nach 39 Zyklen mit 21,5 W/m nur noch 52 kV/mm, d. h. 40 % des Neuwertes (Fig. 12). Kabelwiderstand und Kurzzeitfestigkeit sinken beide mit wachsendem Masseverlust unabhängig von der Heizleistung. Es besteht ein fester Zusammenhang zwischen Masseabwanderung, Kurzzeitfestigkeit und Kabelwiderstand bei zyklischer thermischer Beanspruchung. Die Festigkeit von Kabelproben, in denen allein durch konstante thermische Belastung ein Masseverlust von 2 % erzeugt wurde (Fig. 12), ist sehr viel grösser als die der zyklisch vorbeanspruchten Proben mit gleichem Volumenverlust. Die häufigen thermischen Belastungswechsel sind für das

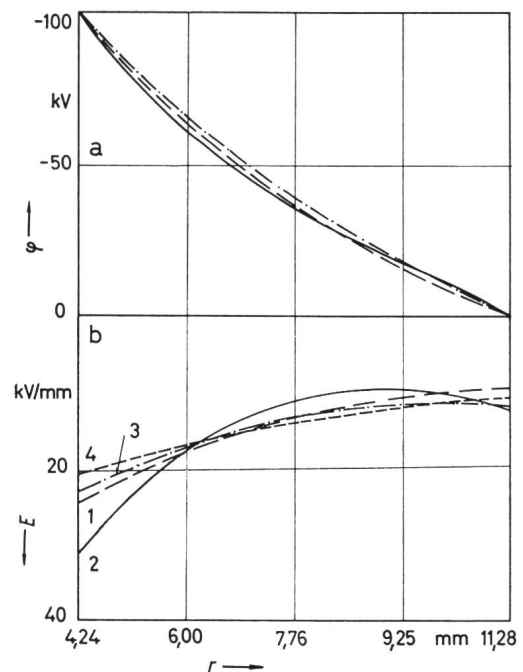


Fig. 10
Potential- (a) und Feldverlauf (b)

- 1 statische Verteilung
 - 2 neues Kabel
 - · - 3 vorbelastetes Kabel
 - 4 aus Widerstandsverteilung für $E_0 = 0$
- } Gleichverteilung

Gefüge der Isolation gefährlicher als die konstante thermische Beanspruchung. Durch die Vorentladungen in Hohlräumen, die durch den Masseabfluss entstanden sind, wird die Isolation zusätzlich geschädigt.

Proben des mit 39 Zyklen zu 21,5 W/m vorbelasteten Kabels wurden auch auf Stoss- und Umpolfestigkeit geprüft (Fig. 13), die ebenso wie die Gleichfestigkeit weit unter der Kurzzeitfestigkeit des neuen Kabels liegen. Die Umpolfestigkeit stimmt etwa mit der Stossfestigkeit überein, wobei der Gleichanteil der Umpolfeldstärke aus der Widerstandsverteilung berechnet wird. Der Einfluss von Ionenraumladungen ist für das thermisch vorbeanspruchte Kabel, wie schon die Sonden- und Nachentladungsmessungen (Fig. 10 und 11) zeigen, zu vernachlässigen. Umpolversuche mit zwei Generatoren (Fig. 6A) lassen trotz der häufigen Stossbelastung keine messbare zusätzliche Erniedrigung der Festigkeit der thermisch vorbelasteten Kabelproben erkennen.

5. Zusammenfassung

Die Feldverteilung in den untersuchten Masse-Kabeln wird hauptsächlich durch den spez. Widerstand und seine Abhängig-

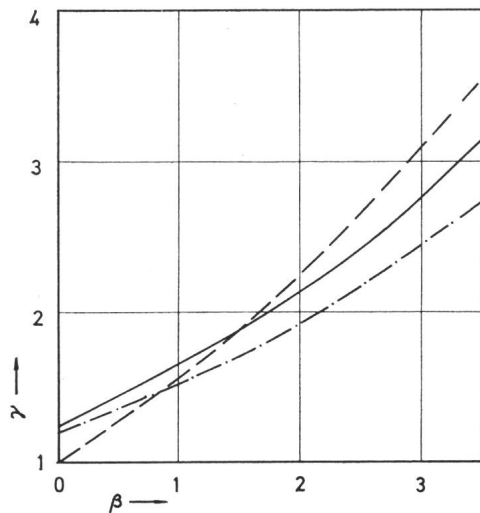


Fig. 11
Ladungsverhältnis $\gamma = f(\beta)$
— neues Kabel
- - - vorbelastetes Kabel
- · - aus Widerstandsverteilung

keit von Temperatur und Feldstärke bestimmt. Bei Betriebsfeldstärke ist der Einfluss von Ionenraumladungen zu berücksichtigen, durch welche eine maximale Erhöhung der Elektrodenfeldstärke um 50 % verursacht wird. Durch Nachentladungsmessungen lässt sich nachweisen, dass der Einfluss der Ionenraumladungen mit zunehmender Feldstärke zurückgeht. Der Durchschlag der Kabelisolation tritt beim Überschreiten der örtlichen maximalen Festigkeit auf. Diese ist im untersuchten Bereich unabhängig vom räumlichen und zeitlichen Verlauf der Beanspruchung und beträgt 160 kV/mm für die Isolation mit MDN-Masse und 132 kV/mm für die Isolation mit PIB-Masse. Für das Kabel mit PIB-Masse wird bei hoher thermischer Belastung die Berechnung der Gleichfeldstärke und des Gleichanteils der Umpolfeldstärke unter Berücksichtigung von Ionenraumladungen ausgeführt. Ein häufiger Polaritätswechsel verursacht keine Erniedrigung der Festigkeit, während

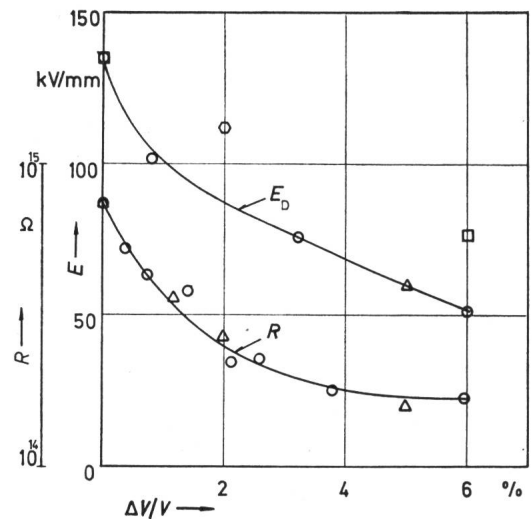


Fig. 12
Festigkeit und Kabelwiderstand

$$E_D = f(\Delta V/V); R = f(\Delta V/V)$$

- 21,5 W/m } zyklisch vorbeansprucht
- △ 30 W/m } Gleichfestigkeit
- 2 % Volumenverlust durch konstante Erwärmung
- Stossfestigkeit

unter dem Einfluss thermischer Belastungszyklen bei Dauer gleichspannung die Kurzzeitfestigkeit stark absinkt. Innerhalb von 39 Zyklen (= Tagen) erleidet die Isolation durch Masseabwanderung einen Volumenverlust von 6 %. Die hierdurch verursachte Hohlräumladung verringert den Isolationswiderstand und vergleichmässigt die Beanspruchung. Gleichzeitig sinkt die Festigkeit bei kurzzeitiger Gleichspannungsbeanspruchung auf 40 % des Neuwertes. Die Massenabwanderung muss daher durch geeignete konstruktive Massnahmen auf ein Minimum beschränkt werden.

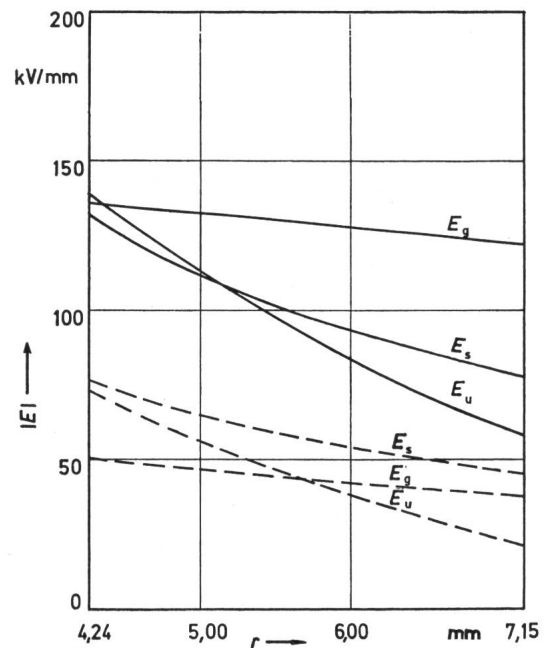


Fig. 13
Feldverteilung beim Erreichen der Durchschlagspannung (PIB-Masse)

- neues Kabel
 - - - vorbelastetes Kabel
- Bezeichnungen siehe Fig. 8

Literatur

- [1] *B. Bjurström*: Cables for H.V.D.C. Conference on high voltage D.C. Transmission Manchester, 1966. Conference Report Series, Institution of Electrical Engineers -(1966)67, p. 322...324.
- [2] *P. Gazzana-Priaroggia*: Dielectric phenomena in impregnated paper insulated cables for HVDC transmission. Direct Current 8(1963)8, p. 221...223.
- [3] *R. Tellier e. a.*: Recherches et progrès récents dans la technique des câbles à courant continu et à courant alternatif à haute tension. CIGRE Rapport No. 212, 1958.
- [4] *J.-M. Oudin et H. Thévenon*: Théorie des câbles à courant continu. Calcul du gradient et corrélation avec le gradient de claquage. CIGRE Rapport No. 208, 1966.
- [5] *E. Occhini and G. Maschio*: Electrical characteristics of oil-impregnated paper as insulation for HV DC Cables. IEEE Trans. Power Apparatus and Systems 86(1967)3, p. 312...326.
- [6] *S. S. Gorodetzky*: Câbles à courant continu à 200 et à 400 kV. CIGRE Rapport No. 206, 1958.
- [7] *S. Kagaya a. o.*: The theoretical potential distribution in the insulation of DC cables. Fujikura Cable Works, (1965)7, Japon.
- [8] *K. Kojima a. o.*: Insulating properties of solid type high voltage direct current cables. Sumitomo Electric Technical Review (1965)6, p. 27...43.
- [9] *S. Whitehead*: Dielectric breakdown of solids. Oxford, Clarendon Press, 1951.
- [10] *J.-M. Oudin et M. Fallou*: Etude et développement des câbles à courant continu. Rev. gén. Electr. 75(1966)2, p. 257...263.
- [11] *M. Fallou*: Nouvelles expériences sur les câbles à courant continu isolés au papier imprégné. Rev. gén. Electr. 74(1965)2, p. 177...190.
- [12] *W. Franz*: Der dielektrische Durchschlag. In: Handbuch der Physik. Hg. von S. Flügge. Bd. 17: Dielektrika. Berlin, Göttingen, Heidelberg, Julius Springer Verlag, 1956, S. 155...263.
- [13] *H. Renke*: Zum Betriebsverhalten von 30-kV-Haftmassekabeln. Conti Elektro-Berichte 11(1965)5, S. 227...237.
- [14] *H. Link*: Das Temperaturverhalten der elektrischen Eigenschaften von Isolierölen, insbesondere von Haftmassen und ihren Einzelkomponenten. Dissertation TH Braunschweig, 1966.
- [15] *G. Lengyel and S. S. Mitra*: Long-time D.C. conductivity of oil-impregnated paper capacitors under high field stresses. IEEE Trans. Power Apparatus and Systems -(1963)69, p. 951...958.
- [16] *W. Breilmann*: Raumladungseinfluss auf die Gleichspannungs- und Umpolfestigkeit von Hart-PVC. ETZ-A 87(1966)10, S. 332...338.
- [17] *K. W. Wagner*: Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwell'scher Vorstellungen. Arch. Elektrotechn. 2(1914)9, S. 371...387.

Adresse des Autors:

Dipl.-Ing. *J. Lockau*, Institut für Hochspannungs- und Messtechnik der Technischen Hochschule Darmstadt, D-61 Darmstadt.

Commission Electrotechnique Internationale (CEI)

Sitzung der Arbeitsgruppe 1, Inhibierte Öle, des SC 10A, Huiles isolantes à base d'hydrocarbures, vom 9. Mai 1969 in Rom

Wie anlässlich der 33. Réunion générale der CEI im September 1968 in London beschlossen worden war, fand am 9. Mai 1969 in Rom in Verbindung mit einer CIGRE-Tagung auch eine Sitzung der Arbeitsgruppe 1, «Inhibierte Öle», des SC 10 A statt. Diese Arbeitsgruppe war beauftragt worden, eine Methode zur Prüfung inhibierter Isolieröle auf ihre Alterungsbeständigkeit auszuarbeiten [siehe Bull. SEV 60(1969)2, S. 53...54]. Die Besprechung diente der Analyse der im ersten grösseren Rundversuch erhaltenen Ergebnisse, an denen sich 11 Laboratorien aus verschiedenen Ländern beteiligten. Die zur Anwendung gelangte Alterungsmethode basiert auf der Methode zur Bestimmung der Oxydationsstabilität von Isolierölen, wie sie in der CEI-Publikation Nr. 74(1963) beschrieben ist. Im Unterschied zur Prüfung nichtinhibierter Öle betrug im Falle der inhibierten Öle die Alterungstemperatur 110 °C. Als Alterungsdauer wurden zunächst aufgrund vorher durchgeführter Vorversuche 332 h festgelegt. Eine weitere Änderung gegenüber der normalen CEI-Alterungsmethode wurde insofern eingeführt, als der durch das Prüföl perlende Sauerstoff anschliessend durch ein mit Wasser gefülltes Absorptionsgefäss geleitet wurde, um auf diese Weise die bei der Öloxydation gebildete flüchtige Säure der Bestimmung zugänglich zu machen. Die Titration der flüchtigen Säuren fand täglich statt, wodurch eine recht genaue Bestimmung der Induktions-

periode ermöglicht wurde, sofern sie vor Ablauf der Testperiode von 332 h beendet war. Wie sich nun bei der Prüfung von vier handelsüblichen Ölen zeigte, ist die Prüfmethode so, wie sie bisher angewendet wurde, für eine routinemässige Öluntersuchung wegen der teilweise sehr grossen Induktionsperioden (nur eines der vier untersuchten Öle begann vor Abschluss der Testdauer von 332 h zu altern) wenig geeignet, wenn man das Öl bis zur Unbrauchbarkeit altern will. Aus diesem Grunde wurde ein weiterer Rundversuch unter verschärften Testbedingungen vereinbart. Für die Charakterisierung der untersuchten Öle hinsichtlich ihres vermutlichen Betriebsverhaltens bieten sich grundsätzlich folgende Möglichkeiten:

1. Bestimmung der Induktionsperiode durch tägliche Titration der flüchtigen Säure.
2. Bestimmung der Induktionsperiode durch Bestimmung der Abnahme der Inhibitorkonzentration während der Prüfung.
3. Bestimmung der Kennzahlen des Öles nach Abschluss einer festgelegten Testdauer unter Bedingungen, die vor Ablauf der Prüfzeit zum Ende der Induktionsperiode führen.

Die Prüfung dieser Möglichkeiten auf ihre Durchführbarkeit ist Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Die nächste Sitzung der Arbeitsgruppe findet voraussichtlich Ende September in Baden (Schweiz), statt.

J. Schober