Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 22 (1931)
Heft: 19

Artikel: A propos de l'essai de choc des isolateurs
Autor: Kopeliovitch, J.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1060532

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: 03.10.2025

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

SCHWEIZERISCHER ELEKTROTECHNISCHER VEREIN

BULLETIN

REDAKTION:
Generalsekretariat des Schweiz. Elektrotechn. Vereins und des Verbandes Schweiz. Elektrizitätswerke, Zürich 8, Seefeldstr. 301

VERLAG UND ADMINISTRATION:
Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei A.-G., Zürich 4
Stauffacherquai 36/38

Nachdruck von Text oder Figuren ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit Quellenangabe gestattet

XXII. Jahrgang | N° 19 | Mittwoch, 16. September 1931

A propos de l'essai de choc des isolateurs [1]).

Par *J. Kopeliovitch*,
Ingénieur à la S. A. Brown, Boveri & Cie., Baden.

621.315.62(009)

Les recherches et les statistiques montrent que les perturbations de service dans des réseaux à haute tension sont le plus souvent provoquées par des coups de foudre. Des prises à l'oscillographe cathodique permettent des conclusions intéressantes sur les surtensions d'origine atmosphérique et en particulier au sujet de l'amplitude et de la raideur des ondes migratrices. Dans les réseaux américains on a pu enregistrer, à la suite de coups de foudre directs, des surtensions de l'ordre de grandeur de 2700 à 3150 kV et même au delà. La plupart des oscillogrammes montrent que la raideur du front de l'onde dépasse rarement 400 kV/μs.

Il y a tout intérêt à n'employer que des isolateurs pouvant supporter sans perforation les chocs électriques dus aux ondes migratrices. Pour contrôler en laboratoire cette propriété des isolateurs on peut reproduire ces chocs électriques au moyen du générateur d'impulsion. Suivant la disposition de l'installation, cet essai peut toutefois donner des résultats essentiellement différents. La raideur du front et la polarité de l'onde influencent la hauteur de la tension qu'on peut appliquer à l'isolateur avant son contournement; les ondes négatives donnent des valeurs jusqu'à 27 % supérieures à celles obtenues avec les ondes positives. L'onde a généralement une forme complexe et comporte des oscillations de haute fréquence, superposées à une onde d'allure exponentielle. Pour amortir ces oscillations il est nécessaire d'insérer dans le circuit principal du générateur d'impulsion des résistances en série ou bien de brancher une résistance de grandeur appropriée en paralèlle avec l'isolateur essayé. En augmentant la raideur des ondes appliquées à l'isolateur on peut dépasser, pendant un laps de temps de plus en plus court, la tension de contournement à 50 p : s. Si l'on établit les rapports d'impulsion ou les caractéristiques d'impulsion (tension appliquée en fonction du retard au contournement) d'un isolateur, en mesurant la tension au moyen de l'éclateur à sphères, on obtient pour les ondes amorties et non amorties des valeurs très différentes, sensiblement plus grandes dans le second cas. La valeur d'impulsion qu'on peut atteindre sur un isolateur dépend non seulement de la raideur du front de l'onde, mais aussi de la valeur de l'atténuation de la queue de l'onde.

L'étude à l'oscillographe cathodique d'un générateur d'impulsion pour une tension de 1000 kV, connecté d'après Marx en 4 étages, de 10 000 cm chacun, montre que la raideur des ondes non amorties est de l'ordre de 2200 kV/μs, tandis que celle des ondes amorties n'a pas dépassé 1200 kV/μs.

De nombreux oscillogrammes cathodiques ont été relevés au cours des essais de choc exécutés sur plusieurs isolateurs rigides pour une tension de service de 25 et 50 kV. Le rapport d'impulsion avec l'onde amortie a atteint

Statistik sowie Untersuchungen zeigen, dass die meisten Betriebsunterbrechungen in Hochspannungsnetzen durch Gewitter verursacht werden. Zahlreiche Aufnahmen mittels Kathodenstrahl-Oszillographen gewähren einen Einblick in die Ueberspannungsvorgänge bei Blitzentladungen; insbesondere kann daraus ein Bild über die Höhe und die Steilheit der ausgelösten Wanderwellen gewonnen werden. In amerikanischen Hochspannungsnetzen wurden bei direkten Blitzschlägen Ueberspannungen von 2700 bis 3150 kV und darüber gemessen. Die meisten Oszillogramme zeigen, dass eine Stirnsteilheit von 400 kV/μs nur selten überschritten wird.

Es erscheint zweckmässig, nur stoßsichere Isolatoren zu verwenden, die auch bei Beanspruchung mit Wanderwellen nicht durchschlagen, sondern überschlagen. Um diese Eigenschaft einer Kontrolle im Laboratorium unterziehen zu können, werden die Wanderwellen mit einem Blitzgenerator erzeugt. Je nach der Versuchsanordnung fallen jedoch die Versuchsergebnisse verschieden aus. Die Stirnsteilheit sowie die Polarität der Welle beeinflussen die Höhe der Spannung, die vor dem Ueberschlag am Isolator auftreten kann. Die negativen Wellen weisen beim Ueberschlag bis 27 % höhere Spannungen auf als die positiven. Die Stosswelle hat im allgemeinen eine verzerrte Form, welche durch die Ueberlagerung hochfrequenter Schwingungen mit der exponential abklingenden Welle bedingt ist. Um die hochfrequenten Schwingungen zu dämpfen, ist es notwendig, im Entladekreis des Stossgenerators Seriewiderstände oder parallel zum Prüfobjekt Widerstände entsprechender Grösse einzuschalten. Die am Isolator vor dem Ueberschlag auftretende Spannung nimmt zu mit der Stirnsteilheit und der Spannung der verwendeten Welle, wobei die Ueberschlagsverzögerung immer kleiner wird. Wenn man den Stossfaktor oder die Stosscharakteristik (Stoßspannung in Funktion der Ueberschlagsverzögerung) eines Isolators unter Benützung einer Kugelfunkenstrecke bestimmt, ergeben sich für ungedämpfte Wellen bedeutend höhere Werte als für gedämpfte. Der höchste Stossfaktor, welcher an einem Isolator gemessen werden kann, hängt nicht allein von der Stirnsteilheit der Welle, sondern auch von der Dämpfung des Wellenrückens ab.

Die Kathodenstrahl-Oszillogramme der Stosswellen eines Blitzgenerators für 1000 kV, bestehend aus 4 Kondensatorgruppen von je 10 000 cm in Marx'scher Schaltung, zeigen, dass die ungedämpften Wellen eine Stirnsteilheit bis 2200 kV/μs, die gedämpften Wellen eine solche bis 1200 kV/μs besitzen.

Zahlreiche Oszillogramme wurden während der Stossversuche an Deltaisolatoren für 25 und 50 kV Betriebsspannung aufgenommen. Der Stossfaktor bei gedämpfter Stosswelle erreichte an einem Isolator den Wert von 2,3. Die Durchschläge erfolgten meistens durch die unterste Isolatorglocke und nicht durch den Isolatorkopf. Die Durchschlags-

[1]) D'après une étude de l'auteur faite au sein du Comité des Isolateurs de la Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques à Haute Tension (CIGR), Paris. Voir rapport n° 1 de la session 1931, présenté par M. Van Cauwenbergh.

sur un isolateur la valeur de 2,3. Les percements des isolateurs obtenus avec les deux genres d'onde d'impulsion se sont produits le plus souvent par la jupe inférieure et non pas directement entre la ligature et la tige. Ils ne présentent pas le caractère d'un coup de massue. En outre, il semble que certaines types d'isolateurs, dont la porcelaine est sans défaut, ne peuvent pas être pervés à l'onde d'impulsion. La rigidité diélectrique de l'isolateur par rapport à cette onde peut être plus basse que celle mesurée à fréquence industrielle sous huile spéciale. Lors de l'essai de choc, l'étincelle couvre le plus souvent un assez long chemin dans l'air avant de frapper la porcelaine. Sous huile le phénomène est différent, le percement a presque toujours lieu à travers la porcelaine, entre la ligature et la tige. L'essai d'impulsion ne peut donc pas remplacer l'essai sous huile et inversement.

Avant d'établir les conditions de l'essai de choc il convient de fixer les idées sur son but. On peut, en principe, envisager deux essais différents: ceux de contrôle des pièces à la sortie de l'usine et les essais de type. Ces derniers devront renseigner sur l'homogénéité de la fabrication et sur les diverses caractéristiques des isolateurs.

Le dernier chapitre est consacré à la décharge disruptive dans un champ non uniforme et aux caractéristiques d'impulsion des isolateurs. L'équation de Peek donnant le retard au contournement en fonction du rapport d'impulsion, qui reproduit assez exactement les caractéristiques des chaînes d'isolateurs de suspension, semble s'appliquer également aux isolateurs rigides pour les retards au contournement inférieures à 5 μs.

stellen weisen keine besondere Zersplitterung auf. Es zeigte sich, dass gewisse Isolatorentypen bei Stossversuchen nicht durchschlagen werden können, vorausgesetzt, dass ihrem Porzellan keine Fehler anhaften. Die Stossdurchschlagsfestigkeit der Deltaisolatoren ist kleiner als die Durchschlagsfestigkeit bei 50 Hertz unter Spezialöl. Wenn bei Stossversuchen die Durchschläge durch die unterste Glocke des Isolators erfolgen, überdeckt der Funke eine grosse Strecke in Luft, bevor er auf das Porzellan trifft. Der Durchschlag unter Oel weist einen andern Charakter auf und erfolgt meistens direkt durch den Isolatorkopf. Der Stossversuch kann deshalb den Versuch unter Oel nicht ersetzen und umgekehrt.

Bevor man die Prüfbedingungen mit Stosswellen festlegt, sollte der Zweck dieses Versuches klargelegt werden. Man kann prinzipiell zwei verschiedene Prüfungsarten unterscheiden: Kontrollversuche im Werk an sämtlichen Isolatoren und die Typenprüfung. Diese letztere soll über die Gleichmässigkeit der Fabrikation sowie über die verschiedenen Isolatorcharakteristiken Aufschluss geben.

Das letzte Kapitel ist dem Durchschlag im unhomogenen Feld sowie der Stosscharakteristik von Freileitungsisolatoren gewidmet. Die Formel von Peek, welche die Ueberschlagsverzögerung in Funktion des Stossverhältnisses gibt und für Hängeketten mit der Messung übereinstimmende Werte liefert, ist auch bei Deltaisolatoren für Ueberschlagsverzögerungen unterhalb 5 μs ziemlich genau.

I. Des surtensions atmosphériques.

Les installations électriques pour la production, le transport et la distribution de l'énergie sont généralement prévues pour une tension de régime convenant le mieux aux caractéristiques particulières du service. L'isolement des machines, de l'appareillage et des lignes est établi d'habitude d'après les normes en vigueur dans divers pays, prescrivant le plus souvent des essais avec des tensions à fréquence de régime [2]) ayant une amplitude sensiblement supérieure à la tension de service. De cette façon, on cherche à obtenir un degré d'isolement tel que les contraintes subies en service normal en permanence par les diélectriques soient sans aucun danger pour la continuité de l'exploitation. On a reconnu cependant que les phénomènes transitoires, dûs par exemple aux manœuvres d'interrupteurs et surtout aux influences de l'atmosphère ambiante, pouvaient conduire dans certaines parties du réseau à des contraintes électriques bien supérieures à celles causées par la tension maximum de régime. Les recherches et les statistiques de ces dernières années montrent clairement que les perturbations de service sont le plus souvent provoquées par les surtensions dont l'origine est extérieure à l'installation et en particulier par les coups de foudre; les tensions les plus élevées qu'on ait pu enregistrer se sont manifestées à la suite d'orages violents à proximité des lignes. Pour abréger, nous pouvons donc laisser de côté toutes les surtensions d'origine interne à l'installation, inhérentes aux manipulations de service, bien que, dans certaines conditions, la raideur des ondes à l'enclenchement des lignes ou des transformateurs puisse être très élevée. Toutefois, l'amplitude de ces ondes n'atteint généralement que des valeurs bien moins importantes que celles constatées lors de coups de foudre directs ou des décharges atmosphériques dans le voisinage immédiat de la ligne. Pour la même raison, nous ne nous arrêterons pas non plus aux surtensions causées par les arcs intermittents à la terre, très fréquents dans les réseaux avec neutre isolé [3]).

On peut actuellement se faire une idée de la nature et de l'ordre de grandeur des surtensions d'origine atmosphérique. Les résultats des mesures à l'oscillographe cathodique diffèrent toutefois, comme nous le verrons plus loin, des conclusions qu'on est amené à formuler en se basant sur les klydonogrammes enregistrés dans des réseaux à haute tension. Il semble cependant que tant qu'il n'y a pas de contournement des isolateurs, l'amplitude des surtensions atmosphériques ne dépend pas de la tension de service de la ligne, mais est, en première approximation et tant qu'il s'agit de coups de foudre indirects, proportionnelle à la hauteur des conducteurs au-dessus du niveau du sol. A ce point de vue, l'influence du fil de terre et de bonnes prises de terre est sans doute favorable, mais il est difficile de l'exprimer par un chiffre [4]). Dans le cas d'un coup de foudre direct, la valeur de la surtension ne peut être mise que difficilement en rapport avec des constantes caractéristiques de la

[2]) L'essai aux ondes à front raide des enroulements des transformateurs et machines est appliqué régulièrement seulement en Allemagne et en Suisse. Quelques pays prévoient des essais à haute fréquence de différentes parties des enroulements (galettes d'entrée), mais ces épreuves sont généralement facultatives.

[3]) K. Berger: Untersuchungen mittels Kathodenstrahloszillograph der durch Erdschluss hervorgerufenen Ueberspannungen etc., Bull. ASE 1930, p. 756.

H. Neuhaus: Ueberspannungsmessungen mit dem Klydonographen in deutschen Hochspannungsnetzen, AfE, Vol. XXV, 1931, p. 333.

J. R. Eaton, J. K. Peck, J. M. Dunham: Experimental Studies of Arcing Faults on a 75 kV Transmission System, Trans. AIEE, 1931 (zur Zeit noch nicht erschienen).

ligne et dépend en premier lieu du caractère de la décharge atmosphérique. Les statistiques de différents réseaux indiquent que les contournements des isolateurs se produisent même sur les lignes à très haute tension [5]). Ajoutons qu'on est de plus en plus enclin à attribuer les surtensions dangereuses pour la continuité du service à des coups de foudre directs.

Des mesures nombreuses enregistrées au moyen des klydonographes dans les réseaux américains de 220 kV, montrent que la tension des ondes peut, d'après une publication de Lewis et Foust [6]), atteindre jusqu'à 2700 kV.

Dans des réseaux isolés plus faiblement, les tensions enregistrées sont forcément plus faibles, leur maximum étant pratiquement limité à la tension de contournement des chaînes d'isolateurs de suspension. Ainsi, sur des lignes à 132 kV, le maximum qui fut atteint pendant les années 1927 à 1929 a été de 1640 kV, sur des lignes à 110 kV, la valeur la plus élevée qui a été constatée a été de 900 kV. Les tensions de contournement à l'onde de choc des chaînes utilisées sur ces lignes sont indiquées comme suit:

2210 kV pour les chaînes de 16 éléments de 145 mm (réseau de 220 kV);
1280 kV pour des chaînes de 11 éléments de 122 mm (réseau de 132 kV);
1400 kV pour les chaînes de 10 éléments de 127 mm (réseau de 110 kV).

Il n'est pas indiqué dans la publication mentionnée si ces dernières valeurs représentent des tensions maxima de contournement. Pour se faire une idée de la raideur des ondes enregistrées en service, il aurait fallu en premier lieu connaître plus exactement les caractéristiques du potentiomètre capacitif alimentant le klydonographe, en second lieu celles des isolateurs. La tension de contournement des isolateurs dépend, en effet, de la raideur du front de l'onde de même que de la vitesse d'atténuation de la surtension, comme nous le verrons par la suite. On peut, d'autre part, se demander si sous l'influence des effluves se produisant au moment de très fortes surtensions, le rapport théorique du potentiomètre n'est pas sensiblement faussé. Les tensions enregistrées seraient alors entachées d'erreurs par excès.

Il est par suite difficile de tirer des mesures au klydonographe, relatées ci-dessus, des conclusions sur la forme des ondes migratrices provoquées par les décharges atmosphériques. Par contre, de l'étude des oscillogrammes cathodiques publiés [7]) à ce jour, on peut tirer une idée assez approchée sur la raideur que peut avoir le front de ces ondes. A l'exception de quelques oscillogrammes, dans lesquels le front même de l'onde n'est pas bien visible, on arrive par exemple aux chiffres ci-dessous donnant l'ordre de grandeur de l'accroissement de la tension $\frac{du}{dt}$ (tableau I). Nous avons désigné par U_M la tension maximum atteinte par l'onde et par d, la durée du front de l'onde, exprimée habituellement en μs. Si U_M est indiqué en kV, la raideur moyenne du front de l'onde s'obtiendra par la division de U_M par d et sera exprimée en kV/μs.

Tableau I.

Oscillogrammes No.	Périodiques	U_M kV	d μs	U_M/d kV/μs
901240	GER 1930, p. 190 . .	300	8	37,5
901190		380	4	70,0
901191		250	3	83,3
901194		810	36	22,5
901193		740	7	105,5
901201 B		740	6,5	114
901191 A		600	4	150
901185		360	4	90
901186		330	1,6	206 (?)
901178		245	1,2	205 (?)
901180		1260	3,3	383 (?)
Fig. 1 A	El. World 1929, p. 776	1000	?	143
Fig. 1 B	El. World 1929, p. 776	500	6	250 à 300
B G D	El. Journal 1930, p. 98	—	—	16

U_M = tension maximum de l'onde; d = durée du front de l'onde.

Ces quelques chiffres montrent que la raideur des ondes dues aux décharges atmosphériques semble ne pas dépasser 400 kV/μs. Il y a lieu de faire remarquer cependant qu'une atténuation très sensible se produit, si l'onde doit parcourir une dizaine de km avant de parvenir à l'oscillographe [8]). Ainsi, un oscillogramme plus récent, enregistré sur une ligne de 220 kV, frappée par la foudre à une distance de 150 m de l'oscillographe cathodique, indique une surtension de 2700 à 3150 kV, dont le front a une durée de plus de 5 μs [9]). Il serait toutefois intéressant de connaître dans ce cas les propriétés du potentiomètre utilisé dans l'installation et, en particulier, son rapport de transformation sous une tension aussi élevée. Quand une ligne est suspendue sur des poteaux en bois, les surtensions par rapport à la terre peuvent être encore

[4]) F. W. Peek: Lightning and its Effect on the Design of Transmission, etc. Conf. Mond. d'Energie Berlin 1930, Vol. 14, p. 481.
Mc Eachron, Hemstreet, Rudge: Traveling Waves on Transmission Lines with Artificial Lightning Surges, JAIEE 1930, p. 377.

[5]) W. W. Lewis and C. M. Foust: Lightning investigation on Transmission Lines. JAIEE 1930, p. 389.

[6]) W. W. Lewis and C. M. Foust: Lightning Investigations on Transmission Lines. GER, Vol. 33, No. 3, p. 185.
(D'après une publication dans El. Engineering, 1931, p. 494, une surtension de l'ordre de 5000 kV fut enregistrée sur une ligne de 110 kV sur poteaux en bois. La pointe a été atteinte en 2 μs environ. La foudre a frappé la ligne à 6,5 km environ de l'oscillographe. — Voir aussi: R. R. Pittmant, J. J. Torok: Lightning Investigation on a Wood Pole Transmission Line. Trans. AIEE, 1931, p. 568).

[7]) W. W. Lewis and C. M. Foust, loc. cit.
K. Berger, Bull. ASE 1930, No. 3, p. 77.
J. H. Cox, El. World 1929, No. 16, p. 776.
F. Peek, GER 1929, No. 12, p. 691.
Fortescue, El. Journal 1930, No. 2, p. 95.

[8]) K. B. Mc Eachron, J. V. Hemstreet, W. J. Rudge, GER 1930, p. 254.
C. L. Fortescue, El. J. 1930, p. 161.

[9]) El. Engineering, July 1931, p. 495.

plus importantes. La contrainte des isolateurs peut toutefois être réduite fortement du fait qu'une grande partie de la tension est supportée par le bois des poteaux.

Les connaissances actuelles devraient, nous semble-t-il, être encore approfondies avant qu'on puisse indiquer avec la précision voulue, la forme des ondes migratrices se produisant sur les lignes à la suite des perturbations atmosphériques. Et d'ailleurs, les oscillogrammes cathodiques révèlent une variété si grande de formes d'ondes [10]) qu'il n'est pas aisé de discerner l'influence des différents facteurs sur l'allure de l'onde avant et tout de suite après son arrivée vers l'oscillographe cathodique. En outre, l'isolement est soumis non seulement aux contraintes des ondes incidentes, mais aussi à celles dues à leur superposition avec les ondes réfléchies, ce qui complique sensiblement leur forme.

II. De l'essai de choc des isolateurs.

Le but poursuivi par les essais de choc des isolateurs peut être formulé de la façon suivante:

En appliquant à l'isolateur une onde à front très raide, il est possible de dépasser sensiblement la tension de contournement pendant un laps de temps très court, temps qui est nécessaire à la formation de l'arc de contournement. De cette façon, on peut faire subir momentanément à l'isolateur une contrainte diélectrique bien supérieure à celle de l'essai de contournement à 50 p/s. Le retard de l'arc de contournement diminue avec l'augmentation de la tension de l'onde appliquée. Cependant, la tension appliquée peut atteindre des valeurs si élevées que le percement de la porcelaine peut être provoqué encore avant la formation de l'arc de contournement, c'est-à-dire encore pendant la durée du «*retard au contournement*». On peut ainsi contrôler la rigidité au percement de chaque isolateur sans avoir recours à un essai (à 50 p/s) de percement sous huile.

En général, il n'y aura pas lieu cependant de faire subir au matériel isolant des essais de tension provoquant des contraintes diélectriques dépassant de beaucoup celles que l'isolateur aura à supporter réellement en service. Si les propriétés innées de l'isolateur sont telles qu'une légère exagération puisse être admise sans préjudice aucun pour ses qualités, un essai de tension plus sévère que les conditions de service les plus défavorables pourrait être envisagé.

Il résulte des recherches sur l'essai de choc [11]), que cette méthode peut donner des résultats essentiellement différents suivant la disposition de l'installation. En particulier, la raideur du front de l'onde ainsi que sa polarité influencent, nous le verrons par la suite, la hauteur de la tension qu'on peut appliquer à l'isolateur avant que le contournement se produise.

[10]) Voir par exemple: N. Smeloff and A. L. Price: Lightning Investigation on 220 kV System, JAIEE 1930, p. 771.

Jusqu'à ces derniers temps, la forme de l'onde de choc produite dans une installation d'essai a été déterminée par différents auteurs au moyen de calculs théoriques, relatifs au circuit de décharge [12]) [13]), ou bien par des mesures indirectes de la raideur maximum du front [13]), faites à l'éclateur dans une boucle disposée au voisinage du circuit principal ou formée par le conducteur même de ce circuit. L'onde de choc produite en laboratoire devait, d'après ces études, atteindre la tension maximum au bout de 0,1 à 0,4 μs, c'est-à-dire avoir une raideur de front de l'ordre de 600 à 3500 kV/μs.

Quelques oscillogrammes cathodiques des ondes de choc de très haute tension ont été publiés dans des études récentes [14]) [15]) [16]). La technique de l'oscillographe cathodique, perfectionnée d'une façon remarquable, a permis d'enregistrer non seulement l'allure de l'onde, mais aussi le courant de l'arc de contournement, de sorte qu'il est possible d'en tirer la valeur du retard au contournement en fonction de la tension de l'onde appliquée. L'intérêt que présentent ces prises justifie les indications un peu détaillées reproduites ci-dessous, des chiffres tirés de la lecture des oscillogrammes en question (tableau II).

Le maximum de la tension (800 à 2000 kV) est généralement atteint au bout de 1 à 1,5 μs; la raideur du front de l'onde peut atteindre jusqu'à 2000 kV/μs.

Les oscillogrammes enregistrés lors des essais de contournement de 4 isolateurs-supports [17]), dont la tension de contournement à 50 p/s était de U_{50} = 720 kV_{max} = 510 kV environ, montrent que la formation de l'arc de contournement débute au bout de 2,5 à 10 μs, si le maximum de la tension appliquée U_M ne dépasse pas de plus de 40 % la tension de contournement à 50 p/s c'est-à-dire si le *facteur d'impulsion* β est 1,4. Ce retard diminue jusqu'à 0,6 à 1 μs quand on pousse la tension jusqu'à $\beta = 1{,}8$ (tableau II). Dans une autre étude [18]), on trouve les chiffres réunis au tablau III.

[11]) Peek, JAIEE 1915, Vol. 34, p. 1871.
Prof. M. Toepler, AfE 1921, p. 157.
Dr. F. Gründewald, ETZ 1921, p. 1377.
Dr. Bucksath, ETZ 1923, p. 943, 975, 1106.
Dr. W. Weicker, Hescho-Mittg. 1923/7, p. 147.
Prof. M. Toepler, Hescho-Mittg. 1924/13, p. 350.
H. Bechtoldt, Hescho-Mittg. 1924/14, p. 371.
Dr. E. Marx, Hescho-Mittg. 1925/17, p. 443.
Dr. E. Marx, Hescho-Mittg. 1925/20, p. 587.
Dr. E. Marx, Hescho-Mittg. 1925/21, 22, p. 657.
Prof. G. Benischke, E & M 1926/28, p. 503.
Prof. G. Benischke, E & M 1926, No. 45, p. 834; No. 52, p. 954; Hescho-Mittg. 1926, 27, p. 831.
L. Binder: Die Wanderwellenvorgänge auf experimenteller Grundlage, Springer Berlin, 1928.
Dr. H. Müller, Hescho-Mittg., Isol. 1928/41—42, p. 1299.
B. L. Goodlet, JIEE 1929, Vol. 67, p. 1177.

[12]) Dr. E. Marx, Hescho-Mittg. 1924/10, p. 223.

[13]) Prof. M. Toepler, Hescho-Mittg. 1924/9, p. 175.

[14]) J. J. Torok and F. D. Fiedler, El. Journal 1929, p. 320.

[15]) J. J. Torok and F. D. Fiedler, JAIEE 1930, p. 46.

[16]) P. H. Mc. Auley, El. World, Vol. 94, 1929, p. 780.

[17]) J. J. Torok and F. D. Fiedler, JAIEE 1930, p. 46.

[18]) P. H. Mc Auley, loc. cit.

Tableau II.

No.	Durée du front de l'onde d μs	U_M tension max. de l'onde kV_{max} [1]	$\frac{U_M}{d}$ kV/μs	$\frac{U_M}{U_{50}}$ β	Durée jusqu'au $U = U_{50}$ [2] μs a	Durée jusqu'au $U = U_{50}$ [2] μs b	Retard au contournement: jusqu'au début du contournement μs	Retard au contournement: jusqu'à la formation de l'arc μs	Retard au contournement: Durée de la formation de l'arc μs	Oscillation de début superposée à l'onde kV_{max}
				1° 4 isolateurs supports.						
1	1,9	1000 (850)	526	1,39	1,5	14,0	10,5	14,0	3,5	150
2	1,7	810	476	1,13	1,5	12,5	9,0	12,5	3,5	—
3	1,5	800	533	1,11	1,3	13,5	—	18,0	—	—
4	1,6	920	575	1,28	1,15	6,6	3,2	6,1 (6,8)	2,9 (3,6)	—
5	1,5	950	633	1,32	0,95	3,6	2,4	3,1	0,7	—
6	1,5	1110	740	1,54	0,8	2,4	1,65	2,1	0,45	—
7	1,1	1250	1135	1,74	0,55	1,65	1,0	1,5	0,5	—
8	0,75	1340	1790	1,86	0,45	1,05	0,55	0,95	0,4	env. 30
				2° Chaîne de 16 éléments sans anneaux de garde. Tension de contournement 1220 kV_{max}, 50 p/s.						
9	1,2	1450 (1390)	1210	1,19	1,0	14,6	?	15,6	?	60
10	1,2	1400 (1350)	1170	1,15	1,0	10,4	6,5	10,4	3,9	50
				3° Chaîne de 16 éléments avec anneaux de garde de 101 mm d'épaisseur. Tension de contournement 1060 kV_{max}, 50 p/s.						
11	1,0	1280 (1220)	1280	1,21	0,7	14,0	env. 10	17 à 22	7 à 12	60
12	1,4	1580	1130	1,49	1,0	5,4	„ 2	5,4	env. 3,4	—
	1,2	1620 (1520)	1350	1,53	0,6	6,2	„ 2	6,2	„ 4,2	
		1500 (1400)	1250	1,42	0,7	7,0	„ 4	7,0	„ 3	env. 100
13	1,3	1450 (1350)	1115	1,37	0,9	11,0	„ 4	11,0	„ 7	
	1,4	1380 (1280)	985	1,28	1,0	15,5	„ 6	15,5	„ 9,5	
		1300 (1200)	928	1,23	1,1	17,5	—	—	—	—
				4° Chaîne de 16 éléments avec anneaux de garde de 6,3 mm d'épaisseur. Tension de contournement 1030 kV_{max}, 50 p/s.						
14	1,7	1220	718	1,18	1,0	16,0	env. 5,5	20	env. 14,5	—
15	2,4	1280	534	1,24	2,0	13,0	„ 4,5	16	„ 11,5	—
16	1,4	1450	1036	1,41	1,0	10,3	„ 2	10,3	„ 8,3	—

[1]) Entre parenthèses on a indiqué les tensions obtenues après la soustraction de la tension de l'oscillation superposée.
[2]) U_{50} = tension de contournement à 50 p/s; a = le temps qui s'écoule entre le début de la décharge et le moment quand la tension de l'onde U est égale à U_{50}; b = le temps pendant lequel la tension de l'onde U est supérieure à U_{50}.

Retard au contournement et rapport d'impulsion d'une chaîne de 16 éléments avec anneaux de garde.

Tableau III.

Forme d'onde No.	Tension U_M kV_{max}	Retard au contournement μs	Rapport d'impulsion β	Remarques
1	1200	17	—	Onde No. 1 atteint le maximum de la tension en 1 μs, l'atténuation de la tension se produit en 25 μs jusqu'à 83% de la valeur maximum
2	1300	15	1,23	
3	1350	10,5	1,27	
4	1425	6,3	1,34	
5	1525	5,6	1,44	

Remarquons encore qu'en mesurant la tension au moyen de l'éclateur à boules, on obtient, comme on le verra plus loin en détail, l'amplitude U_M de l'onde. La tension au moment même du contournement sera, par suite de l'atténuation de l'onde, généralement inférieure à cette valeur. Des données du tableau II il résulte que pour atteindre un facteur d'impulsion 1,8, chiffre indiqué habituellement pour ce facteur, *il est nécessaire de produire en laboratoire des ondes de choc d'une raideur* (moyenne) *allant jusqu'à* 2000 kV/μ. *Pour arriver à un percement de la porcelaine, il faudrait très probablement dépasser encore ces valeurs* [19]).

On ne saurait indiquer la forme et l'amplitude de l'onde de choc à utiliser sans avoir précisé préalablement les idées sur le but de l'essai. Si l'on veut soumettre l'isolateur à une contrainte analogue à celle qui se produit dans les conditions d'exploitation les plus défavorables, il suffit d'imiter les phénomènes constatés sur les lignes à haute tension. L'essai mené de cette façon permettra de se rendre compte comment l'isolateur en question se comportera en service. On évitera par là des contraintes et des déchets exagérés; en même temps on arrivera ainsi au contrôle rapide des pièces considérées. L'essai ainsi compris pourra être un essai de *contrôle* et non *un essai de type*. Si l'on veut, par contre, déterminer la tension de perforation de la porcelaine, il est nécessaire d'accroître autant que possible la raideur du front de l'onde. Ici, on peut envisager deux essais différents, l'isolateur se trouvant dans l'air ou plongé dans l'huile. Cet essai ne devrait être bien entendu, que *l'essai de type*. Exécuté sous huile, il permettra de pousser jusqu'à la perforation des pièces même d'une qualité parfaite. On pourra se rendre compte de l'homogénité de la fabrication, les résultats des mesures étant très probablement indépendants de la qualité de l'huile utilisée.

[19]) Depuis la rédaction de cette note (avril 1930), quelques travaux intéressants ont été publiés, dont plusieurs contiennent les résultats de recherches sur les caractéristiques d'impulsion des isolateurs (Fortescue, El. Journal 1930, p. 219; J. J. Torok, JAIEE 1930, p. 276; Peek, JAIEE 1930, p. 868). La raideur des ondes utilisées en laboratoire semble partout être en dessous de 2000 kV/μs. Les ondes produites artificiellement sur les lignes (Mc Eachron and Wade Tr. AIEE 1931) au moyen d'un générateur de foudre pour 1500 kV, d'une capacité résultante de $8{,}33 \cdot 10^{-9}$F, avaient une durée de front de 5 à 10 μs avec $U_M \leq 720$ kV et $U_M/d \leq 145$ kV/μs.

Appliqué à l'étude de la porcelaine des isolateurs, l'essai de choc ou d'impulsion permet, d'après les recherches de Marx [20]), de déceler les défauts du matériel qui ne sont pas du même genre que les défauts révélés par un essai de tension à 50 p/s. Comme nous venons de le dire, la tension d'épreuve devrait être dans un certain rapport avec les contraintes que les isolateurs auront à supporter réellement en service. L'exagération de la tension de l'onde de choc pourrait provoquer des déchets trop importants même sur un lot de bons isolateurs. Il s'agit donc de fixer la forme et l'amplitude de l'onde, le nombre et les intervalles des chocs, etc., que chaque isolateur ou bien un certain nombre d'isolateurs par lot devraient supporter. Pour provoquer un percement de la porcelaine, il est nécessaire d'atteindre la tension de perforation avant celle de contournement. Cette dernière est, pour le bon matériel, plus basse que la première, de sorte qu'à 50 p/s il n'est pas possible de percer un isolateur dans l'air. Pour les ondes de choc très raides les conditions peuvent être renversées [21]) et une épreuve de rigidité diélectrique de la porcelaine peut ainsi être réalisée. La raideur du front et l'amplitude de ces ondes devraient être fixées judicieusement. Malgré la remarque faite plus haut, à savoir que les coups de foudre directs produisent des surtensions dont l'amplitude est indépendante de la tension nominale du réseau, il est loisible de déterminer la tension d'essai en fonction de la tension de service de l'isolateur. Ainsi, parmi les règlements, généralement non obligatoires encore [22]), qui fixent les conditions des essais, la formule du VDE prescrit une tension égale à

$$U_{i\,max} = 1{,}5\ \sqrt{2} \cdot 0{,}95\ U_c \cong 2\ U_c$$

où U_c (kV_{eff}) est la tension de contournement de l'isolateur essayé dans la cuve à eau [23]). Cette tension, à ma connaissance, doit être de l'ordre 1,1 U_e, U_e étant la tension d'essai, c'est-à-dire $U_e = 2{,}2\ U + 20\ kV_{eff}$ (U = tension de service). On obtient pour l'amplitude de l'onde d'impulsion la formule:

$$U_{i\,max} = 2 \cdot 1{,}1\ (2{,}2\ U + 20)\ kV_{max} = (4{,}85\ U + 44)\ kV_{max}$$

Pour un isolateur de 50 kV tension de service par exemple, l'amplitude de l'onde devra atteindre 286,5 kV_{max}; la tension de contournement à 50 p/s doit être au moins égale à 143 kV_{eff}. Le rapport d'impulsion β, atteint pendant l'essai de choc, serait ainsi $\beta = \sqrt{2}$.

Avant de fixer la valeur de la tension de l'essai d'impulsion il serait indiqué de se rendre compte sur un grand nombre d'isolateurs comment ces derniers se comportent en service, d'une part, et lors de l'essai de choc, d'autre part.

Les recherches exposées plus bas avaient tout d'abord pour but une étude des propriétés du générateur d'impulsion. En même temps on a essayé à l'onde d'impulsion quelques isolateurs rigides, en partie prélevés après plusieurs années de service impeccable sur des lignes de 12 et 50 kV sur poteaux en bois. Les essais ont été accompagnés de nombreuses prises d'oscillogrammes cathodiques, permettant une analyse complète des formes d'ondes utilisées et des retards au contournement atteints avec ces différentes tensions.

III. L'installation d'essai.

a) Générateur d'impulsion.

Nous donnons ci-après une description détaillée du générateur d'impulsion utilisé pour permettre une comparaison des résultats obtenus, avec ceux des autres laboratoires.

L'installation comporte généralement 5 étages de batteries de condensateurs ayant une capacité résultante de 10 000 cm par étage. Lors des essais décrits dans cette étude on n'a utilisé que 4 étages, les autres condensateurs ayant servi comme potentiomètre pour la connexion de l'oscillographe cathodique. Les 12 capacités de chaque étage sont subdivisées en 3 groupes branchés en série, un groupe étant composé de 4 condensateurs, ayant une capacité de 7500 cm chacun. La capacité totale des batteries est de 450 000 cm; branchées d'après le schéma de Marx [24]) en 5 étages en série, elles

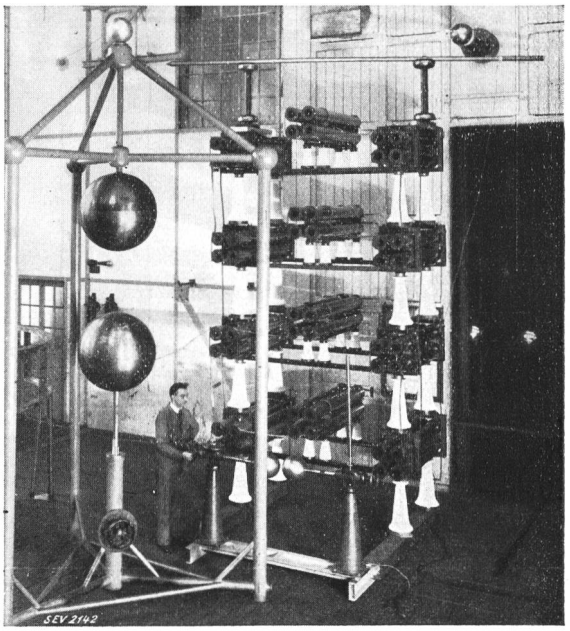


Fig. 1.
Générateur d'impulsion à 4 étages.

[20]) E. Marx: Versuche und Massenprüfungen mit der Stossprüfanlage. Hescho-Mitteilg. 1924, No. 10, p. 248.

[21]) M. Toepler: Ueber Versuchsanordnungen für Stossprüfungen etc., Hescho-Mitteilg. 1924, No. 9, p. 183.

[22]) Leitsätze für die Prüfung von Hochspannungsisolatoren mit Spannungsstössen, Vorschriftenbuch des VDE, 17e édition 1930, p. 853.

British Standard Specification for Porcelain Insulators for Overhead Power Lines, Br. Eng. Standards Association, No. 137-1930, London, Nov. 1930, p. 25.

[23]) Voir prescriptions VDE, 17e édition 1930, p. 845.

[24]) E. Marx: loc. cit., p. 228.

E. Marx: Die Ueberschlagspannung von Isolatoren bei versch. Zeit, Verlauf der angelegten Spg., Hescho-Mitteilg. 1925, No. 17, p. 466.

permettent d'obtenir une capacité résultante de 2000 cm [25]). Les différentes batteries sont disposées les unes au-dessus des autres et forment une colonne (fig. 1). Les condensateurs sont chargés en parallèle au moyen de deux kénotrons en série, permettant d'obtenir 250 kV_{max} par étage; les 5 étages en série donnent ainsi une tension d'onde pouvant s'élever à 1 250 000 V. Le schéma du générateur d'impulsion est indiqué sur la fig. 2. Les éclateurs intermédiaires sont formés par des sphères de 25 cm de diamètre; ainsi les distances d'éclatement ne dépassent pas 100 mm. L'éclateur servant à la mesure de la tension de l'onde se compose de deux sphères de 75 cm, disposées verticalement et commandées

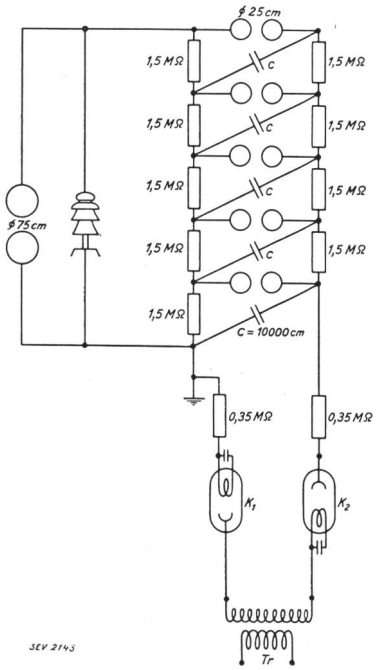


Fig. 2.
Connexions du générateur d'impulsion à 5 étages pour 1 250 000 V.

à distance. Les deux kénotrons et le transformateur sont protégés contre les surtensions par deux résistances liquides de 0,35 MΩ chacune. La connexion en parallèle des 5 étages est réalisée au moyen de résistances liquides de 1,5 MΩ par tube. Au moment de la décharge entre les éclateurs intermédiaires, les 5 étages sont branchés en série; les 4 batteries se déchargent alors chacune par deux résistances en parallèle, c'est-à-dire 0,75 MΩ, la première batterie par une seule résistance de 1,5 MΩ. Sous l'influence de ces résistances l'onde n'est atténuée que très faiblement, comme le montrent les oscillogrammes cathodiques. On peut facilement obtenir des ondes dont la queue reste pratiquement constante pendant plusieurs μs, ce temps étant suffisant pour amener un contournement. En diminuant la valeur de ces

[25]) Les prescriptions allemandes prévoient une capacité minimale de 900 cm.

résistances ou en branchant en parallèle avec l'isolateur une résistance appropriée on peut obtenir l'amortissement de l'onde suivant une loi voulue.

Les oscillogrammes cathodiques des ondes engendrées par le générateur d'impulsion ainsi connecté présentent en général une forme complexe, des oscillations de haute fréquence se superposant

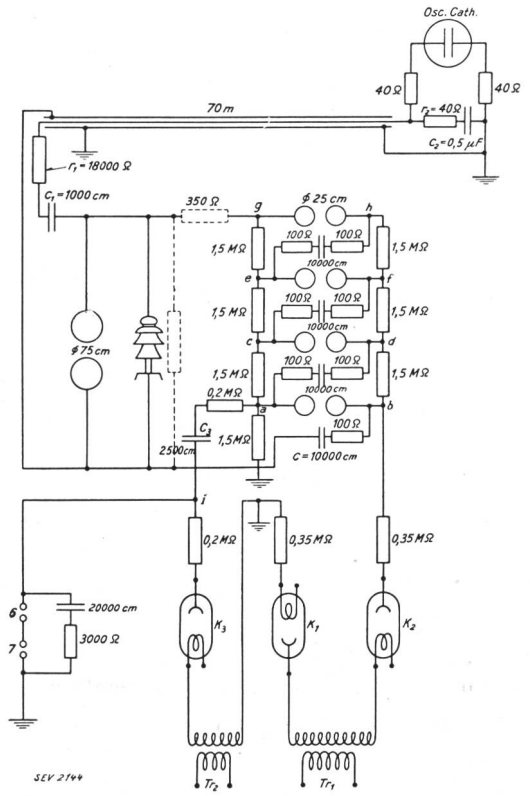


Fig. 3.
Connexions du générateur d'impulsion à 4 étages et de la synchronisation de l'oscillographe cathodique. Les résistances branchées en série dans le circuit principal ou entre la borne et la terre amortissent les oscillations de haute fréquence.

à l'onde principale. On peut éviter ces oscillations parasites en insérant dans le circuit, soit en série avec les éclateurs intermédiaires, soit parallèlement à l'isolateur essayé des résistances convenablement dimensionnées. Le schéma ainsi modifié est représenté sur la fig. 3, qui indique en même temps les connexions de l'oscillographe cathodique.

La disposition décrite présente les avantages suivants: Les différents étages de batteries des condensateurs étant seulement posés les uns sur les autres, on peut facilement disloquer la colonne pour en faire plusieurs groupes de batteries séparées. Les condensateurs de chaque étage peuvent être combinés de diverses manières suivant les besoins de l'essai. Il est donc aisé de faire varier la disposition d'essai sans être obligé de recourir à de nouveaux condensateurs ni à de nouveaux supports isolés. Cette faculté nous a été très utile au cours des essais exécutés d'après le schéma de la fig. 6.

b) Synchronisation de l'oscillographe cathodique [26]).

Pour enregistrer sans voile le front de l'onde sur les oscillogrammes cathodiques, il est nécessaire de lancer le rayon cathodique suivant l'axe des temps un peu avant l'arrivée de l'onde. Différentes méthodes permettant d'enclencher l'oscillographe cathodique automatiquement ont été indiquées dans plusieurs publications [27]). Quelques-unes utilisent un relais électronique qui est mis en fonction par l'onde même. Celle-ci suit après, pendant une fraction de μs, un chemin détourné, formé par un câble de quelques dizaines de mètres et arrive à l'oscillographe cathodique seulement après la mise en route de celui-ci par le relais électronique. Ces méthodes exigent la mise sous tension de la cathode de l'oscillographe peu de temps avant la production de l'onde ou bien l'utilisation de tubes spéciaux, par exemple refroidis à l'eau [28]).

Nous nous sommes servis du rupteur synchrone de Dufour, légèrement modifié, dont la fonction consistait non seulement à enclencher la cathode de l'oscillographe, mais aussi à provoquer en temps voulu la décharge du générateur d'impulsion. Dans ce but, un troisième kénotron K_3 charge à une tension relativement réduite, livrée par le transformateur Tr_2, un condensateur additionnel C_3 (2500 cm), comme indiqué sur le schéma de la fig. 3. Le rupteur synchrone permet de provoquer au moment voulu une décharge disruptive sur les éclateurs tournants 6 et 7. Une borne (i) du condensateur C_3 est mise de ce fait à la terre et la tension de ce condensateur apparaît sur la sphère du premier éclateur intermédiaire, qui était auparavant au potentiel du sol. La tension du condensateur C_3 et celle des condensateurs principaux C peuvent être réglées de telle manière que l'étincelle jaillisse à cet instant sur les éclateurs intermédiaires. Le générateur d'impulsion se décharge alors sur l'objet étudié.

Il est nécessaire d'observer certaines règles [29]) pour que l'enregistrement des oscillations à fréquence très élevée et à haute tension, par l'intermédiaire d'un potentiomètre composé de 2 groupes de résistances et de condensateurs en série, ne soit pas entaché d'erreurs. Il est en particulier très important que les constantes de temps des 2 groupes soient autant que possible égales entre elles et supérieures à la durée de la période propre du câble intermédiaire. Pour éviter la réflexion des ondes au bout du câble, il est en outre nécessaire de prendre la résistance r_2 égale à l'impédance caractéristique du câble. Celle-ci a pu être déterminée très exactement par des mesures à l'oscillographe cathodique; la valeur de r_2 est de 40 Ω. Ajoutons encore que pour soustraire l'oscillographe cathodique à l'influence des champs électrostatiques, qui se produisent à proximité du générateur d'impulsion, il est nécessaire de le placer dans une cage de Faraday suffisamment efficace ou de l'éloigner à une distance telle que les perturbations soient négligeables.

IV. Etude à l'oscillographe cathodique des ondes d'impulsion.

Les nombreux oscillogrammes cathodiques pris avec l'installation *non amortie* montrent que des oscillations d'une fréquence de 1,2 à 1,7 · 10^6 p/s se superposent à l'onde. Suivant la connexion du générateur d'impulsion, cette oscillation peut avoir des harmoniques importants déformant la courbe sinusoïdale. Au bout d'une dizaine de périodes l'oscillation est amortie [30]). La fig. 4a reproduit

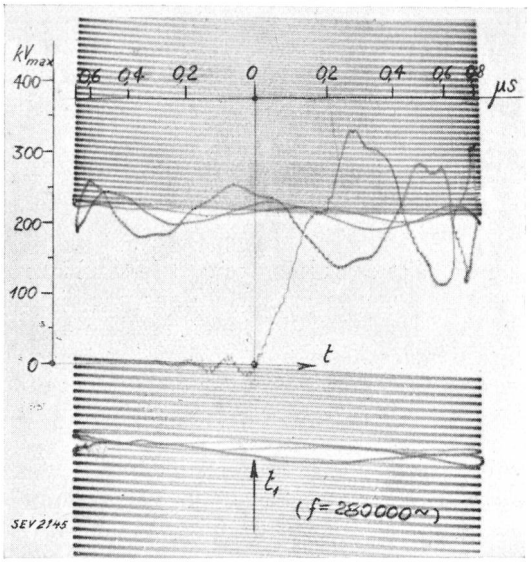


Fig. 4a.
L'oscillogramme cathodique de l'onde d'impulsion non amortie tracée à une échelle sinusoïdale des temps t. Fréquence de l'oscillation auxiliaire: 280 000 p/s (échelle des temps).

[26]) Je tiens à remercier pour son aide M. Martinelli, ingénieur, qui a relevé les oscillogrammes cathodiques et surveillé les essais.

[27]) Gabor: Oszillographieren von Wanderwellen mit dem Kathodenoszillographen. Forschungshefte der Stud. Ges. für Höchstspannungsanlagen 1927, No. 1, pp. 24, 37 et 42.

W. Rogowski und E. Flegler: Die Wanderwellen nach Aufnahmen mit dem Kathodenoszillographen, AfE, Vol. 14, 1925, p. 529.

W. Rogowski, E. Flegler und R. Tamm: 1. Ueber Wanderwellen und Durchschlag, AfE, Vol. 18, 1927, p. 479; 2. Eine neue Bauart des Kathodenoszillographen, AfE, Vol. 18, 1927, p. 513.

J. J. Torok and F. D. Fielder: High Voltage Surge Oscillography, El. Journal 1929, p. 322.

Miner et Tenney: Essais d'impulsion à haute tension, CIGR 1929.

Norinder: Experimentelle Untersuchungen von Gewitterstörungen und Schaltwellen, ETZ 1927, p. 53.

W. Krug: Das Verhalten von Stoßschaltungen nach Aufnahmen mit dem Kathodenstrahloszillographen, ETZ 1929, p. 681.

W. G. Roman and E. R. Whitehead: Oscillograph Technique in Lightning Studies, El. World, Oct. 18, 1930, p. 730.

[28]) K. Berger: Ueber die Weiterentwicklung des Kathodenstrahloszillographen von Dufour, etc., Bull. ASE 1928, p. 292.

[29]) Gábor, loc. cit., pp. 42 et 58.

[30]) Le calcul de la fréquence de cette oscillation et de son amortissement ne peut être fait qu'approximativement, voir par ex.: W. Schilling: «Einschaltvorgang der kapazitiv belasteten endlichen Leitung bei endlicher Stirnsteilheit der Schaltwelle», AfE, Vol. XXV, p. 241.

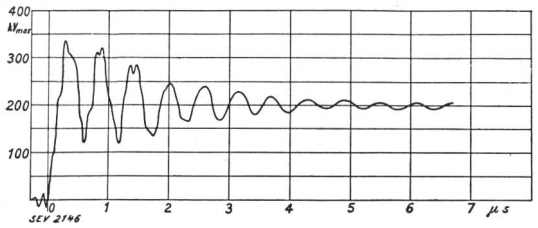


Fig. 4b.
L'onde du même oscillogramme (fig. 4a) tracée à une échelle linéaire des temps.

un oscillogramme de l'onde non amortie par des résistances; l'onde est superposée à une oscillation sinusoïdale de 280 000 p/s, de sorte que l'échelle des temps est également sinusoïdale. L'avantage de ce mode de balayage, indiqué par Dufour, consiste dans la possibilité d'enregistrer les phénomènes s'étendant sur plusieurs μs à une échelle des temps assez grande. Ainsi, il nous a été possible d'atteindre jusqu'à 15 cm par μs, sans que l'impression de la couche sensible soit moins régulière. La fig. 4b reproduit l'analyse de cet oscillogramme en échelle linéaire des temps. Le front de l'onde peut atteindre à pleine excitation du générateur jusqu'à 2200 kV/μs.

En introduisant en série dans le circuit une résistance de 700 à 1000 Ω répartie entre les différents étages on amortit complètement les oscillations de haute fréquence; l'onde a une forme semblable à celle qu'on observe sur les oscillogrammes

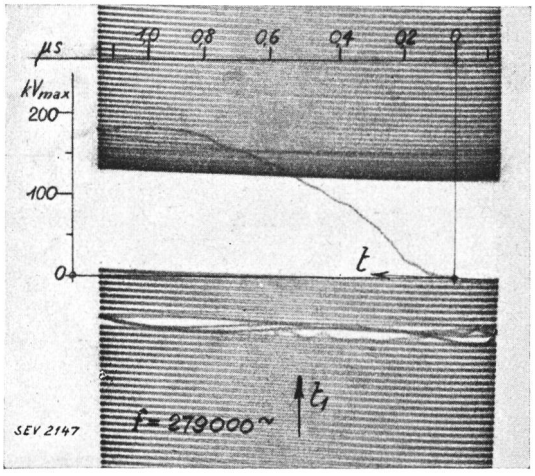


Fig. 5a.
L'oscillogramme cathodique de l'onde d'impulsion amortie tracée à une échelle sinusoïdale des temps t. Fréquence de l'oscillation auxiliaire (échelle des temps): 279 000 p/s.
Résistance branchée en série: 700 Ohm.
Résistance branchée en parallèle: 7000 Ohm.

de la foudre naturelle relevés dans les réseaux à haute tension [31]). Une résistance en parallèle avec l'objet étudié peut également être utilisée dans le

[31]) Voir p. ex. Peek jr.: The Effect of Transient Voltages on Dielectrics IV. Law of Impulse Sparc-over and Time Lag. JAIEE 1930, p. 102.
M. N. Smeloff and A. Price: Lightning Investigations on 220 kV System. JAIEE 1930, p. 771.

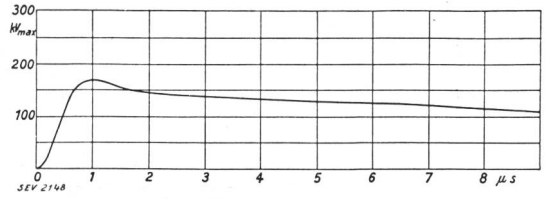


Fig. 5b.
L'onde du même oscillogramme (fig. 5a) tracée à une échelle linéaire des temps.

même but [32]). La fig. 5a montre l'oscillogramme d'une onde du générateur d'impulsion avec 700 Ω en série et 7000 Ω en parallèle avec l'isolateur. L'échelle des temps est ici sinusoïdale, la forme de l'onde est mieux visible sur le diagramme de la fig. 5b, où on a tracé la tension en se servant d'une échelle linéaire. Il faut noter que la résistance en parallèle avec l'isolateur produit une atténuation beaucoup plus rapide de la queue de l'onde. En outre, pour supprimer complètement les oscillations parasites il est nécessaire de choisir cette résistance au plus égale à l'impédance caractéristique du circuit, c'est-à-dire à 500 Ω environ [33]).

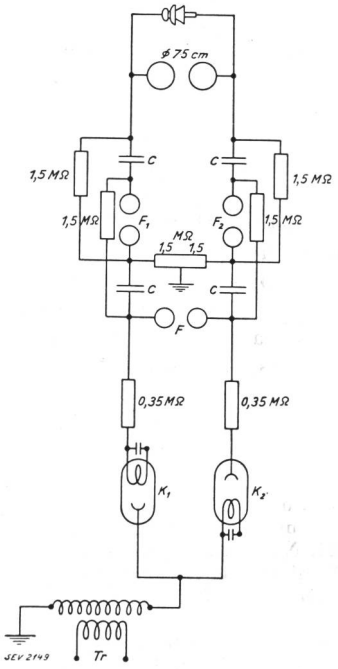


Fig. 6.
Connexions du générateur d'impulsion à 4 étages; disposition symétrique par rapport à la terre.

Afin de se rendre compte si la disposition asymétrique des condensateurs du générateur d'impulsion par rapport à la terre, n'exerce pas une influence défavorable sur la forme d'onde, un montage en deux colonnes connectées et chargées d'une manière tout à fait symétrique par rapport à la terre à été également essayé. Le schéma des connexions est indiqué sur la fig. 6. Cette disposition présente l'avantage d'un plus petit nombre d'éclateurs intermédiaires. Les formes des ondes obtenues sont semblables à celles de l'installation con-

[32]) F. W. Peek jr., Trans. AIEE 1915, Vol. 34, p. 1695.
B. L. Goodlet: The Testing of Porcelain Insulators. JIEE 1929, Vol. 67, p. 1177.
W. Krug: loc. cit. ETZ 1929, p. 685.

[33]) W. Schilling et J. Lenz (ETZ 1930, p. 1138) ont étudié l'amortissement d'une ligne de 20 m et ont confirmé la loi connue au moyen de l'oscillographe cathodique.
Dans une autre étude, parue après la rédaction de cette note, F. R. Benedict (El. Journal 1931, p. 216) arrive aux mêmes conclusions: pour amortir les oscillations, il insère des résistances en série également de l'ordre de 750 Ω.

nectée d'après la fig. 2 à cette différence près que l'oscillation est purement sinusoïdale (fig.7). Dans les deux cas, il est donc nécessaire d'insérer une résistance convenable si l'on veut amortir les oscillations parasites.

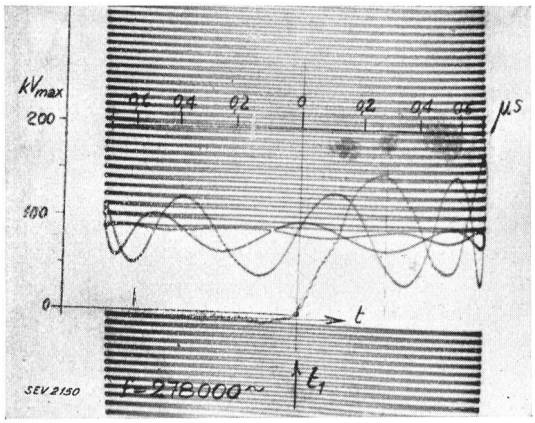


Fig. 7.
L'onde du générateur d'impulsion connecté d'après le schéma de la fig. 6.

Il est évident que la démultiplication de la tension au moment de la décharge du générateur est influencée défavorablement par les résistances d'amortissement. Les résistances en série présentent cependant quelques avantages vis-à-vis de la résistance shunt. En effet, l'atténuation de l'onde avant le contournement de l'isolateur n'est que faiblement augmentée; de même, le rendement du générateur diminue moins fortement qu'avec la résistance shunt. La raideur du front de l'onde, par contre, est réduite presque de moitié. Il a été toutefois possible d'atteindre la crête de l'onde en un temps de l'ordre de 0,8 μs et une raideur maximum du front de 1000 à 1200 kV/μs a pu encore être mesurée. En connectant le générateur suivant la fig. 6 et en insérant en série dans le circuit 400 Ω seulement, il ne reste qu'une faible oscillation; la durée du front de l'onde est de 0,3 μs (fig. 8) [34].

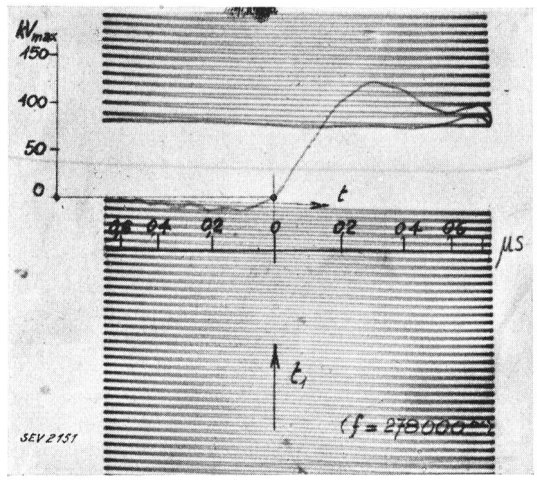


Fig. 8.
L'onde du générateur d'impulsion connecté d'après le schéma de la fig. 6.
Résistance en série: 400 Ohm.

V. Caractéristiques des isolateurs rigides soumis aux essais d'impulsion.

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné plus haut, il nous a été possible d'essayer à l'onde d'impulsion quelques isolateurs rigides prélevés après plusieurs années de service sur des lignes de 50 kV ou de 12 kV à poteaux en bois [35]. En tout, 16 isolateurs, dont 6 neufs ont été essayés. Quelques-unes de leurs données caractéristiques sont indiquées ci-après (tableau IV).

Caractéristiques des isolateurs rigides soumis aux essais.

Tableau IV.

No. de l'isolateur	Fabricant	Années de service	Tension de service kV_{eff}	Tension de contournement à 50 p/s kV_{eff}	Figure
1, 2, 3 en deux pièces scellées au ciment	A	—	50	134	9 (10 c)
4 en une pièce	A	1915 à 1929	50	150	10 b
5, 6, 7 en deux pièces scellées au ciment	B	1915 à 1929	50	136	11
8, 9, 12 en trois pièces scellées au ciment	C	8	50	133	12
10, 11, 13 en deux pièces scellées à l'étoupe	C	—	50	132	10 a
14, 15, 16 en deux pièces scellées à l'émail	D	1915 à 1929	12 (tension nominale 25 kV)	75	13

Les isolateurs du type 1, 2 et 3 ont été essayés sous huile spéciale (dite de Hescho) au laboratoire de l'Association Suisse des Electriciens (ASE) à Zurich par Monsieur Tobler, qui a trouvé une tension de percement de 383 à 387 kV_{max}. Le claquage a eu lieu entre la ligature et la tige.

Après les essais d'impulsion décrits plus bas, ceux des isolateurs qui ont été percés nettement par la jupe inférieure sans passer par le scellement ont été encore essayés sous huile de transformateurs. Les perforations se sont produites:

Pour l'isolateur No. 4 à 367 kV_{max} par la tête vers la tige
Pour l'isolateur No. 5 à 300 kV_{max} par la tête vers la tige

Pour l'isolateur No. 6 à 278 kV_{max} entre la ligature et la tige
Pour l'isolateur No. 10 à 324 kV_{max} entre la ligature et la tige

[34]) Vor aussi le travail de Schilling et Lenz: Der Spannungsverlauf bei der Stossprüfung nach Aufnahmen mit dem Kathodenstrahloszillographen, ETZ 1931, p. 107, qui a paru après la rédaction de cette étude pour le Comité des Isolateurs. Ces auteurs ont été conduits aux mêmes résultats que nous. Ils recommandent également l'utilisation des résistances en série simultanément avec la résistance en parallèle pour amortir complètement les oscillations de haute fréquence.

[35]) La plupart de ces isolateurs ont été mis gracieusement en notre disposition par M. Dutoit, ingénieur en chef de l'Usine d'Olten-Aarburg.

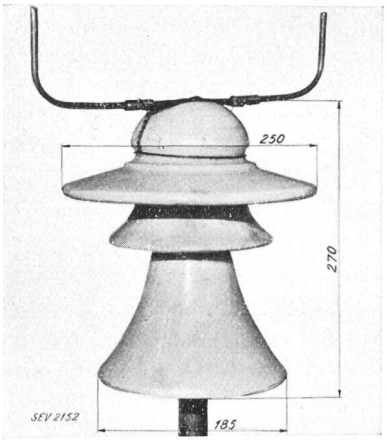


Fig. 9.
Isolateur rigide de 50 kV tension nominale (Nos. 1, 2 et 3).

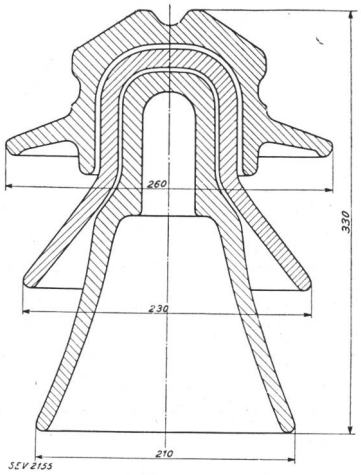
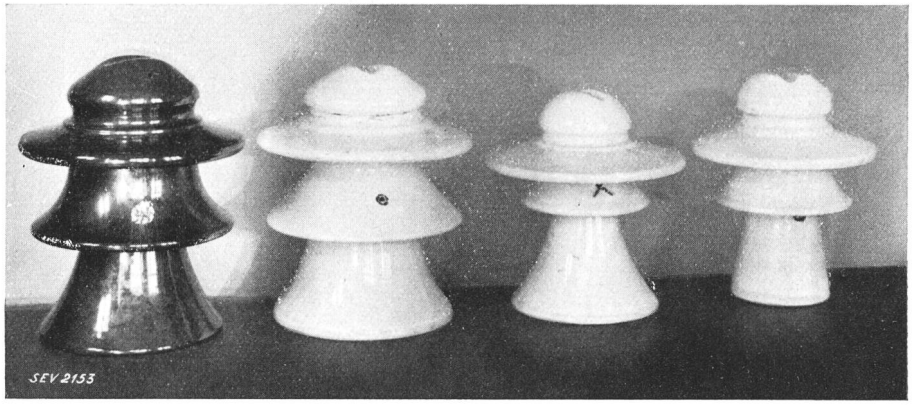


Fig. 12.
Isolateur rigide de 50 kV tension nominale (Nos. 8, 9 et 12).



a b c d

Fig. 10.
Isolateurs rigides de 50 kV percés au cours des essais de choc électrique.

Fig. 11.
Isolateur rigide de 50 kV tension nominale (Nos. 5, 6 et 7).

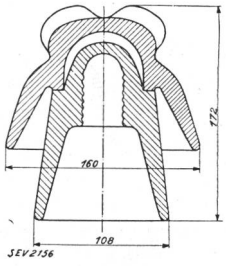


Fig. 13.
Isolateur rigide de 25 kV tension nominale (Nos. 14, 15 et 16).

Au sujet des perforations qui se sont produites sous huile, il y a lieu de faire remarquer, que la cloche inférieure avait généralement été déjà percée au cours des essais de chocs, les valeurs obtenues sont forcément plus faibles que sur les isolateurs neufs.

Les isolateurs 10, 11 et 13 ont subi à la réception chez le fabricant l'essai d'impulsion avec 30 chocs à 250 kV_{max} au cours duquel 4 pièces sur 946 ont été perforées. Ils ont été essayés dans la cuve à eau pendant 15 m avec 177 kV_{max}. Quatre pièces du lot ont supporté sous huile 425 kV_{max} sans être percées.

Essais de choc électrique.

Les essais de choc électrique, exécutés sur les différents isolateurs, devraient montrer tout d'abord la relation entre la valeur de la tension de l'onde et le retard au contournement. Les oscillogrammes cathodiques étaient étalonnés au moyen de l'éclateur à sphères de 75 cm. L'écartement entre les sphères a été lu au moment où, sur 30 éclatements, 15 se produisaient sur l'isolateur et 15 entre les sphères. On faisait croître la tension de l'onde graduellement en partant de la tension minimum de contournement jusqu'au percement de l'isolateur. D'après les recherches de Marx [36]) il semble que le nombre des chocs n'a pas d'influence sur le percement d l'isolateur: La plupart des pièces défectueuses sont généralement percées au bout de 10 à 12 chocs. Marx a trouvé que si un isolateur a supporté sans dégât ces premiers essais, le choc peut être répété sans nuire à la porcelaine. On verra plus loin que cette règle n'est pas générale et les quelques isolateurs essayés par nous semblent avoir été affaiblis par un très grand nombre de chocs. — D'ailleurs un certain nombre de perforations se sont produites au bout d'une série de 40 à 80 chocs de même amplitude.

L'isolateur No. 1 a été percé après 55 chocs en 68 s, avec une onde amortie dont l'amplitude n'a pas dépassé 204 kV_{max}. Le rapport d'impulsion correspondant est $\beta = 1{,}06$. Le claquage s'est fait par le scellement et la dernière jupe.

L'isolateur No. 2 a été percé après 54 chocs en 54 s avec l'onde amortie de 265 kV_{max}. Rapport d'impulsion: $\beta = 1{,}4$. Le claquage présente le même caractère que ci-dessus. Dans les deux cas on s'est servi de l'onde positive.

L'isolateur No. 3 a subi avec l'onde positive, amortie d'une ampiltude de

212 [37])	222	235	246	265	kV_{max}
88	84	56	66	42	chocs avec contournements
en 92	84	56	66	42	secondes
$\beta = 1{,}12$	1,17	1,23	1,3	1,4	

Avec l'onde négative on a fait les deux séries d'essais ci-après:

255 [37]) kV_{max}, 130 chocs en 169 s; $\beta = 1{,}34$
275 kV_{max}, 14 chocs en 16 s; $\beta = 1{,}45$

Après avoir supprimé la résistance d'amortissement, qui était branchée en série, les essais ont été recommencés. L'étalonnage à l'éclateur indique cette fois-ci la pointe de la tension, due à l'oscillation de haute fréquence. L'isolateur a été soumis à 8 séries d'essais relatés ci-après:

kV_{max}	314 [37])	327	350	362	375	390	412	432
Nombre de chocs	155	138	127	57	46	386	39	4

à raison d'une onde par seconde. Les rapports d'impulsion qu'on obtient avec les ondes non amorties sont plus grands qu'avec les ondes amorties:

$\beta = 1{,}64$ 1,71 1,83 1,90 1,97 2,05 2,16 2,27

Au dernier essai le percement s'est produit à travers la jupe inférieure. Sur la fig. 10c on a désigné par une croix en pointillé l'endroit de claquage qui se trouve sous la seconde jupe. La nature de la perforation est visible sur la fig. 14.

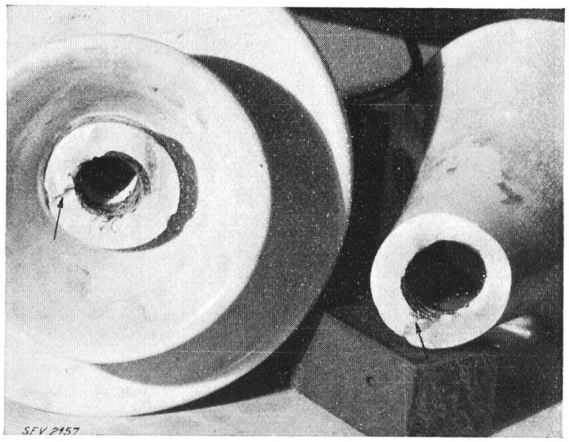


Fig. 14.
Isolateur No. 3. Perforation de la jupe inférieure survenue au cours des essais d'impulsion avec l'onde non amortie de 432 kV_{max}, $\beta = 2{,}27$.

L'isolateur No. 4 a été soumis à un certain nombre de chocs avec les ondes positives amorties, dont l'amplitude a été graduellement augmentée de 205 kV_{max} à 290 kV_{max}. Les essais ont été répétés avec les ondes négatives de 227 kV_{max} à 290 kV_{max} ($\beta = 1{,}37$). Le percement s'est produit à cette dernière tension après 12 chocs par la dernière jupe. Sur la fig. 10b la perforation qui est cachée sur la photographie par la seconde jupe, est indiquée par un cercle en pointillé.

Isolateurs Nos. 5 et 6. Le premier de ces isolateurs a supporté 13 chocs avec une onde amortie négative de 218 kV_{max}, 58 chocs de 240 kV_{max} et a été percé après 11 chocs de 260 kV_{max} ($\beta = 1{,}35$) en 11 s. Le percement s'est produit à travers la dernière jupe.

Le second isolateur a supporté un certain nombre de chocs avec des ondes négatives amorties dont la tension a été augmentée graduellement jusqu'à 270 kV_{max}. La perforation s'est produite après 20 chocs (en 20 s) de 270 kV_{max} ($\beta = 1{,}41$). Le percement présente le même caractère que sur l'isolateur No. 5 (voir fig. 10d).

L'isolateur No. 7. Cet isolateur, du même type que les numéros 5 et 6, a subi 11 séries d'essais comme suit:

[36]) E. Marx: Hescho-Mittg. 1924, p. 250.

[37]) Tension minimum de contournement.

On définit la tension minimum de contournement en excitant progressivement le générateur d'impulsion jusqu'à ce que les contournements commencent à se produire sur l'isolateur. Sans changer l'excitation du générateur on règle alors l'éclateur à sphères, qui est branché parallèlement à l'isolateur, de telle sorte que 50 % des claquages se fassent sur l'isolateur et 50 % entre les sphères.

Si l'on mesure la tension de l'onde du générateur d'impulsion sans changer son excitation, mais après avoir enlevé l'isolateur, comme cela se fait souvent, une erreur importante peut s'introduire dans la mesure. Cette erreur est d'autant plus grande que le rapport d'impulsion atteint lors de l'essai est plus élevé. Elle est due à l'atténuation de l'onde par les effluves se produisant sur l'isolateur, cette atténuation n'ayant pas lieu sans isolateur.

Avec l'onde positive, amortie de 206 kV_{max} [37]) 54 chocs; $\beta = 1{,}06$
Avec l'onde positive, amortie de 223 kV_{max} 399 chocs; $\beta = 1{,}15$
Avec l'onde positive, amortie de 241 kV_{max} 252 chocs; $\beta = 1{,}25$
Avec l'onde positive, amortie de 264 kV_{max} 51 chocs; $\beta = 1{,}33$

Avec l'onde négative, amortie de 250 kV_{max} [37]) 58 chocs; $\beta = 1{,}30$
Avec l'onde négative, amortie de 272 kV_{max} 22 chocs; $\beta = 1{,}41$

Avec l'onde pos., non amortie de 270 kV_{max} [37]) 47 chocs; $\beta = 1{,}40$
Avec l'onde pos., non amortie de 295 kV_{max} 228 chocs; $\beta = 1{,}53$
Avec l'onde pos., non amortie de 320 kV_{max} 222 chocs; $\beta = 1{,}67$
Avec l'onde pos., non amortie de 333 kV_{max} 90 chocs; $\beta = 1{,}73$
Avec l'onde pos., non amortie de 360 $kV_{maé}$ 54 chocs; $\beta = 1{,}87$

Au dernier choc le percement s'est produit par la tête de l'isolateur. On remarque une fissure, pas très profonde, à l'endroit du claquage (fig. 15). La caractéristique d'impulsion de cet isolateur est reproduite plus bas.

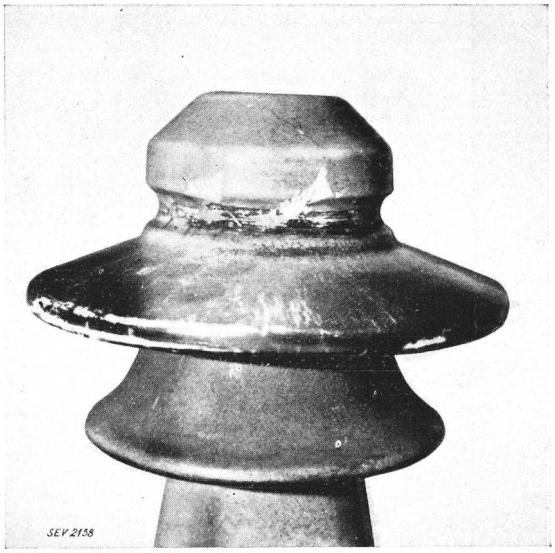


Fig. 15.
Isolateur No. 7. Perforation par la tête de l'isolateur, survenue au cours des essais d'impulsion avec l'onde non amortie de 360 kV_{max}, $\beta = 1{,}87$.

L'isolateur No. 8 a été soumis à un grand nombre de chocs (1150) avec les ondes amorties, en commençant par 255 kV_{max} jusqu'à ce que le percement de la dernière jupe se soit produit sous 319 kV_{max} ($\beta = 1{,}7$) après 88 chocs. Il est intéressant de souligner qu'auparavant il a supporté 109 chocs de 322 kV_{max}. Au cours de 416 chocs la tension des ondes a été au-dessus de 300 kV_{max}. La raideur du front d'onde a été de l'ordre de 1200 kV/μs, les retards au contournement [38]) varient entre 3,6 et 0,9 μs.

L'isolateur No. 9 a été essayé dans les mêmes conditions en commençant par 241 kV_{max}. Après 707 chocs avec tension graduellement croissante, dont 439 avec une tension supérieure à 300 kV, le percement s'est produit par la dernière jupe sous 342 kV_{max} ($\beta = 1{,}82$) après 58 chocs. Les retards au contournement varient entre 10 et 0,77 μs.

[38]) Le retard au contournement est mesuré à partir de l'instant où l'onde d'impulsion atteint la valeur de l'amplitude de la tension de contournement à fréquence industrielle.

Les isolateurs 10 et 11 ont subi 586 et 677 impulsions chacun avec les ondes amorties dont la tension augmentait progressivement en partant de 262 kV_{max}, tous les deux ont été claqués par la jupe inférieure, le premier avec 353 kV_{max} ($\beta = 1{,}89$, nombre de chocs: 42) et le second avec 374 kV_{max} ($\beta = 2$, nombre de chocs: 47). L'isolateur No. 10 a supporté en tout 357 chocs, le No. 11 un nombre sensiblement plus grand: 540 impulsions de 300 kV_{max} et au dessus. Les retards au contournement varient entre 5,5 et 0,73 μs pour le premier et entre 5 et 0,72 μs pour le second isolateur.

Pour se rendre compte si le nombre des chocs appliqués à un isolateur n'influence pas la tension de percement, les essais suivants ont été commencés avec des ondes amorties d'une tension relativement élevée.

L'isolateur No. 12. L'isolateur a supporté, sans être percé, 60 chocs avec des tensions de 332 kV_{max} jusqu'à 387 kV_{max} ($\beta = 2{,}06$):

Nombre de chocs	12	12	12	12	12
Tension	332	349	359	374	387 kV_{max}

Lors d'une nouvelle série avec 330 kV_{max} ($\beta = 1{,}76$), le percement s'est produit après le 6me choc. L'étincelle a suivi le scellement de la dernière cloche et a perforé celle-ci en son sommet.

L'isolateur 13 a été soumis à 62 chocs avec les ondes amorties qui ont débuté par 405 kV_{max}:

Nombre de chocs	12	12	13	15	10
Tension	405	415	426	433	430 kV_{max}

Le percement s'est produit sous 430 kV_{max} ($\beta = 2{,}3$), par la jupe inférieure.

En considérant les résultats obtenus avec les isolateurs 12 et 13 on est tenté de conclure que la tension de percement baisse sous l'influence des chocs répétés.

On peut résumer le résultat de ces essais en remarquant que malgré les rapports d'impulsion relativement élevés [39]) qui ont été atteints sur quelques isolateurs, les percements se sont produits non pas entre la ligature et la tige, mais, à une exception près, par la dernière jupe et le scellement. A l'essai sous huile, par contre, les percements ont lieu en général par la tête de l'isolateur. La fig. 16 montre les bris d'un isolateur qui a pu être percé deux fois: lors de l'essai de choc et ensuite sous huile de transformateur. L'étincelle d'impulsion a contourné les deux premières jupes, a suivi le scellement jusqu'au sommet de la cloche inférieure, où elle a perforé la porcelaine. Sous huile de transformateur le contournement des deux premières jupes ne pouvait pas se produire: l'étincelle a perforé la porcelaine des deux cloches supérieures entre la ligature et la masse du dernier

[39]) Les rapports d'impulsion indiqués par Marx (Hescho-Mittg. 1924, p. 231) ne dépassent pas 1,53, pour les *tensions de contournement minima.* Les valeurs que nous avons mesurées avec l'onde amortie, sont sensiblement plus faibles, celles avec l'onde non amortie sont du même ordre de grandeur que chez Marx. On peut en conclure que l'installation utilisée par lui produisait également des oscillations à haute fréquence.

scellement, où elle a rejoint après un petit détour, bien visible sur la photographie, le chemin déjà suivi par l'étincelle d'impulsion. — Il ne semble donc pas que l'essai de choc puisse rendre les mêmes services que l'essai dans l'huile, ou du moins pas pour tous les isolateurs. Remarquons encore que l'onde négative appliquée à la ligature donne

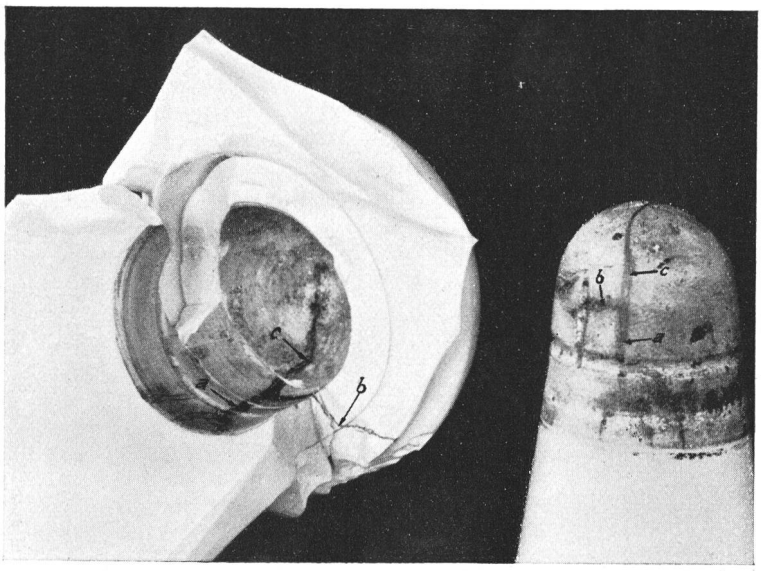


Fig. 16.
Bris d'un isolateur cassé après les essais de perforation à l'onde d'impulsion et essai sous huile de tranformateur avec tension à fréquence industrielle.
a + c = chemin suivi par l'étincelle d'impulsion.
b + c = chemin suivi par l'étincelle à fréquence industrielle.
c = chemin commun aux deux étincelles.

en général, pour la tension de contournement minimum, des valeurs supérieures à celles obtenues avec l'onde positive. L'étincelle de contournement due à l'onde négative suit la surface de l'isolateur de bien plus près que celle due à l'onde positive.

Il est intéressant de souligner que les isolateurs 1 et 2 ont été percés par une tension sensiblement en dessous de la tension de percement sous l'huile spéciale. Ce dernier essai ne renseigne donc pas sur la rigidité diélectrique de l'isolateur dans l'air. Pour cette raison les résultats des deux essais se complètent utilement quand il s'agit des isolateurs rigides.

Les isolateurs 8 à 13 ont été percés avec des ondes donnant des rapports d'impulsion compris entre 1,7 et 2,3; les isolateurs 1 à 7 (exception faite de l'isolateur No. 3) par contre ont été avariés sous les chocs des ondes donnant des rapports d'impulsion de 1,04 à 1,41. Le No. 3 a été percé sous une contrainte dont le rapport d'impulsion avec une onde amortie, peut être estimé à 1,84; pour l'isolateur 7 le rapport d'impulsion 1,87 avec l'onde non amortie est équivalent approximativement à 1,40 avec l'onde amortie.

Les isolateurs 14, 15 et 16 ont été essayés avec des ondes *non amorties*. Les chocs ont été répétés un grand nombre de fois (100) sans arriver à une perforation, malgré les rapports d'impulsion relativement très élevés (β = jusqu'à 2,77).

Comme pour ces isolateurs il suffisait en somme d'avoir 2 étages de batteries de condensateurs, on a connecté le générateur d'après la fig. 6 et on a branché les capacités des 2 étages en parallèle (capacité résultante 10 000 cm). Cette disposition permet d'atteindre la crête de l'onde en 0,17 μs. La raideur du front pendant les essais suivants a été, d'après les oscillogrammes cathodiques, de l'ordre de 1270 kV/μs.

En augmentant l'excitation du générateur d'impulsion il a été pratiquement impossible, par suite des effluves sur l'isolateur, de dépasser 228 kV_{max} (β = 2,15) avec l'onde négative à la ligature. En supprimant l'isolateur, le générateur produisait avec la même excitation une tension de 400 kV_{max}. Dans ces conditions les isolateurs ont supporté sans être percés près de 200 chocs.

Deux de ces isolateurs furent essayés à 50 p/s dans l'huile de transformateur. Les perforations se sont produites respectivement sous 180 et 191 kV_{max}.

On peut donc conclure que dans les conditions d'essais décrites ci-dessus, certains types d'isolateurs ne peuvent pas être percés dans l'air par l'onde d'impulsion, le contournement se produisant avant le percement.

VI. De la décharge disruptive dans un champ non uniforme. Caractéristiques d'impulsion des isolateurs.

La théorie électronique de la décharge disruptive dans les gaz, établie par Townsend [40]), permet de calculer la tension de disruption entre deux électrodes. Pour ce calcul il est toutefois nécessaire de connaître la distribution du gradient du champ dans l'intervalle considéré [41]). D'après cette théorie l'étincelle de disruption se forme dans un champ uniforme quand, sous l'influence de l'intensité du champ, les électrons et les ions sont portés à une certaine vitesse, dite vitesse critique, telle que l'ionisation par chocs se produise non seulement par le bombardement électronique, mais aussi par les chocs des ions positifs. On se représente l'étincelle de disruption comme une avalanche composée d'ions positifs et d'électrons qui se meuvent vers les électrodes de signe opposé. Leur nombre croît avec la distance parcourue d'après une loi exponentielle. L'intensité critique du champ dépend de la nature du gaz, de la pression et de la température, ainsi

[40]) Townsend: Electricity in gases, Oxford 1915.
O. Schumann: Elektr. Durchbruchfeldstärke von Gasen, Berlin 1923.
A. Roth: Hochspannungstechnik, Springer, Berlin 1927.
[41]) O. Schumann, loc. cit.

que de la distance explosive [42]). La progression de l'étincelle ne se fait pas instantanément au sens strict de ce mot. Les expériences de Torok [43]) ont prouvé que même dans un champ pratiquement uniforme entre deux sphères, où, d'après les mesures de Burawoy [44]), l'étincelle se produit en moins de 10^{-8} s, on peut faire arrêter la décharge sans qu'elle arrive à toucher l'électrode opposée. Pour atteindre ce résultat, il suffit de choisir convenablement la longueur, c'est-à-dire la durée de l'onde appliquée. D'autre part, dans un travail critique, Rogowski [45]) a montré que si l'on ne considère que la distribution du gradient électrique avant la disruption, les formules de Townsend n'expliquent plus des claquages aussi rapides. Le temps nécessaire pour qu'un ion positif parcoure l'intervalle de 1 cm entre les deux électrodes est de l'ordre de 10^{-5} s. Toutefois, si l'on fait les calculs en tenant compte de la variation locale du gradient du champ se produisant surtout sous l'influence des ions positifs qui s'accumulent dans l'espace pendant la disruption [46]) et de l'élévation de la température avec la décharge qui produit une ionisation thermique [47]), la théorie de Townsend semble être exacte.

Une première explication des expériences sur les décharges arrêtées fut donnée par Slepian et Torok [48]) qui ont montré qu'un courant de plusieurs centaines et même milliers d'ampères parcourt les effluves au moment de la décharge. Sous l'influence de ce courant, la tension appliquée à l'éclateur baisse forcément jusqu'à ce que les charges dépensées soient remplacées par la source. On verra plus loin sur un oscillogramme la diminution rapide du potentiel de l'onde sous l'influence des décharges par effluves sur un isolateur.

Sans méconnaître le bien-fondé de ce raisonnement, il n'est peut-être pas sans intérêt de faire au sujet de la décharge arrêtée la remarque suivante.

L'hypothèse de champ uniforme entre deux sphères n'est exacte que si l'atmosphère ambiante n'est pas ionisée. Or on sait qu'en réalité l'atmosphère est toujours plus ou moins ionisée, surtout quand elle se trouve dans un champ électrique. Tout champ uniforme est de ce fait déformé et cette déformation dépend de l'intensité de l'ionisation et du rapport entre la mobilité des ions positifs et des ions négatifs [49]). Par suite de la moindre mobilité des ions positifs, la déformation est plus importante sur l'électrode négative. La tension critique sera donc plus basse sur cette électrode. Si la différence entre les gradients du champ sur les deux sphères n'est pas négligeable, on peut s'attendre à ce que la disruption soit précédée d'une décharge par effluve. On comprend aisément que celle-ci ne peut subsister qu'un temps excessivement court puisque, la déformation du champ étant relativement faible, une étincelle même très courte fait accroître tout de suite le gradient dans tout l'intervalle entre les sphères au delà de la valeur critique.

Il semble cependant que cette remarque ne puisse être étendue aux essais avec les ondes d'impulsion dont le front est de très courte durée. Dans ce cas la durée de la période d'accroissement de la tension est trop courte pour faire déplacer suffisamment les ions positifs vers la cathode, de manière à produire une différence entre les gradients à la surface des deux électrodes. Les recherches de Mc Millan et Starr [50]) montrent toutefois que la polarité de la sphère supérieure influence la tension de disruption et que cette influence est positive ou négative suivant la distance fixée entre les sphères. Cet effet de polarité est particulièrement prononcé dans un champ non uniforme et s'explique par l'inertie relativement élevée des ions positifs.

Dans un champ non uniforme, le gradient critique sera atteint avant tout à l'endroit de la plus grande densité des lignes de force. Une décharge par effluve, précédant la disruption totale, se produira donc en cet endroit. Une certaine quantité d'électricité sera amenée par les effluves et des charges ioniques se formeront dans l'intervalle entre les électrodes. Par la déformation de plus en plus prononcée du champ sous l'influence des ions positifs accumulés dans l'espace se produira enfin l'arc de la décharge totale.

Ce processus est accompagné de dissipation d'énergie et peut être comparé à la charge d'une capacité à travers une résistance. En admettant que l'énergie d'ionisation w nécessaire à la disruption entre les électrodes données reste invariable quand on augmente la tension de l'onde d'impulsion, Peek arrive par un calcul assez simple [51]) à l'équation suivante donnant le retard à la décharge t en fonction de la constante a, caractérisant la disposition considérée, et du rapport d'impulsion $\beta = \frac{u}{u_0}$ (u = tension maximum de l'onde, u_0 = tension de disruption à tension constante):

$$t = \left(\frac{a}{\beta - 1}\right)^2 = \frac{a^2\, u_0^2}{(u - u_0)^2}\,\mu s \qquad (1)$$

Le retard à la décharge varie donc comme $\frac{\text{Cte}}{\varepsilon^2}$, où ε désigne l'excès de la tension $(u - u_0)$. Il en résulte qu'avec l'accroissement de la tension u, le retard à la décharge totale diminue. La tension

[42]) A. Roth: loc. cit., p. 169.

[43]) J. J. Torok: Trans. AIEE 1928, Vol. 47, p. 349.

[44]) O. Burawoy: Die Funkenverzögerung bei Spannungsstössen von sehr kurzer Dauer, AfE, Vol. 16, p. 215.

[45]) W. Rogowski: Townsends Theorie und der Durchschlag der Luft bei Stoßspannungen, AfE, Vol. 16, p. 186.

[46]) L. B. Loeb, Journ. Franklin Inst. 1928, p. 305.
A. v. Hippel und Frank, Zeitschr. f. Physik, Vol. 57, 1929, p. 696.

[47]) J. Slepian, El. World 1928, Vol. 91, p. 761.

[48]) J. Slepian et Torok: Effluves dans les amorçages d'arc à haute tension, CIGR 1929, Vol. II, p. 645.

[49]) Voir p. ex. H. Ollivier, Cours de physique générale; Paris, A. Hermann et Fils, 1913, p. 610.

[50]) F. O. Mc Millan and G. C. Starr: The Influence of Polarity on High-Voltage Discharges, Trans. AIEE 1931, p. 23.

[51]) Peek jr., loc. cit.

d'impulsion u se calcule en fonction de t, u_0 et a par l'expression

$$u = u_0\left(1+\frac{a}{\sqrt{t}}\right) \qquad (2)$$

Enfin, pour une onde rectangulaire le coefficient a est donné par l'expression: $a = \frac{c\sqrt{w}}{u_0}$.

La vérification expérimentale de ces formules ne peut être faite qu'au moyen de l'oscillographe cathodique et du générateur d'impulsion. Les valeurs de la constante a obtenues par Peek pour les isolateurs de suspension avec des ondes positives et négatives de différentes formes, varient entre 0,6 et 1,5. On a vu plus haut qu'une différence sensible existe entre la tension de disruption pour les ondes positives et négatives; elle est supérieure pour ces dernières. De même, les coefficients a déduits des essais avec les ondes négatives sont supérieurs à ceux obtenus avec les ondes positives. La différence entre les tensions de disruption positive et négative ne peut être constatée que si les deux électrodes et le champ dans l'intervalle ne sont pas symétriques [52]), ce qui est presque toujours le cas. La différence entre les deux tensions, qui est maximum si l'une des électrodes est une pointe et l'autre un plan illimité, varie avec la distance explosive.

Quelques valeurs de la tension disruptive entre une pointe et une électrode plane [53]), mesurées avec une tension continue constante, sont indiquées dans le tableau V.

Tableau V.

Electrode plane	Electrode en pointe	Distance explosive mm	Tension disruptive kV	Rapport entre les distances explosives[1])
positive	négative	34 à 36	70	2,47 à 2,95
négative	positive	87 à 103	70	
négative,	positive, mise à la terre	94 à 98	70	
négative, mise à la terre	positive	102 à 105	70	
positive	négative	16 à 18	35	2,1 à 2,37
négative	postive	38	35	
négative	positive, mise à la terre	33 à 37	35	
négative, mise à la terre	positive	36 à 39	35	

[1]) On peut admettre que ce rapport est égal au rapport des deux tensions $\gamma_0 = \frac{u_{0-}}{u_{0+}}$

[52]) Simpson: Lightning JIEE 1929, Vol. 67, p. 1269.
E. Marx: Der elektrische Durchschlag von Luft in unhomogenem Felde, AfE 1930, Vol. 14, p. 61; ETZ 1930, No. 33, p. 1161.
Uhlmann: Der elektrische Durchschlag von Luft zwischen konzentrischen Zylindern.
Mc Millan and Starr, loc. cit.

[53]) Ces mesures ont été exécutées en 1928 par M. F. Beldi, que je tiens à remercier ici.

Avec les ondes de choc positives et négatives d'une tension donnée le rapport des distances explosives est du même ordre de grandeur, comme on le voit au tableau VI, qui reproduit les tensions disruptives minima. Le générateur d'impulsion utilisé avait une capacité résultante de 6000 cm.

Tableau VI.

Electrode plane	Electrode en pointe	Distance explosive mm	Tension disruptive kV	Rapport entre les distances explosives[1])
négative	positive	93 [2])	70 [2])	2,27
positive	négative	41	70	
négative	positive, mise à la terre	89	70	2,4
positive	négative, mise à la terre	37	70	
négative, mise à la terre	positive	98	70	2,5
positive, mise à la terre	négative	39	70	

[1]) On peut admettre que ce rapport est égal au rapport des deux tensions $\gamma = \frac{u_-}{u_+}$.

[2]) Pour la même distance Marx indique une tension de disruption de 60 kV. L'écart par rapport à nos mesures peut être ramené p. ex. à la grandeur des électrodes planes, à la pression atmosphérique, disposition au dessus du sol etc., qui forcément n'ont pas été identiques.

Remarquons que la mise à la terre de la pointe réduit un peu les distances explosives.

Le rapport γ_0 entre les deux tensions disruptives pour une distance explosive de 93 mm peut d'après Marx [54]) atteindre pour la tension continue le chiffre 2,5; avec les ondes de choc, par contre, mais pour une distance explosive plus grande (à peu près 500 mm?) Marx indique pour le rapport γ une valeur plus basse: $\gamma = 1{,}57$. Le premier résultat concorde très bien avec les mesures reproduites dans le tableau V; le chiffre plus bas de γ pourrait être expliqué par une distance explosive plus grande [55]).

On peut se rendre compte de la nature de la décharge disruptive le long de la surface d'un isolateur rigide par les essais comparatifs suivants. Un tube de porcelaine de 36 mm de diamètre et d'une longueur de 400 mm porte à ses extrémités des manchettes en papier d'étain qui forment les électrodes. La distance entre celles-ci est de 280 mm (fig. 17). Une électrode étant mise à la terre, on applique à l'autre les ondes d'impulsion positives et négatives en maintenant invariable l'excitation

[54]) E. Marx: Der Durchschlag der Luft im unhomogenen elektrischen Feld bei verschiedenen Spannungsarten. ETZ 1930, Nr 33, p. 1161, fig. 6, 7 et 8.

[55]) Les mesures de Mc Millan and Starr (loc. cit.), par contre, montrent que la différence entre les deux tensions croît avec l'écartement des électrodes.

du générateur d'impulsion (capacité résultante 6000 cm). L'onde positive donne une tension de disruption variant entre 252 et 268 kV_{max}; la tension disruptive à l'onde négative est plus grande: 282 kV_{max}. Ainsi le rapport γ est compris entre 1,12 et 1,05 et nous verrons plus loin que ce

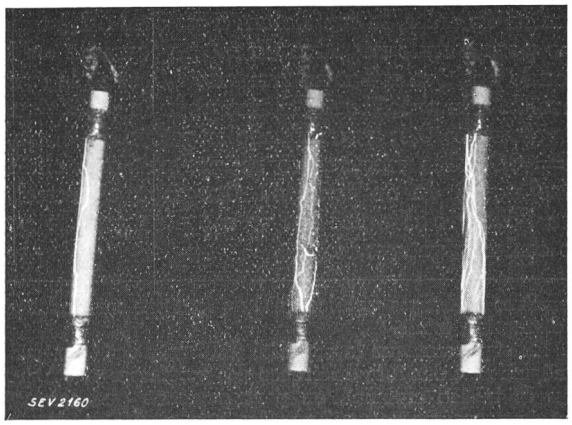


Fig. 17.
Tube en porcelaine muni de manchettes en papier d'étain pour l'étude des décharges superficielles.

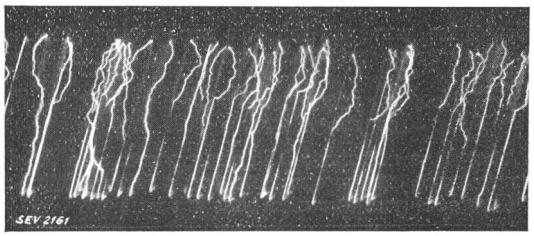


Fig. 18.
Les étincelles de décharge superficielle produites par les ondes d'impulsion.
Manchette supérieure: onde positive.
Manchette inférieure: à la terre.

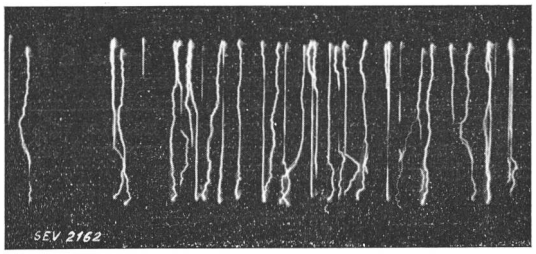


Fig. 19.
Les étincelles de décharge superficielle produites par les ondes d'impulsion.
Manchette supérieure: onde négative.
Manchette inférieure: à la terre.

facteur garde à peu près cette valeur pour d'autres isolateurs. Les photographies de ces décharges, représentées sur les figures 18 (onde positive) et 19 (onde négative), ont été prises en tournant légèrement l'appareil après chaque disruption, de telle façon que les images successives viennent l'une après l'autre impressionner la plaque. On voit nettement qu'une décharge fuyante part de la cathode (en bas de la fig. 18), tandis que l'étincelle disruptive positive (la cathode est en haut de la fig. 19) ne suit pas la surface de la porcelaine. Cette différence s'explique par la plus grande facilité qu'a l'anode d'attirer les électrons de l'atmosphère ambiante et de les porter à la vitesse d'ionisation par chocs. La décharge disruptive commence ainsi sur l'anode et ne suit pas la surface de la porcelaine. Par contre, par suite de la réfraction des lignes de force à la surface de la porcelaine, les électrons partant de la cathode suivent la surface du tube et la chargent négativement. Il est intéressant de rappeler à ce propos que le diamètre des figures de Lichtenberg, qu'on obtient sur une plaque photographique avec une tension donnée, est plus grand pour la pointe positive. L'étude du processus de la formation des figures [57]) négatives, montre que les électrons partent de la pointe négative radialement dans toutes les directions en traçant les rayons rectilignes. Par les chocs avec les molécules de l'air il se forme rapidement un cercle d'ions positifs, qui limite la portée des électrons.

Sur des chaînes de suspension avec armatures nous avons mesuré avec les ondes positives et négatives, les tensions minima de contournement réunies dans le tableau VII. Comme pour le tube en porcelaine le coefficient γ est compris, dans ce cas aussi, entre 1,075 et 1,17.

Tableau VII.

Nombre d'éléments	Tensions minima de contournement en kV_{max}		$\gamma = \frac{u_-}{u_+}$
	conducteur négatif u_-	conducteur positif u_+	
3	375	325	1,15
6	605	515	1,17
9	835	760	1,095
11	960	890	1,075

En se servant des mesures publiées par Peek [58]), on obtient pour γ des valeurs entre 1,10 et 1,16. Ces mesures ont été faites avec une onde atténuée en 5 μs à 50 % de la tension de crête.

Les isolateurs rigides donnent pour γ des chiffres s'écartant quelque peu des valeurs indiquées, comme on le voit au tableau VIII, où on a reproduit les tensions de contournement des isolateurs rigides publiées par H. Müller [59]). En calculant le rapport γ on constate que ses valeurs varient entre 1,08 et 1,20 et atteignent exceptionnellement d'une part 1,03 et d'autre part jusqu'à 1,27. De même, les deux tensions minima de contournement des isolateurs rigides de 45 et 66 kV, déterminées par

[57]) Mc Millan and Starr, loc. cit.

[58]) Peek, loc. cit., fig. 12.

[59]) H. Müller: Das Verhalten der Isolatoren gegen Ueberspannungen verschiedenen zeitlichen Ablaufes, Hescho-Mitteilg. 1930, p. 1679.

Mc Millan et Starr [60]) donnent respectivement les rapports 1,04 et 1,20 [61]).

Tableau VIII.

Isolateurs Hescho No.	Diamètres		Tensions minima de contournement en kV_{max}					
	de la bride mm	de la ligature mm	ligature$_-$ bride$_+$ u_-	ligature$_+$ bride$_-$ u_+	Rapport $\gamma = \frac{u_-}{u_+}$	ligature$_-$ bride à la terre u_-	ligature$_+$ bride à la terre u_+	Rapport $\gamma = \frac{u_-}{u_+}$
J 1382	25	6	150	125	1,20	160	125	1,27
J 1383	25	6	160	140	1,14	170	145	1,17
J 1384	25	6	190	165	1,15	200	165	1,20
J 1386	25	10	215	190	1,135	230	190	1,21
J 1388	28	10	260	240	1,09	280	225	1,24
J 1392	32	10	325	300	1,08	345	280	1,23
W 10	25	6	115	105	1,09	115	105	1,09
W 15	25	6	130	120	1,085	125	120	1,04
W 25	25	10	175	160	1,09	175	160	1,09
W 30	28	10	195	175	1,11	200	175	1,04
W 40	32	10	240	210	1,14	240	200	1,20
W 60	35	10	335	285	1,18	335	265	1,26
Is 384	25	10	170	165	1,03	175	155	1,13
Is 386	25	10	210	190	1,10	205	185	1,11
Is 388	28	10	250	220	1,13	240	210	1,14
Is 483	25	6	160	140	1,14	165	145	1,14
Is 484	25	10	190	170	1,12	195	170	1,14
Is 486	28	10	210	190	1,10	210	190	1,10

[60]) Mc Millan and Starr, loc. cit. tableau I.

[61]) Il est curieux de mentionner ici qu'en admettant, contrairement à la théorie généralement admise, que les ions positifs doivent également être portés à la vitesse critique d'ionisation par choc avant qu'une étincelle de décharge se produise, on pourrait expliquer l'écart entre les deux tensions disruptives par la différence de mobilités des ions postifs et négatifs. Zeleny (voir J. J. Thomson: Passage de l'électricité à travers les gaz. Paris, Gauthier-Villars 1912, p. 79) indique pour la mobilité des ions les valeurs suivantes pour l'air sec à 13,5° C:

ions positifs $v_+ = 1{,}36$ cm/s, ions négatifs $v_- = 1{,}87$ cm/s et dans l'air humide à 14° C:

ions positifs $v_+ = 1{,}37$ cm/s, ions négatifs $v_- = 1{,}51$ cm/s.

Chattock détermine la mobilité des ions au moyen d'une pointe disposée vis-à-vis d'une électrode plane. Il obtient pour l'air sec les chiffres suivants:

ions positifs $v_+ = 1{,}32$ cm/s, ions négatifs $v_- = 1{,}80$ cm/s.

D'après de nombreux travaux publiés sur ce sujet on obtient les valeurs moyennes suivantes (H. Geiger und K. Scheel: Handbuch der Physik, Vol. XXII: Elektronen, Atome, Moleküle. Springer, Berlin 1926, p. 323): ions positifs: $v_+ = 1{,}372$ cm/s, ions négatifs $v_- = 1{,}89$ cm/s. On voit donc que les ions négatifs sont sensiblement plus mobiles que les ions positifs.

Admettons que pour arriver à une décharge électrique visible il faudrait que les ions acquièrent des vitesses telles qu'une ionisation par chocs commence. On sait qu'il se forme un champ très intense à la pointe chargée, qui accélère les ions de signe opposé. La mobilité des ions positifs étant plus faible, il est nécessaire de fournir une énergie plus élevée pour les faire porter à la vitesse critique.

Le potentiel disruptif d'une pointe chargée négativement, qui doit accélérer les ions positifs, sera pour cette raison supérieur au potentiel disruptif de la pointe positive. De la pointe négative l'électricité s'écoule dans l'atmosphère par les électrons qui s'en échappent. Ces électrons ionisent par chocs les molécules d'air qu'ils rencontrent et produisent les premières décharges visibles qu'il ne faut pas confondre avec la disruption totale.

En supposant que la mobilité différente des ions positifs et négatifs est due à la différence des pertes par «frottement» dans le milieu ambiant, on peut admettre que ces pertes sont inversement proportionnelles aux mobilités des ions. Dans ce cas on a:

$$p_+ = \frac{k}{v_+} \quad \text{et} \quad p_- = \frac{k}{v_-}$$

$\left(k = \text{constante, en } \frac{\text{g} \cdot \text{cm}^2}{\text{s}}\right)$.

Seules les grandeurs relatives nous intéressent, on peut donc écrire en se servant des valeurs de Zeleny pour v_+ et v_-:

p_+ est compris entre 0,735 et 0,73

p_- est compris entre 0,535 et 0,66

L'énergie w nécessaire à la rupture complète du diélectrique avec une tension constante (onde rectangulaire) entre deux électrodes peut être mise sous la forme

$$w = b \cdot (u - u_0)^2 \cdot t \quad (b = \text{constante}).$$

En posant $w_+ = Ap_-$ et $w_- = Ap_+$, puisque la pointe positive doit faire accélérer les ions négatifs et inversement, on voit tout de suite, que pour un même retard à la décharge, le rapport entre les excès des tensions disruptives négative et positive, sera donné pour l'air sec par la relation:

$$\frac{(u - u_0)_-}{(u - u_0)_+} = \sqrt{\frac{p_+}{p_-}} = \sqrt{\frac{0{,}73}{0{,}535}} = 1{,}17.$$

Or l'expérience montre que seule la forme de l'onde et non sa polarité influence le facteur d'impulsion, défini au moyen des ondes de choc et de la tension continue de la même polarité. En désignant par u_{0+} et u_{0-} les valeurs des tensions de contournement à tension continue positive, respectivement négative, on peut écrire

$$\frac{u_+}{u_{0+}} = \frac{u_-}{u_{0-}}$$

de sorte qu'on obtient

$$\frac{(u - u_0)_-}{(u - u_0)_+} = \frac{u_- - u_{0-}}{u_+ - u_{0+}} = \frac{u_-}{u_+} = 1{,}17.$$

Pour l'air humide ce rapport est égal à 1,055. Ainsi la différence entre les deux tensions varie avec l'humidité de l'air. Remarquons encore que le facteur d'impulsion est généralement obtenu en divisant la tension de contournement, mesurée à l'onde d'impulsion par celle mesurée avec la tension alternative à fréquence de régime. Or cette dernière est généralement égale à la tension de contournement obtenue avec la tension continue positive. C'est de là que provient en premier lieu la différence entre les facteurs d'impulsion que nous avons signalée.

Il a déjà été mentionné plus haut que le coefficient a de la formule (1) est une fonction de l'énergie w dissipée pendant la disruption. Peek [62]) a trouvé pour le coefficient des valeurs variant avec la forme des ondes utilisées, mais toujours sensiblement inférieures pour les ondes positives. Ainsi, pour un onde positive dont le front est de 0,5 μs et dont la queue s'amortit en 40 μs à 50 % de la tension de crête, le coefficient a est égal à 1,1 tandis que pour l'onde négative de même forme $a = 1{,}5$. L'onde positive ayant un front de 1,5 μs et la queue pareille à la précédente, donne pour le coefficient a la valeur de 0,6; pour l'onde négative on obtient: $a = 0{,}9$. Ces mesures se rapportent aux chaînes d'isolateurs de suspension. On peut en conclure que l'énergie d'ionisation w est plus grande pour les ondes négatives.

[62]) Peek, loc. cit., tableau 1.

De nombreuses caractéristiques d'impulsion ont été publiées par Torok [63]) et par Fortescue [64]), dont on peut tirer pour le coefficient a les chiffres suivants [65]):

L'onde positive, appliquée au conducteur suspendu par une chaîne de 16 éléments donne une caractéristique d'impulsion correspondant aux valeurs de a qui augmentent de 0,59 à 0,78, quand t diminue de 8 à 2 μs.

L'onde positive sur la ligature d'un isolateur rigide donne une caractéristique d'impulsion correspondant aux valeurs de a croissant de 0,24 à 0,73, quand t diminue de 4 à 0,5 μs. Cette courbe ne vérifie donc pas l'équation (1) bien que d'après les oscillogrammes de Fortescue l'allure des ondes s'approche beaucoup de la forme rectangulaire. De même, la courbe publiée par Torok pour un isolateur rigide de 66 kV ne satisfait pas l'équation (1) puisque le coefficient a diminue de 0,7 à 0,22 quand t augmente de 0,5 à 5 μs.

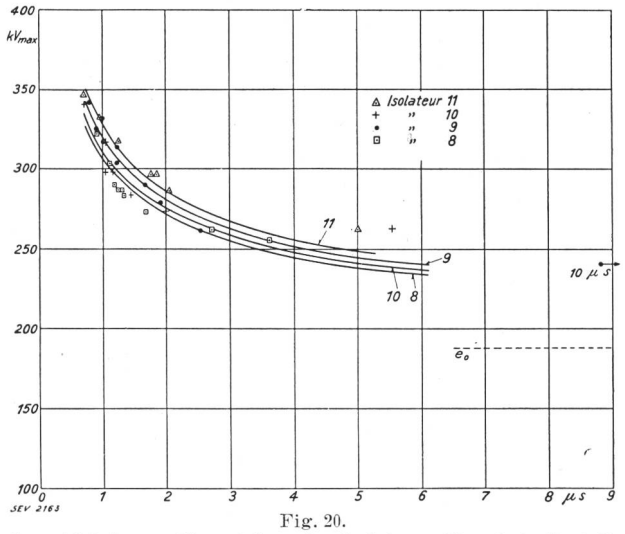


Fig. 20.
Caractéristiques d'impulsions des isolateurs Nos. 8, 9, 10 et 11.

Avec les oscillogrammes cathodiques pris pendants les essais d'impulsion aux isolateurs 8, 9, 10 et 11, il a été possible d'établir les caractéristiques d'impulsion de ces isolateurs (fig. 20). L'onde utilisée est positive, sa forme est donnée par l'oscillogramme de la fig. 21. On voit que son maximum (283 kV_{max} mesuré à l'éclateur) est atteint en 0,7 μs et la tension u_o en 0,4 μs; le contournement se produit après 2 μs et le rapport d'impulsion est: $\beta = \frac{283}{186} = 1{,}51$. En portant ces chiffres dans la formule (1), il vient:

$$a = \sqrt{t}\,(\beta - 1) = \sqrt{2} \cdot (1{,}51 - 1) = 0{,}72.$$

L'oscillogramme de la fig. 22 d'une onde de choc appliquée à l'isolateur 9, est pris dans les mêmes conditions que celui de la fig. 21. La crête de la tension (342 kV_{max}), est atteinte en 0,8 μs, la tension u_o en 0,25 μs. Le retard au contournement est: $t = 0{,}85$ μs et le rapport d'impulsion $\beta = \frac{342}{187} = 1{,}83$. On obtient: $a = 0{,}76$.

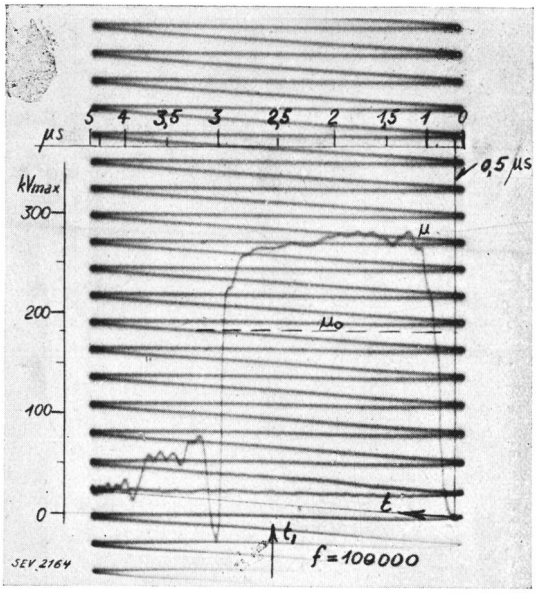


Fig. 21.
Oscillogramme cathodique de l'onde d'impulsion amortie produisant un contournement de l'isolateur No. 8.
$t = 2$ μs, $\beta = 1{,}51$, $a = 0{,}72$.

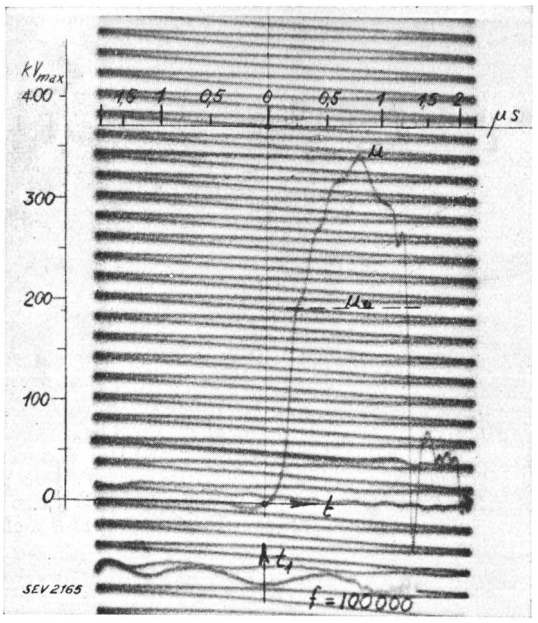


Fig. 22.
Oscillogramme cathodique de l'onde d'impulsion amortie produisant un contournement de l'isolateur No. 9.
$t = 0{,}85$ μs, $\beta = 1{,}83$, $a = 0{,}76$.

Les fortes décharges par effluves qui précèdent l'étincelle de disruption, dépensent une telle quantité d'énergie que la tension de l'onde baisse bien avant que l'arc de contournement soit établi. L'ex-

[63]) J. J. Torok: Surge Characteristics of Insulators and Gaps. Trans. AIEE 1930, p. 29.
[64]) C. L. Fortescue: Flashover Characteristics of Insulating Structures. El. Journal, April 1930, p. 219.
[65]) C. L. Fortescue: El. Journal, April 1930, p. 221, fig. 4 et 8.

plication donnée par Slepian et Torok pour les décharges arrêtées est en principe nettement confirmée par cet oscillogramme.

Remarquons encore qu'avec les ondes utilisées lors des essais décrits plus haut on n'a jamais constaté un contournement se produisant après l'atténuation de la queue de l'onde au-dessous de la tension de contournement u_0 à fréquence industrielle. Ce phénomène a été établi pour la première fois par Peek jr. [66]) lors de la mesure du retard à la décharge de l'éclateur à pointes.

En cherchant le coefficient a de la formule (1) pour les 4 caractéristiques d'impulsion de la fig. 19 on obtient:

Pour l'isolateur No.	8	9	10	11
a =	0,63	0,7	0,66	0,75

Les courbes calculées avec ces valeurs du coefficient a donnent pour $t < 5$ μs des erreurs de l'ordre de 5 % de la tension de contournement. La formule (1) représente donc assez bien les caractéristiques d'impulsion des isolateurs rigides.

Il n'est pas facile d'indiquer quelle influence sur la rigidité diélectrique de la porcelaine peuvent avoir des oscillations de haute fréquence qui sont superposées à l'onde d'une installation non amortie. On peut seulement dire que l'essai de choc exécuté dans ces conditions représente une sollicitation assez complexe de l'isolateur. En tout cas, les conclusions tirées de tels essais de choc peuvent être entachées d'erreurs importantes, si les mesures ne sont pas contrôlées par les prises à l'oscillographe cathodique. En déterminant la tension de l'onde avec l'éclateur à sphères, la disruption sur ce dernier se produit avec un retard de l'ordre de 10^{-8} s [67]). Si l'on utilise par exemple une onde comme celle reproduite par l'oscillogramme de la fig. 23, l'éclateur à sphères indiquera la première pointe, c'est-à-dire une tension relativement très élevée. L'action de cette tension est cependant de très courte durée, car les oscillations superposées à l'onde s'amortissent rapidement. Si le contournement ne s'est pas produit pendant la première amplitude, la tension mesurée ne se trouve plus en rapport direct avec la contrainte subie réellement par l'isolateur pendant toute la durée du retard t. Les caractéristiques d'impulsion d'un isolateur soumis tout d'abord aux essais avec les ondes non amorties et ensuite aux essais avec les ondes amorties peuvent être totalement différentes (fig. 24). Les retards au contournement, rapportés aux tensions mesurées avec l'éclateur à sphères dans le premier cas, de même que les rapports d'impulsion, auront des valeurs bien supérieures à celles mesurées lors des essais avec l'onde amortie. Les courbes de la fig. 24 représentent les deux caractéristiques ainsi établies pour l'isolateur No. 7.

On peut donc dire que, pour obtenir avec un générateur d'impulsion des ondes d'une allure exponentielle, il est nécessaire d'amortir l'installation du générateur d'impulsion de manière à éviter les oscillations de haute fréquence. De cette façon les sollicitations de la porcelaine seront moins complexes. D'autre part, les résultats de mesure des différents laboratoires pourront être comparés si l'on s'entend pour utiliser des ondes de même forme. Il faudrait fixer en premier lieu le rapport d'impulsion qu'il est désirable d'atteindre lors des essais des isolateurs; la forme de l'onde amortie à utiliser s'en déduira facilement.

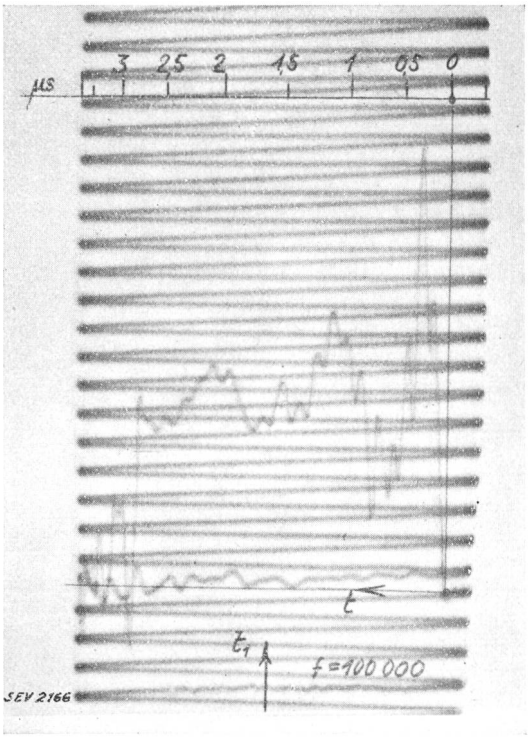


Fig. 23.
Oscillogramme cathodique d'une onde d'impulsion non amortie, produisant le contournement de l'isolateur No. 7.

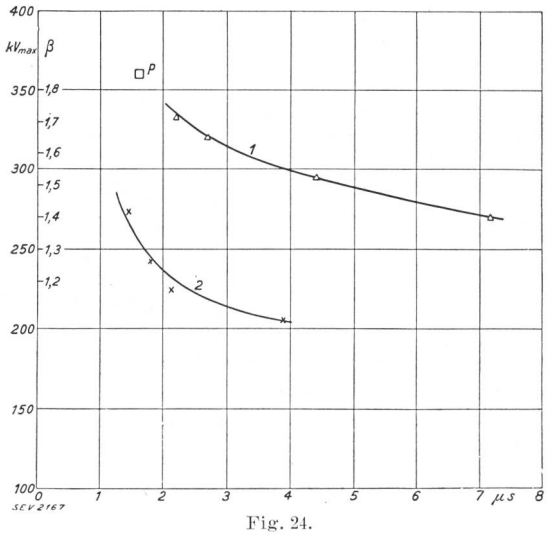


Fig. 24.
Caractéristiques d'impulsion de l'isolateur No. 7.
1 = Caractéristique d'impulsion correspondant aux ondes non amorties.
2 = Caractéristique d'impulsion correspondant aux ondes amorties.

[66]) F. W. Peek jr.: Progrès dans la connaissance de la foudre. CIGR, 1929, Vol. II, p. 686.

[67]) Burawoy, loc. cit., p. 201.

Soulignons encore que le degré d'atténuation de la queue de l'onde a également une grande importance. Il est facile de se rendre compte que les ondes fortement atténuées permettent d'obtenir le plus grand rapport d'impulsion. Nous avons mesuré, par exemple, sur l'isolateur No. 8 pour les tensions minima de contournement les rapports d'impulsion réunis dans le tableau IX.

Tableau IX.

β	Onde	Resistance en série Ω	Resistance en parallele Ω
1,53	non amortie	0	$6 \cdot 10^5$
1,09	amortie	1000	$6 \cdot 10^5$
1,34	amortie	1000	6200
1,43	amortie	1000	2900

Toutefois on ne peut pas recommander des ondes trop atténuées, puisque les ondes de la foudre naturelle ne le sont que rarement. Il semble que l'onde dont la queue s'amortit en 40 μs à 50 % de la valeur de crête correspond assez bien aux ondes migratrices produites par la foudre [68]).

VII. Conclusion.

1° Dans une installation pour l'essai de choc électrique connectée d'après le schéma de Marx, avec un pôle à la terre, l'onde a une forme complexe et se compose généralement de la superposition des oscillations de haute fréquence. Ces oscillations peuvent se produire également dans les générateurs d'impulsion connectés symétriquement par rapport à la terre.

2° Pour amortir les oscillations de haute fréquence il est nécessaire d'insérer dans le circuit principal des résistances en série ou bien il faut se servir de résistances branchées parallèlement à l'isolateur étudié. Dans le premier cas le front de l'onde est sensiblement plus aplati, dans le second cas l'atténuation de l'onde est plus rapide. Dans les deux cas la tension maximum de l'installation est réduite.

3° En établissant les rapports d'impulsion d'un isolateur par la mesure de la tension avec l'éclateur à sphères on obtient des différences considérables suivant qu'on se sert des ondes amorties ou non amorties. Les valeurs sont sensiblement plus grandes dans le second cas.

4° La même remarque se rapporte à la caractéristique d'impulsion: les retards au contournement rapportés à la tension mesurée avec l'éclateur à sphères, auront des valeurs relativement plus élevées lors de l'essai de choc avec les ondes non amorties.

5° La raideur du front de l'onde non amortie de l'installation d'essais à 4 étages utilisée lors des essais décrits dans ce rapport a atteint 2200 kV/μs. Celle de l'onde amortie (pratiquement sans oscillations à haute fréquence) n'a pas dépassé 1200 kV/μs.

6° Les tensions minima de contournement sont plus grandes pour les ondes négatives. L'écart par rapport aux ondes positives atteint pour les isolateurs de suspension jusqu'à + 18 %, pour les isolateurs rigides jusqu'à + 27 %.

7° Pour une tension d'onde donnée, le retard au contournement semble être plus important pour les ondes négatives.

8° L'équation de Peek donnant le retard au contournement en fonction du rapport d'impulsion, qui reproduit assez exactement les caractéristiques des chaînes d'isolateurs de suspension, semble s'appliquer également aux isolateurs rigides pour les retards au contournement inférieurs à 5 μs.

9° Le rapport d'impulsion d'un isolateur avec l'onde amortie a atteint la valeur de 2,3.

10° Les percements des isolateurs rigides obtenus avec les deux genres d'onde se sont produits généralement par la jupe inférieure et non pas directement entre la ligature et la tige. L'endroit du défaut ne présente pas le caractère d'un coup de massue. Pour obtenir sur un bon isolateur un percement direct, accompagné d'un éclatement de la porcelaine il faut probablement utiliser des tensions encore plus importantes et des ondes plus raides.

11° Les isolateurs essayés du type 25 kV tension nominale n'ont pas pu être percés malgré une excitation très poussée de l'installation à 4 étages. Avec une connexion à 2 étages, ayant une capacité résultante de 10 000 cm, dont les ondes avaient un front de 0,17 μs, les isolateurs ont supporté des sollicitations jusqu'à $\beta = 2{,}1$ sans être percés. Au delà d'une valeur assez bien définie, les décharges par effluves ont limité la tension de l'onde. Il semble que certains types d'isolateurs dont la porcelaine est sans défaut ne peuvent pas être percés en laboratoire.

12° La rigidité diélectrique de la porcelaine par rapport à l'onde d'impulsion, quand le percement se produit par la jupe inférieure, peut être plus basse que celle mesurée à fréquence industrielle sous l'huile spéciale. (La tension de percement à l'onde d'impulsion entre la ligature et la tige n'a pas pu être mesurée.) Cette différence s'explique par les épaisseurs différentes de la porcelaine percées dans les deux cas. En outre, lors de l'essai de choc l'étincelle couvre un assez long chemin dans l'air avant de venir frapper la porcelaine. Pour cette raison l'essai d'impulsion ne peut pas remplacer l'essai sous huile et inversement.

[68]) Smeloff, loc. cit.