

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 41 (1950)
Heft: 25

Artikel: La répartition transversale de la tension alternative et continue dans l'isolant des câbles à haute tension
Autor: Pugliese, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1058952>

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: 25.12.2024

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

den Anzeigefehlern ist ja zu unterscheiden, ob sie physikalisch in der Messmethode selbst begründet sind, ob sie auf Unvollkommenheiten der Fertigung (Toleranzen der einzelnen Bauelemente) beruhen, oder ob sie ihre Ursache in äusseren Einflussgrössen wie der Temperatur usw. haben.

Mit allen andern Universal-Messgeräten hat das neue Gerät den methodischen Fehler gemeinsam, dass mit dem Gleichrichter der arithmetische Mittelwert der Wechselstromhalbwelle und nicht der Effektivwert gemessen wird. Für die Grundwelle wird dieser Unterschied natürlich eingeeicht. Bei starkem Oberwellengehalt der Spannungs- oder Stromkurve können jedoch Abweichungen gegenüber den Angaben von Dreheisen- oder elektrodynamischen Messwerken, die den Effektivwert zeigen, auftreten. Dass dieser Tatsache aber praktisch keine grosse Bedeutung zukommt, wird durch die weitverbreitete Verwendung der Universal-Geräte bewiesen.

Was die Fertigungstoleranzen der Bauelemente betrifft, so ist es nicht besonders schwierig, diese bei den kleinen Stromwandlern unter 0,5 % zu halten. Das gleiche gilt für die Vorschaltwiderstände und für das Drehspulmesswerk selbst.

Von den Einflussgrössen pflegt sich die Temperatur am stärksten bemerkbar zu machen. Hier hat das neue Gerät gegenüber den alten den Vorteil, dass es bei allen Messbereichen mit aufgezwungenem Strom und nicht etwa als Millivoltmeter arbeitet; bekanntlich ist bei Strommessern die Widerstandsänderung mit der Temperatur ohne Einfluss auf die Anzeige. Tatsächlich entspricht eine Temperaturänderung von + 10 °C einer Änderung der Anzeige des Gerätes um nur ca. 0,2 %.

Was den Frequenzeinfluss betrifft, so hält das Gerät die Klassengenauigkeit im Frequenzbereich von 16²/₃ bis 3000 Hz ein.

Adresse des Autors:
Dr.-Ing. E. Blamberg, Camille Bauer A.-G., Dornacherstr. 18, Basel.

La répartition transversale de la tension alternative et continue dans l'isolant des câbles à haute tension

Par E. Pugliese, Pully

621.315.21.048.015.1

Il est démontré que dans un câble, convenablement choisi et exploité, alimenté en courant continu, on peut faire travailler l'isolant à une contrainte électrique sensiblement constante en tout point; ce qui revient à dire que, indépendamment d'autres considérations, le gradient, donc la tension de service, pourra être augmenté par rapport à un même câble alimenté en alternatif.

Der Autor zeigt, dass es bei richtiger Wahl und richtigem Betrieb eines mit Gleichstrom gespeisten Kabels möglich ist, das Dielektrikum praktisch in allen Punkten konstanter Beanspruchung zu unterwerfen. Das bedeutet, dass die Feldstärke und damit die Betriebsspannung gegenüber dem gleichen mit Wechselstrom betriebenen Kabel unabhängig von andern Erwägungen erhöht werden können.

Introduction

Quelques données théoriques confirmées par des essais nous apportent un élément de plus en faveur du transport d'énergie électrique par câbles en courant continu à haute tension. La répartition de la

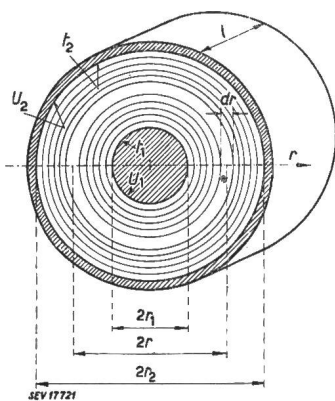


Fig. 1
Section d'un câble

- r_1 rayon du conducteur
- r_2 rayon intérieur de la gaine métallique
- r rayon quelconque compris entre r_1 et r_2
- $U_1 = U$ tension du conducteur par rapport à la gaine métallique, donc par rapport à la terre
- U_2 tension de la gaine métallique par rapport à la terre = 0
- U_r tension à un rayon quelconque r compris entre r_1 et r_2
- t_1 température à la surface du conducteur en régime stationnaire
- t_2 température à la surface intérieure de la gaine métallique en régime stationnaire
- t_r température à un rayon quelconque r compris entre r_1 et r_2
- l longueur unité

tension continue dans un câble convenablement choisi est, en charge, plus favorable que dans un même câble soumis à une tension alternative.

Soit un tronçon de câble de longueur égale à l'unité, constitué par un conducteur, un isolant et une gaine métallique (voir fig. 1). La gaine métallique est mise à la terre, le conducteur à la tension. Si nous assimilons chaque couche infiniment mince d'isolant à un condensateur shunté d'une résistance, le circuit équivalent à une longueur unité de câble est celui représenté par la figure 2.

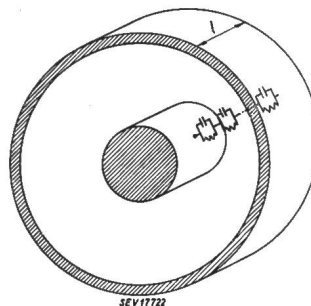


Fig. 2
Circuit équivalent à une longueur unité de câble
 l longueur unité

Considérons le circuit équivalent à une couche d'isolant d'épaisseur dr se trouvant au rayon r . En désignant par dZ_r l'impédance, par dC_r la capacité et par dR_r la résistance de cette couche, nous avons:

$$dZ_r = \frac{dR_r}{1 + j\omega dC_r dr} \quad (1)$$

$$\text{où } j = \sqrt{-1} \text{ et } \omega = 2 \pi f$$

En examinant la fig. 1 on trouve:

$$dR_r = \rho \frac{dr}{2 \pi r}; \quad dC = \frac{\varepsilon r}{2 dr}$$

ρ et ε étant respectivement la résistivité et la constante diélectrique de l'isolant.

L'expression (1) devient alors:

$$dZ_r = \frac{\rho \frac{dr}{2 \pi r}}{1 + j\omega \frac{\varepsilon \rho}{4 \pi}} \quad (2)$$

Prenons l'inverse:

$$\frac{1}{dZ_r} = \frac{r}{dr} \left(\frac{2 \pi}{\rho} + \frac{j \omega \varepsilon}{2} \right) \quad (3)$$

Répartition de la tension dans le cas du courant alternatif

A la fréquence industrielle de 50 Hz et pour des valeurs courantes de ε et de ρ , le facteur $\frac{2 \pi}{\rho}$ dans l'expression (3) est négligeable par rapport à $\frac{j \omega \varepsilon}{2}$ (ces deux facteurs sont, comme ordre de grandeur, dans le rapport de $\frac{1}{10^{10}}$ à 500).

L'expression (3) devient:

$$\frac{1}{dZ_r} = \frac{j \omega \varepsilon r}{2} \frac{dr}{dr} \quad \text{ou} \quad dZ_r = \frac{2}{j \omega \varepsilon} \frac{dr}{r}$$

et en intégrant:

$$Z_r = \frac{2}{j \omega \varepsilon} (\ln r + \text{const.}) \quad (4)$$

En désignant par I le courant capacitif permanent entre conducteur et gaine métallique, on a par la loi de Ohm:

$$U_r = I Z_r = \frac{2 I}{j \omega \varepsilon} (\ln r + \text{const.}) \quad (5)$$

$$\text{et } \Delta U = U_2 - U_1 = -U = \frac{2 I}{j \omega \varepsilon} (\ln r_2 - \ln r_1)$$

d'où $\frac{2 I}{j \omega \varepsilon} = -\frac{U}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$ et en substituant dans (5)

$$U_r = -\frac{U}{\ln \frac{r_2}{r_1}} (\ln r + \text{const.})$$

Les conditions aux limites: $r = r_1$; $U_r = U$ et $r = r_2$; $U_r = 0$ déterminent: $\text{const.} = -\ln r_2$

$$U_r = U \frac{\ln \frac{r_2}{r}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (6)$$

En désignant par E_r le gradient de tension

$$E_r = -\text{grad } U_r = -\frac{dU_r}{dr}$$

$$E_r = \frac{U}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{1}{r} \quad (7)$$

L'expression (7) est connue sous le nom de O'Gorman.

Quel que soit le câble, le gradient ou la contrainte la plus élevée se trouve dans la partie de l'isolant qui est en contact avec le conducteur, soit pour $r = r_1$. Cette contrainte détermine les dimensions du câble avec d'autres considérations qui sortent de cette étude (chute de tension ohmique dans le conducteur, rapport optimum entre r_2 et r_1 , isolants ayant des constantes ou des rigidités diélectriques variables avec r , etc.).

(7) est valable à vide et en charge, parce que, pour les températures qui s'établissent dans l'isolant en exploitation normale, ε est pratiquement constant et indépendant de r .

Nous allons voir que dans le cas du courant continu la température va jouer un rôle important.

Répartition de la tension dans le cas du courant continu

Reprenons l'expression (3). Puisqu'il s'agit de courant continu:

$$\omega = 0; \quad \frac{1}{dZ_r} = \frac{2 \pi r}{\rho} \frac{dr}{dr}; \quad dZ_r = \frac{\rho}{2 \pi} \frac{dr}{r} \quad (8)$$

la résistivité ρ varie fortement avec la température, qui dépend à son tour du rayon r où l'on se place. Si nous connaissons les températures extrêmes t_1 et t_2 , la température à un rayon quelconque dans l'isolant est:

$$t_r = \frac{\Delta t}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln r + \text{const.} \quad (9)$$

$$\Delta t = t_2 - t_1$$

répartition analogue à celle de la tension alternative. D'autre part, nous savons que pour un isolant le logarithme de la résistivité est fonction linéaire de la température; ce que l'on peut écrire:

$$\ln \rho_r = \ln \rho_0 - \alpha t_r \quad (10)$$

où α est une caractéristique de l'isolant, et mesure la diminution du logarithme de la résistivité pour une augmentation de température de 1 °C.

Introduisons (9) dans (10):

$$\ln \rho_r = \ln \rho_0 - \frac{\alpha \Delta t}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln r - \alpha \cdot \text{const.}$$

Avec: $\ln \varrho_0 - \alpha \cdot \text{const.} = \ln \varrho_0'$ et

$$-\frac{\alpha \Delta t}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = p \text{ on obtient (11)}$$

$\ln \varrho_r = \ln \varrho_0' + p \ln r$ et en passant des logarithmes aux nombres: $\varrho_r = \varrho_0' r^p$

Introduisons cette valeur de ϱ_r à la place de ϱ dans (8):

$$dZ_r = \frac{\varrho_0'}{2\pi} r^{p-1} dr \text{ et en intégrant:}$$

$$Z_r = \frac{\varrho_0'}{2\pi} \left(\frac{r^p}{p} + \text{const.} \right)$$

Avec le même procédé de calcul que pour le courant alternatif, nous arrivons à:

$$U_r = U \frac{r_2^p - r^p}{r_2^p - r_1^p} \text{ (12)}$$

et

$$E_r = U p \frac{r^{p-1}}{r_2^p - r_1^p} \text{ (13)}$$

À vide: $\Delta t = 0; \quad p = 0$

En cherchant la limite de (12) pour $p \rightarrow 0$ on retombe sur (6)

$$U_r = U \frac{\ln \frac{r_2}{r}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \text{ (6)}$$

À vide la tension continue se répartit de la même façon que la tension alternative. En charge, il y a une valeur de p qui est particulièrement intéressante: pour $p = 1$, (13) devient:

$$E_r = \frac{U}{r_2 - r_1}$$

le gradient de tension est indépendant de r .

Reprenons (11)
$$p = \frac{\alpha \Delta t}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

À cause de la répartition de la tension à vide, on sera amené à fabriquer le câble de façon que:

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = 1 \text{ (ce qui rend minimum (7) pour } r = r_1 \text{).}$$

Choisissons, par exemple, comme isolant, du papier imprégné; dans ce cas $\alpha = \text{env. } 0,1$. La différence de température, en régime stationnaire, entre la surface extérieure du conducteur et la surface intérieure de la gaine métallique dépend de l'épaisseur d'isolant et de la charge du câble. D'après nos calculs et d'après de nombreux essais d'échauffement que nous avons réalisés, cette différence de température atteint au maximum 15 °C pour des câbles à forte isolation.

Dans ces hypothèses, p peut avoir des valeurs comprises entre 0 et 1,5 environ (nous laissons de

côté le cas où la gaine métallique serait plus chaude que le conducteur, c'est-à-dire où p serait < 0). La figure 3 montre l'allure du gradient de tension en fonction de r avec p comme paramètre.

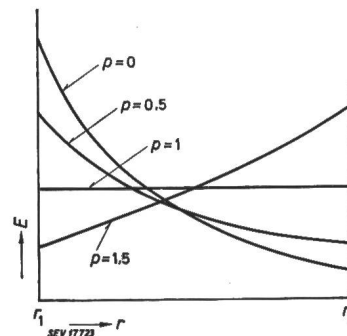


Fig. 3
Allure du gradient de tension dans l'isolant d'un câble pour différents modes de charge. Courbes pour $0 \leq p < 1$: gradient de tension continue à vide ou de tension alternative à vide et en charge

Pour $p < 1$ jusqu'à $p = 0$ on se rapproche de la répartition en courant alternatif (gradient maximum près du conducteur).

Pour $p = 1$ l'isolant est sollicité partout à la même contrainte.

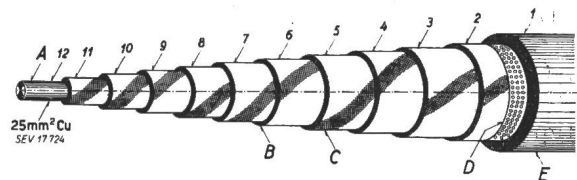


Fig. 4

Câble pour essais

- A conducteur
- B papiers imprégnés
- C ruban Cu
- D papier métallisé
- E plomb

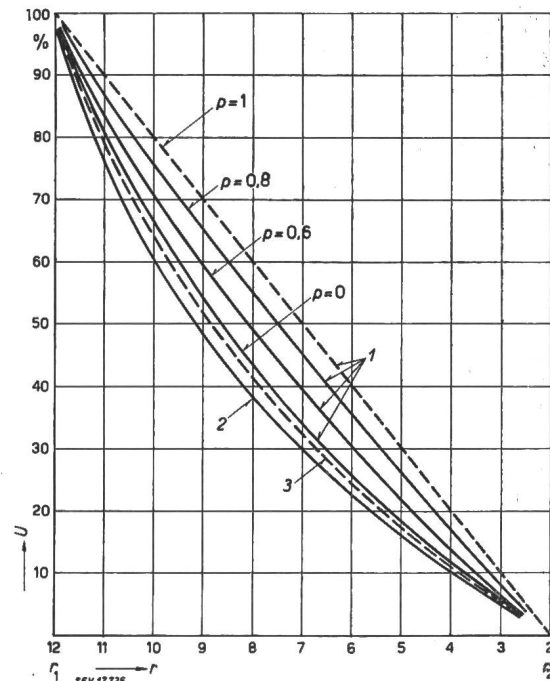


Fig. 5

Répartition de la tension, mesurée et calculée avec différents modes de charge, pour le câble de la fig. 4

- mesuré
- - - calculé
- r niveau ou rayon d'isolation
- U tension en % de celle appliquée entre r_1 et r_2
- 1 courant continu
- 2 courant alternatif
- 3 courant continu à vide ($p = 0$) ou courant alternatif à vide et en charge

Pour $p > 1$ on tend à une répartition inverse à celle du courant alternatif (gradient maximum près de la gaine métallique).

Contrôles et essais pratiques

Nous avons fait fabriquer un câble de 50 m de longueur constitué d'un conducteur en cuivre massif de 25 mm² de section, d'une isolation de papiers imprégnés et d'une gaine de plomb (fig. 4). A intervalles réguliers, dans l'isolant, sont placés en hélice ouverte des rubans de cuivre dont l'épaisseur correspond à celle de la moitié d'un papier. Nous pouvons ainsi mesurer à 12 rayons différents, dans l'isolation, par rapport à l'un quelconque d'entre eux, des différences de tension, des pertes diélectriques, des capacités, des isolements, des différences de température, etc. Il serait beaucoup trop long de donner les résultats de toutes les mesures que nous avons effectuées. En nous limitant à ce qui concerne la répartition de la tension pour différents modes de charge, le graphique de la figure 5 montre quelques courbes tirées, soit des mesures, soit du calcul. La théorie énoncée dans les paragraphes précédents est confirmée avec les remarques suivantes:

1. Ces calculs s'appliquent à un isolant parfaitement uniforme, ce qui est impossible à réaliser en pratique.

2. Les éléments de mesure (ruban de cuivre) que nous introduisons dans l'isolant du câble, non seulement constituent un élément de dissymétrie, mais encore leur placement ne peut être parfaitement déterminé.

3. Si les mesures de tension, exécutées avec des voltmètres statiques, sont faciles et stables en courant alternatif, elles sont en revanche assez délicates et moins précises dans le cas du courant continu.

Adresse de l'auteur:

Edoardo Pugliese, ingénieur diplômé EPUL, 10, avenue des Alpes, Pully (VD).

Über die mechanische Charakteristik von Einphasen-Bahnmotoren bei 16²/₃ und bei 50 Hz

Von W. Kummer, Zürich

Bull. SEV Bd. 41(1950), Nr. 24, S. 886...887

Berichtigung

Seite 887, Spalte links, muss in der Formel für die mechanische Charakteristik statt der Funktion $\sin^2\varphi$ die Funktion $\sin^2\varphi_n$ stehen, was der aufmerksame Leser schon bemerkt haben wird.

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Kernreaktoren in wissenschaftlichen Experimenten

539.17

[Nach Sir John Cockcroft: Kernreaktionsbatterien in wissenschaftlichen Experimenten. Endeavour Bd. IX(1950), Nr. 34, S. 55...63.]

In den Kernreaktoren, die seit einiger Zeit in verschiedenen Forschungslaboratorien in Betrieb stehen, besitzen die Physiker äusserst leistungsfähige Neutronenquellen. So liefert der Reaktor «BEPO» (British Experimental Pile) in Harwell einen Maximalfluss schneller und langsamer Neutronen in der Grössenordnung $2,5 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm²s. Im vergangenen August wurde im Brookhaven National Laboratory in den Vereinigten Staaten ein Graphit-Uranreaktor mit einem doppelt so hohen Fluss thermischer Neutronen in Betrieb genommen. Der Neutronenfluss ist direkt proportional der Wärmemenge, die pro Masseneinheit des spaltbaren Isotops U-235 entwickelt wird. Vom Höchstwert, im Mittelpunkt des Reaktors, fällt der Neutronenfluss bis zur Grenze des Reaktionskernes um einen Faktor 5...10 ab. Eine weitere Schwächung des Neutronenflusses findet im Neutronenreflektor, der die aktive Zone umschliesst, statt. Zwecks Absorption der Kernstrahlung sind die Reaktoren nach aussen von einem dicken Betonmantel umgeben, in welchem für je 30 cm Wandstärke der Neutronenfluss nochmals um etwa einen Faktor 10 abnimmt. Zur Durchführung von Arbeiten mit Neutronen sind in der Betonabschirmung Experimentierlöcher von 10...30 cm Durchmesser, die mit Betonpfropfen verschlossen werden können, angebracht. Für Untersuchungen mit schnellen Neutronen werden die Kanäle leer gelassen. Wird dagegen ein Strahl langsamer Neutronen benötigt, so werden Graphitklötze und eine geeignete Kollimatorröhre in den Experimentierkanal eingesetzt.

Eine interessante Gruppe von Experimenten misst die Energien der Gammastrahlen, die entstehen, wenn langsame Neutronen von verschiedenen Kernen eingefangen werden. Aus den Versuchen über das Einfangen von Neutronen durch den Wasserstoffkern konnte die Bindungsenergie des Neutrons sehr genau bestimmt werden. Die Untersuchungen über die Energien der Gammastrahlen, die von anderen Elementen aus-

gelöst werden, sind speziell für die Bemessung der Abschirmung der Kernreaktoren von praktischer Wichtigkeit.

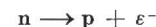
Der Kernreaktor in Harwell wurde benützt, um zu zeigen, dass He³ durch Einfangen langsamer Neutronen in das schwere Wasserstoffisotop Tritium (H³) verwandelt werden kann, wobei der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion sich als sehr hoch erwies. Die entsprechende Reaktionsgleichung lautet:



Im starken Neutronenfluss des Kernreaktors in Clinton (USA) wurde erstmals mit thermischen Neutronen das Element Stickstoff in den langlebigen weichen Betastrahler C¹⁴ umgewandelt. Dieses Kohlenstoffisotop spielt in biologischen Untersuchungen als Spurenelement (markierter Kohlenstoff) eine hervorragende Rolle. Die Umwandlung erfolgt nach der Gleichung:



Ein Experiment von grossem theoretischen Interesse ist die Messung der Lebensdauer des Neutrons. Es wird angenommen, dass das Neutron in ein Proton und ein Elektron zerfällt.



Während die Theorie des Betazerfalls zur Voraussage einer Halbwertszeit von etwa 14 Minuten führt, konnte aus Versuchen mit langsamen Neutronen des Kernreaktors in Chalk River (Canada) eine zwischen 9 und 18 Minuten liegende Halbwertszeit der Neutronen berechnet werden.

Wie alle Elementarteilchen können auch die Neutronen als Wellen einer bestimmten Wellenlänge aufgefasst werden. Nach der Beziehung von de Broglie gilt:

$$\lambda = \frac{h}{m v}$$

wo $h = 6,620 \cdot 10^{-27}$ g cm²/s (Plancksche Konstante). Setzt man für das Neutron die Werte ein: $m = 1,66 \cdot 10^{-24}$ g und $v = 2,8 \cdot 10^5$ cm/s bei 500 °K, so wird die de Broglie-Wellenlänge des Neutrons $\lambda = 1,4 \cdot 10^{-8}$ cm, d. h. von der Grössen-