

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 33 (1942)  
**Heft:** 1

**Artikel:** Théorie de la formation de la foudre  
**Autor:** Szpor, Stanislaw  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1061629>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 03.04.2025

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

kers fest, wodurch erreicht wurde, dass sämtliche Kraftlinien durch Leiter hindurchgingen und die

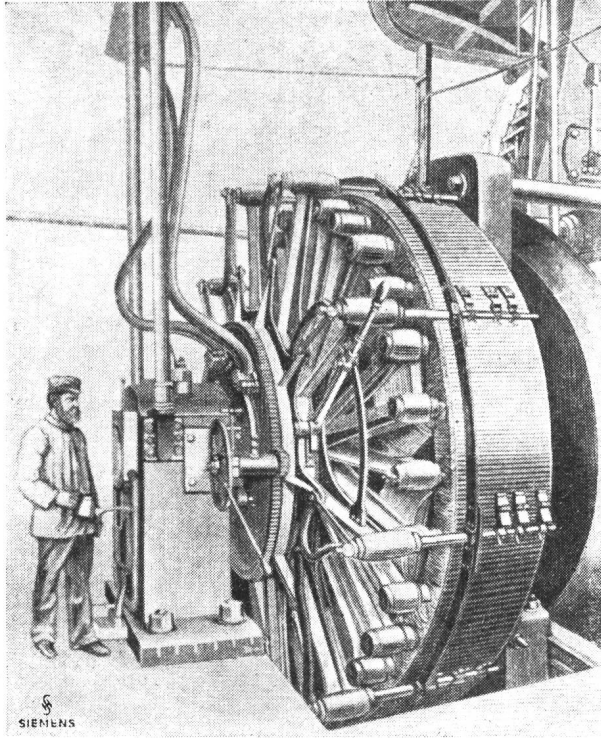


Fig. 9.

Innenpolmaschine von Siemens & Halske, seit 1886.

gefürchtete Streuung vermieden wurde. Gerade mit Rücksicht auf die Streuung entstanden zahlreiche Magnetformen, angefangen von den Hufeisenmaschinen bis zu ganz ausgefallenen Typen. Man muss dabei berücksichtigen, dass alle diese Maschinen rein gefühlsmässig konstruiert wurden, da die Gesetze vom magnetischen Kreis noch nicht beachtet wurden. Es galt als Glückssache, einen neuen Maschinentyp zu finden und man probierte mit den Wicklungen so lange herum, bis das gewünschte Ziel erreicht war. Eine Berechnung führten erst 1886 die Brüder Hopkinson ein, die Assistenten am Lehrstuhl Maxwells in Cambridge waren, und welche Theorien in einer für den praktisch tätigen Ingenieur brauchbaren Form brachten.

Man kann die Frühzeit der Entwicklung, die hier dargestellt werden sollte, als etwa mit dem Jahre 1891 abgeschlossen betrachten. In diesem Jahre fand in Frankfurt die Internationale Elektrotechnische Ausstellung statt<sup>2)</sup>, deren Vorbereitungen schon die Industrie aller Länder zu den grössten Anstrengungen veranlasst hatte. Sie brachte vor allem die Energieübertragung mit hochgespanntem Drehstrom und leitete damit die Entwicklung ein, die Werner Siemens vorgeschwebt hatte, nämlich, Energie von den Stätten ihres natürlichen Vorkommens zu den Stätten des Verbrauchs zu übertragen.

<sup>2)</sup> Bull. SEV 1941, Nr. 18, S. 425.

## Théorie de la formation de la foudre

Par Stanislaw Szpor, Winterthur

551.594.2

Les résultats des études expérimentales et théoriques de la formation de la foudre sont rappelés brièvement. Se basant sur les théories modernes des décharges, on discute le problème de la limitation du diamètre d'un canal. L'auteur considère ensuite le champ électrique d'après les données expérimentales et on mentionne le rôle des gouttes de pluie dans la formation de la foudre.

On cherche les relations entre différentes grandeurs: charge emmagasinée dans le canal préliminaire, intensité du champ électrique primaire et intensité maximum devant le front d'une flèche, longueur et diamètre du canal, courant de la décharge préliminaire et vitesse de propagation du front. Dans ce but, on commence par une étude purement électrostatique d'un canal conducteur qui met en court-circuit une voie dans un champ primaire uniforme. Les considérations sont ensuite généralisées pour un canal qui se développe avec un courant, une chute de tension et une force électromotrice de self-induction, ainsi que pour le cas d'un champ primaire non uniforme. Les résultats des calculs de la charge dans le canal préliminaire et du courant s'accordent assez bien avec les données expérimentales.

Il est montré que les chutes de tension lors du développement du canal peuvent provoquer une diminution du gradient devant le front après un maximum, ce qui est probablement la cause des arrêts des flèches dans la première décharge préliminaire d'un éclair. Dans la pause après l'arrêt d'une flèche, le front s'élargit fortement, mais le courant continue à transporter les charges dans le canal et affaiblit les chutes de tension, jusqu'à la formation d'une nouvelle flèche. L'influence de la polarité dans ce mécanisme est discutée. Plusieurs données expérimentales confirment la théorie.

Die Ergebnisse der experimentellen und theoretischen Studien über die Entwicklung des Blitzes werden kurz zusammengestellt. Nach einem Hinweis auf die moderne Theorie der Entladungen wird die Frage der Zusammenschnürung eines Funkenkanals betrachtet. Weiter wird das primäre elektrische Feld nach den experimentellen Angaben in Erwägung gezogen und die Rolle der Regentropfen besprochen.

Es werden die Beziehungen zwischen verschiedenen Grössen gesucht: Ladung im Vorentladungskanal, primäre Feldstärke und höchste Feldstärke vor der Stirn des Pfeiles, Länge und Durchmesser des Kanals, Strom der Vorentladung und Geschwindigkeit der Stirn. Zu diesem Zwecke beginnt man mit einer rein elektrostatischen Betrachtung eines leitenden Kanals, der eine Strecke eines gleichförmigen Feldes kurzschliesst. Weiter wird die Untersuchung für dynamische Verhältnisse eines wachsenden Kanals verallgemeinert, indem man den Strom, die Spannungsabfälle und die Selbstinduktion betrachtet. Auch der Fall eines ungleichförmigen primären Feldes wird geprüft. Die berechneten Werte der Ladung im Vorentladungskanal und des Stromes stimmen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein.

Es wird gezeigt, dass die Spannungsabfälle während der Entwicklung des Kanals wahrscheinlich ein Sinken der Feldstärke vor der Stirn nach einem Höchstwert verursachen, was die Entwicklung eines Pfeiles in der ersten Vorentladung unterbricht. In der folgenden Pause wird die Stirn stark verbreitert, aber der Strom fliesst weiter im Kanal und bringt die Spannungsabfälle zum teilweisen Verschwinden, was die Bildung eines neuen Pfeiles hervorrufen kann. Der Einfluss der Polarität in diesem Spiel wird erörtert. Die Theorie wird durch verschiedene experimentelle Beobachtungen bestätigt.

### Introduction

Les notions du mécanisme du développement de la foudre sont dues principalement aux études photographiques au moyen de l'appareil de Boys et d'autres dispositifs mouvants. Les résultats confirment que la foudre présente souvent la forme multiple de plusieurs coups et qu'elle peut acquérir des durées même d'environ 1 s, conformément aux enregistrements électriques. Un coup est composé le plus souvent d'une décharge préliminaire et d'une décharge principale. Suivant le caractère de ces détails, on peut distinguer actuellement plusieurs mécanismes du développement de la foudre.

Les recherches de Schonland, Malan, Collens et Hodges<sup>1)</sup> en Afrique du Sud caractérisent le mécanisme probablement le plus fréquent, qui sera traité dans cette discussion sous la désignation de cas de Schonland. La décharge préliminaire du premier coup descend du nuage vers la terre en forme discontinue de plusieurs flèches lumineuses (stepped leader). Le plus souvent (cas  $\alpha$  de Schonland), les interruptions sont assez uniformes, chaque flèche allongeant le canal de 50 m en moyenne et les intervalles étant d'environ 50  $\mu$ s. Plus rarement (cas  $\beta$  de Schonland), les phénomènes sont sensiblement non uniformes, les flèches sont d'abord longues et distinctes, plus bas petites et faibles. Une flèche provoque un rayonnement intense de la nouvelle partie du canal, tandis que le reste ne donne qu'une lumière beaucoup plus faible. Les points d'arrêt sont choisis de préférence par les branchements et par les changements de direction (coudes). La vitesse d'une flèche peut dépasser probablement  $5 \cdot 10^9$  cm/s, mais la vitesse moyenne de la décharge préliminaire discontinue n'est que de  $10^7$  à  $2 \cdot 10^8$  cm/s, par suite des pauses.

Quand la décharge préliminaire touche ou s'approche suffisamment de la terre, la décharge principale commence son développement de la terre vers le nuage et monte avec une vitesse de  $2 \cdot 10^9$  à  $1,4 \cdot 10^{10}$  cm/s. La lumière est alors plus éclatante que dans la phase préliminaire, mais s'affaiblit plus haut, surtout dans les endroits où les branches sortent du tronc principal. Ce phénomène met en évidence que la décharge préliminaire emmagasine une charge considérable le long du canal et que la décharge principale transporte cette charge rapidement dans la terre, donnant ainsi un grand courant de courte durée. Ces conclusions sont confirmées par les enregistrements oscillographiques des changements du champ électrique à la surface de la terre<sup>2)</sup> et par des études synchronisées photo-

graphiques et oscillographiques<sup>3)</sup>. Après la forte lumière de courte durée, un rayonnement beaucoup plus faible persiste souvent même jusqu'à des dixièmes de seconde. Ce phénomène est lié sans doute avec un courant comparativement petit<sup>4)</sup>, qui est produit probablement par un développement additionnel des décharges dans le nuage.

La décharge préliminaire d'un coup ultérieur de la foudre multiple a le plus souvent la forme d'une flèche continue (dart leader), qui avance du nuage vers la terre avec une vitesse de  $10^8$  à  $2,3 \cdot 10^9$  cm/s. La décharge principale qui succède ressemble à celle du premier coup. Les intervalles entre les coups de foudre multiples sont probablement causés par le développement des canaux de décharge dans le nuage entre les régions éloignées, comme Schonland l'a indiqué<sup>5)</sup>.

On se borne ici à mentionner brièvement les résultats moins nombreux et moins détaillés de Walter<sup>6)</sup> en Allemagne, de McEachron<sup>7)</sup> et de Workman, Beams, Snoddy, Holzer<sup>8)</sup> aux Etats-Unis. Ces études photographiques concordent en partie avec le tableau donné par Schonland.

McEachron<sup>9)</sup> a découvert sur l'Empire State Building à New York un mécanisme qui diffère sensiblement du cas de Schonland par le premier coup de la foudre. La première décharge préliminaire dans le cas de McEachron se développe le plus souvent d'un conducteur au-dessus de ce bâtiment dans la direction du nuage, en forme discontinue de plusieurs flèches (stepped leader). Les longueurs des flèches sont d'environ 10 m, les intervalles le plus souvent de 30  $\mu$ s. C'est la phase unique du premier coup et aucune décharge principale ne descend du nuage vers la terre. Cela confirme les conclusions de Schonland sur la nature de la décharge principale. Outre cela, la comparaison des mécanismes de McEachron et de Schonland prouve que l'endroit d'origine de la première décharge préliminaire est choisi selon l'intensité du champ électrique. Le maximum du gradient peut se trouver dans le nuage (cas de Schonland) ou à l'extrémité d'un conducteur élevé, mis à la terre (cas de McEachron).

Grâce à la synchronisation des études photographiques avec les enregistrements oscillographiques du courant, McEachron a pu constater que des courants de longue durée sont produits par les premiers coups et subsistent souvent dans les intervalles entre les coups ultérieurs. Des valeurs de 50 à 650 A ont été mesurées et des courants encore plus petits sont probables.

Les ordres de grandeur de 10 000 à 100 000 A, donnés par les enregistrements dans les lignes élec-

<sup>1)</sup> Schonland, Collens. Proc. Royal Soc. 1934, A 143, p. 654.  
Schonland, Malan, Collens. Proc. Royal Soc. 1935, A 152, p. 595.

Malan, Collens. Proc. Royal Soc. 1937, A 162, p. 175.

Schonland, Hodges, Collens. Proc. Royal Soc. 1938, A 166, p. 56.

Schonland, Malan, Collens. Proc. Royal Soc. 1938, A 168, p. 455.

<sup>2)</sup> Appleton, Chapman. Proc. Royal Soc. 1937, A 158, p. 1.

<sup>3)</sup> Schonland, Hodges, Collens. Voir Réf. <sup>1)</sup>.

<sup>4)</sup> Walter. Annalen der Physik 1905, t. 18, p. 863.

<sup>5)</sup> Schonland. Proc. Royal Soc. 1938, A 164, p. 132.

<sup>6)</sup> Walter. Annalen der Physik 1903, t. 10, p. 393.

<sup>7)</sup> McEachron. Electr. World 1934, p. 15.

<sup>8)</sup> Workman, Beams, Snoddy. Physics 1936, t. 7, p. 375.

Holzer, Workman, Snoddy. J. Appl. Physics 1938, t. 9, p. 134.

<sup>9)</sup> McEachron. Electr. Engng. 1938, p. 493. — J. Franklin Inst. 1939, t. 227, p. 149. — Electr. Engng., Transactions, 1941, p. 885.

triques<sup>10)</sup> et par les mesures des changements du champ<sup>11)</sup>, sont fournis, comme il a été déjà mentionné, par les charges emmagasinées le long du canal préliminaire (cas de Schonland, coups ultérieurs dans le cas de McEachron). Les durées de ces grands courants sont très courtes: environ 10 à 100  $\mu$ s, et les charges correspondantes ne dépassent pas en général quelques coulombs. Des charges beaucoup plus grandes: de 10 à 100 coulombs et même davantage<sup>12)</sup>, sont transportées par la foudre grâce aux courants de longue durée et à la sommation de plusieurs coups.

Plusieurs phénomènes de la foudre sont expliqués assez facilement. Cependant des difficultés considérables sont présentées par les mécanismes des décharges préliminaires, surtout de la forme discontinue. Schonland<sup>13)</sup> a admis qu'une décharge ionisante invisible précède les flèches lumineuses du premier coup avec la vitesse moyenne de la décharge préliminaire. Cette phase invisible exige un courant, qui produit des chutes de tension le long du canal. Par suite des recombinaisons des électrons et des ions positifs, les chutes de tension augmentent surtout dans l'arrière de la décharge ionisante, jusqu'à une intensité du champ électrique qui provoque de nouveau une forte ionisation. Alors une flèche lumineuse suit le chemin préionisé avec une vitesse beaucoup plus grande et s'arrête après avoir gagné le front de la décharge invisible. Les coups ultérieurs de la foudre multiple n'exigent pas des décharges ionisantes, grâce à la ionisation par les coups antérieurs, et présentent par conséquent la forme préliminaire continue.

L'hypothèse de Schonland a été développée quantitativement par Meek et Loeb<sup>14)</sup>, mais des preuves satisfaisantes n'ont pas été données. Au contraire, différents phénomènes constatés dans les laboratoires mettent le mécanisme de la décharge ionisante invisible en doute. D'abord il est difficile de s'expliquer, pourquoi la ionisation photoélectrique devant le front n'assurerait pas sans ionisation préalable un développement rapide du canal. D'autre part, l'effet des recombinaisons ne doit pas être envisagé séparément, sans influence contraire de la ionisation thermique. Avec un courant d'environ 0,1 A et un gradient jusqu'à 30 000 V/cm, ou même davantage, suivant les données de la théorie, le canal est chauffé par une puissance considérable et une forte déionisation est peu probable.

<sup>10)</sup> Lewis. Conf. Int. Gr. Réseaut Electr. 1935, r. 315.

Lewis, Foust. Gen. Electr. Rev. 1936, p. 543. — Electr. Engng., Transactions, 1940, p. 227.

Grünewald. Conf. Int. Gr. Réseaux Electr. 1935, r. 326 — 1939, r. 323.

Zaduk. ETZ 1935, p. 475.

Berger. Bull. ASE 1936, p. 145.

Rokkaku. Conf. Int. Gr. Réseaux Electr. 1939, r. 321.

<sup>11)</sup> Norinder. J. Franklin Inst. 1935, t. 220, p. 69.

<sup>12)</sup> Wilson. Proc. Royal Soc. 1916, A 92, p. 555. — Philos. Transactions Royal Soc. 1921, A 221, p. 73.

McEachron. Voir Réf. <sup>9)</sup>.

Workman, Holzer. Physical Rev. 1939, t. 55, p. 598.

Wormell. Philos. Transactions Royal Soc. 1939, A 238, p. 249.

<sup>13)</sup> Schonland. Voir Réf. <sup>5)</sup>.

<sup>14)</sup> Meek. Physical Rev. 1939, t. 55, p. 972.

Loeb, Meek. J. Appl. Physics 1940, t. 11, p. 459.

Il sera démontré que les arrêts des flèches peuvent être causés par la diminution du gradient devant le front du canal, grâce aux chutes de tension le long du canal. Comme des bases satisfaisantes pour les calculs de ce gradient manquent, il sera nécessaire de pousser l'étude dans cette direction. En même temps, on obtiendra des relations entre plusieurs grandeurs: charge dans le canal préliminaire, intensité du champ électrique primaire et longueur du canal, courant de la décharge préliminaire et vitesse de la propagation du front. Il est évident que ces relations peuvent contribuer à une explication plus profonde du mécanisme de la foudre.

Avant une telle étude, nous nous proposons d'exposer brièvement la théorie moderne du développement du canal de décharge, pour que le tableau soit plus complet. Le problème du diamètre du canal doit être considéré avec une attention particulière, vu qu'une explication satisfaisante manque actuellement. Outre cela, les conditions spéciales des décharges atmosphériques seront caractérisées par le champ primaire et l'influence des gouttes de pluie.

#### 1° Formation du canal, diamètre, champ primaire, influence des gouttes d'eau

Le développement de la décharge dans un champ électrique de grandes dimensions et sous conditions atmosphériques prend la forme d'un canal. Nombre d'expériences dans les laboratoires pendant le cours des quinze dernières années ont permis de distinguer les différentes étapes de ce mécanisme et ont donné des preuves des facteurs divers. Grâce à ces bases, des théories satisfaisantes viennent d'être publiées par Loeb et Meek<sup>15)</sup> ainsi que par Raether<sup>16)</sup>.

Au commencement le développement consiste en avalanche d'électrons. Si le champ électrique est suffisamment fort, les électrons ionisent souvent les molécules gazeuses et se multiplient rapidement. L'avalanche se propage dans la direction du champ avec la vitesse résultante des électrons: d'environ 10<sup>7</sup> cm/s. Comme les ions positifs ont une mobilité beaucoup plus petite, ils forment une charge positive presque immobile derrière le front négatif.

L'accroissement des charges négatives et positives mène à la transformation de l'avalanche en canal de plasma par suite de deux effets: 1° changement du champ électrique primaire, augmentation du gradient devant le front et diminution derrière, par conséquent accélération des électrons avancés et ralentissement des électrons arrière; 2° élévation de la température du gaz dans le canal par le courant électronique, jusqu'aux conditions de la ionisation thermique, qui maintient le mélange des électrons et des ions dans le plasma malgré les recombinaisons. Ces deux côtés du mécanisme ont été reconnus déjà par Slepian<sup>17)</sup>. Le canal de plasma possède grâce à une concentration considérable des élec-

<sup>15)</sup> Loeb, Meek. J. Appl. Physics 1940, t. 11, p. 438 et 459.

<sup>16)</sup> Raether. Z. Physik 1941, t. 117, p. 375 et 524.

<sup>17)</sup> Slepian. Electr. World 1928, p. 761.

trons et des ions une conductibilité qui diminue sensiblement le gradient à l'intérieur; l'ordre de grandeur de 100 V/cm, ou même de 10 V/cm caractérise cela. Simultanément, l'intensité du champ devant les deux bouts du canal augmente, comme devant des électrodes pointues. C'est une des causes de l'accélération du front et la ionisation photoélectrique en est l'autre.

Les expériences prouvent que la ionisation photoélectrique du gaz peut être produite non seulement par le rayonnement d'un canal lumineux<sup>18)</sup>, mais aussi par des avalanches invisibles<sup>19)</sup>. Les électrons produits par cet effet devant le front du canal peuvent former de nouvelles avalanches élémentaires, si le champ est suffisamment fort. La fig. 1 représente trois phases de la propagation du bout négatif du canal et du développement simultané d'une avalanche additionnelle dans la même direction, jusqu'à l'annexion de l'avalanche au ca-

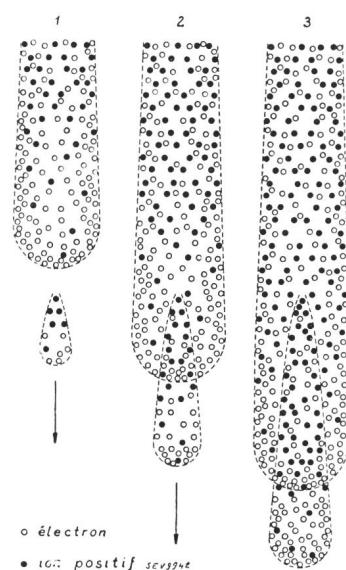


Fig. 1.

Trois phases de la propagation du bout négatif du canal et de la formation simultanée d'une avalanche élémentaire.

nal. Le mécanisme du bout positif ne diffère de ce tableau que par ce que les avalanches élémentaires se dirigent «à la rencontre» du canal. Comme le canal est prolongé de temps en temps par une avalanche élémentaire, sa vitesse résultante n'est pas évidemment limitée par les mouvements des électrons dans le front. Une accélération jusqu'à  $10^8$ ,  $10^9$ ,  $10^{10}$  cm/s ne dépend que de l'intensité du rayonnement ionisant et du renforcement du gradient dans un certain espace devant le front.

Le mécanisme du canal est étroitement lié à la limitation du diamètre. Au commencement le rayon de l'avalanche d'électrons augmente par suite de la diffusion, mais cet élargissement faiblit peu à peu. Plus tard le canal de plasma se développe avec un diamètre sensiblement constant, d'environ 0,01 à 0,1 cm, quoique l'effet dispersant des composantes radiales du champ électrique puisse s'ajouter à la diffusion des électrons.

La concentration du canal est attribuée souvent à l'influence des ions positifs sur les électrons. Les ions positifs restent presque immobiles dans le canal et attirent les électrons qui ont commencé leur diffusion du canal. Cependant cet effet ne peut pas être responsable de la limitation du diamètre du front négatif, où les ions positifs sont comparativement très peu nombreux et les électrons produisent un champ additionnel dispersant.

Une explication simple et satisfaisante est présentée par le mécanisme photoélectrique des avalanches élémentaires devant le canal. Quand la «jeune» avalanche élémentaire s'unit à l'extrémité négative du «vieux» canal, comme la fig. 1 le montre, le front du canal passe au bout de l'avalanche additionnelle et «rajeunit» ainsi, obtenant un diamètre plus petit. En même temps les électrons du «vieux» front rencontrent les ions positifs de la «jeune» avalanche et trouvent par conséquent des forces additionnelles de concentration.

Le diamètre du canal peut être influencé aussi par les forces électrodynamiques, qui tendent à serrer les filaments du courant. Les propriétés magnétiques du canal de plasma ont été considérées dans plusieurs publications<sup>20)</sup>, mais les résultats ne sont pas adaptés à l'étude du développement du canal. Pour caractériser les conditions d'une façon peu compliquée, on a entrepris une étude approximative. On a trouvé que la concentration électrodynamique peut être beaucoup plus forte dans le front négatif que le long du plasma, puisque les électrons du front se déplacent sous un gradient comparativement très grand et ont par conséquent un pourcentage plus petit des mouvements désordonnés. Un courant même au-dessous de 100 A produit un effet électrodynamique sensible dans le front négatif, tandis que le reste du canal exige un courant environ 10 fois plus grand pour un résultat semblable \*).

On arrive à la conclusion que la limitation du diamètre au bout négatif du canal lors du développement, est causée par l'effet du «rajeunissement» photoélectrique et, si le courant est suffisant, par les forces électrodynamiques. Le long du plasma, c'est l'influence des ions positifs sur les électrons qui entre en jeu et, avec des courants plus élevés, aussi l'effet électrodynamique. Quant au bout positif, tous les trois facteurs peuvent contribuer à la concentration.

Dans ces conditions, les flèches préliminaires d'un éclair se développent probablement avec des diamètres d'environ 0,01 à 0,1 cm. Plus tard, dans le canal presque éteint, les effets de concentration sont sensiblement affaiblis et l'élargissement du canal jusqu'aux ordres de grandeur de 1 à 100 cm est assez probable, vu la durée considérable de la

<sup>18)</sup> Cravath. Physical Rev. 1935, t. 47, p. 254.  
Raether. Z. Physik 1938, t. 110, p. 611.

<sup>19)</sup> Costa. Z. Physik 1939, t. 113, p. 531 — 1940, t. 116, p. 508.  
Schwiecker. Z. Physik 1940, t. 116, p. 562.

<sup>20)</sup> Ollendorff. Arch. Elektrotechn. 1933, p. 169.  
Roth. Hochspannungstechnik, 2. éd., 1938, p. 396.  
Steenbeck. Wiss. Veröff. Siemens-W. 1936, 15, p. 1.  
Tonks. Physical Rev. 1939, 56, p. 360.

\*) Une discussion plus complète fera l'objet d'une publication spéciale.

décharge préliminaire<sup>21)</sup>. Schonland a évalué le diamètre d'un éclair photographié à environ 16 cm<sup>22)</sup>. Il est possible qu'une partie de la charge emmagasinée dans le canal préliminaire se trouve en dehors de la voie lumineuse.

Le développement d'un canal de décharge dans un champ primaire uniforme, exige un gradient d'environ 20 000 à 30 000 V/cm. Dans le cas d'un champ non uniforme, une intensité maximum beaucoup plus grande est nécessaire, tandis qu'un gradient moyen d'environ 5000 V/cm peut suffire, suivant les études expérimentales dans les laboratoires.

Cependant des mesures exactes et nombreuses des gradients et de leurs changements sous les nuages orageux ont déterminé les ordres de grandeur jusqu'à 10 et 100 V/cm seulement<sup>23)</sup>. Norinder a obtenu auparavant<sup>24)</sup> des intensités de quelques 1000 V/cm, mais ses études ultérieures<sup>25)</sup> des changements du champ ont indiqué des ordres inférieurs de grandeur. Plusieurs enregistrements aux Etats-Unis<sup>26)</sup> ont donné des valeurs d'environ 1000 V/cm, mais seulement lors d'éclairs proches, ce qui ne caractérise pas le champ primaire avant les décharges. Les ordres de grandeur de 10 à 100 V/cm ont été enregistrés aussi par Simpson, Scrase et Robinson<sup>27)</sup> entre les nuages orageux et la terre ainsi que dans les nuages. Ces conditions mettent en évidence l'importance des chutes de tension lors du développement du canal, puisque ces chutes dans le plasma peuvent être du même ordre de grandeur que le champ primaire.

Avec un conducteur pointu à une grande hauteur (cas de McEachron) une forte augmentation du gradient au-dessus est compréhensible et le canal peut se développer du conducteur vers le nuage, en déplaçant devant son front le renforcement nécessaire du champ primaire. Si au contraire la décharge se développe du nuage (cas de Schonland), un centre de forte intensité du champ doit exister dans le nuage. Les gouttes de pluie y peuvent jouer un rôle considérable, mais on ne doit pas surestimer l'influence des gouttes sphériques. Il est vrai qu'elles produisent une augmentation du gradient primaire jusqu'au rapport 3, mais le renforcement du champ n'est sensible que jusqu'à une distance de l'ordre du rayon de la sphère. Par conséquent les gouttes rondes devraient avoir des dimensions très grandes pour être de quelque importance, comme Wilson l'a indiqué<sup>28)</sup>.

Un effet beaucoup plus fort peut être obtenu, si les gouttes sont allongées par les forces électrostatiques et surtout si la stabilité superficielle est troublée<sup>29)</sup>. Le déséquilibre est caractérisé par des allongements oscillatoires, par la formation des filaments devant les bouts et la séparation des petites gouttelettes. Simultanément on observe des décharges, dont la forme dépend des conditions. L'instabilité exige un gradient primaire d'environ 10 000 V/cm pour de petites gouttes et d'environ 5000 V/cm pour des grandes. Ces valeurs peuvent être acceptées pour estimer l'intensité maximum du champ primaire à l'endroit d'origine de la foudre dans le nuage (cas de Schonland).

Une influence additionnelle d'un accroissement de la condensation de la vapeur aux endroits des décharges est possible. Si une petite goutte d'eau provoque une faible décharge, la ionisation de l'air favorise la condensation de la vapeur dans cette région. Alors la goutte peut grandir plus vite et amener une décharge plus forte. Cependant un tel mécanisme n'est pas encore prouvé par des expériences.

## 2° Etude électrostatique du canal dans un champ uniforme

Pour une étude quantitative du développement de la foudre, on a besoin des formules exprimant les relations entre les charges dans le canal préliminaire, le courant, le gradient devant le front, l'intensité du champ primaire, les dimensions et la vitesse de propagation. Rùdenberg<sup>30)</sup> et Jehle<sup>31)</sup> ont considéré le mouvement de la charge dans un front semi-sphérique, sans tenir compte des charges réparties de long du canal, et ont obtenu une relation approximative assez simple entre le courant, la vitesse, le rayon du front et le gradient maximum, ou le potentiel. Schonland<sup>32)</sup> s'est servi de ces formules dans sa théorie. Goodlet<sup>33)</sup> au contraire a employé une relation entre le gradient à la surface d'un canal cylindrique, la charge répartie uniformément, la longueur et le rayon, sans prendre en considération la concentration des charges aux extrémités.

Ni l'une ni l'autre approximation n'est justifiée, même pour des calculs des ordres de grandeurs. Un procédé beaucoup plus exact a été choisi par Cravath et Loeb<sup>34)</sup> pour un exemple particulier du canal cylindrique. Ces auteurs admettent d'abord une répartition des charges comme dans le cas connu de l'ellipsoïde et ajoutent ensuite des charges réparties uniformément sur différentes sections du cylindre, pour obtenir l'annulation du gradient à l'intérieur du canal. Cette méthode pénible n'est pas propre aux considérations générales sur les relations entre différentes grandeurs.

<sup>21)</sup> Toepler. *Hescho-Mitt.* 1926, H. 25.

Simpson. *J. Instn. Electr. Engr.* 1929, t. 67, p. 1269.  
Goodlet. *J. Instn. Electr. Engr.* 1937, t. 81, p. 1.

<sup>22)</sup> Schonland. *Philos. Magazine* 1937, t. 23, p. 503.

<sup>23)</sup> Wilson. *Voir Réf.* <sup>12)</sup>.

Schonland, Craib. *Proc. Royal Soc.* 1927, A 114, p. 229.  
Schonland. *Proc. Royal Soc.* 1928, A 118, p. 233.  
Wormell. *Voir Réf.* <sup>12)</sup>.

<sup>24)</sup> Norinder. *Electr. World* 1924, p. 223.

<sup>25)</sup> Norinder. *J. Franklin Inst.* 1934, t. 218, p. 717.

<sup>26)</sup> Lewis, Foust. *Trans. Amer. Instn. Electr. Engr.* 1930, p. 917.

Cox, Beck. *Trans. Amer. Instn. Electr. Engr.* 1930, p. 857.  
Bell, Price. *Trans. Amer. Instn. Electr. Engr.* 1931, p. 1101.

<sup>27)</sup> Simpson, Scrase. *Proc. Royal Soc.* 1937, A 161, p. 309.

Simpson, Robinson. *Proc. Royal Soc.* 1940, A 177, p. 281.

<sup>28)</sup> Wilson. *Philos. Transactions Royal Soc.* 1921, A 221, p. 73.

<sup>29)</sup> Macky. *Proc. Royal Soc.* 1931, A 133, p. 565.

Zeleny. *J. Franklin Inst.* 1935, t. 219, p. 659.

Tonks. *J. Franklin Inst.* 1936, t. 221, p. 613.

<sup>30)</sup> Rùdenberg. *Wiss. Veröff. Siemens-K.* 1930, t. 9, p. 1.

<sup>31)</sup> Jehle. *Z. Physik* 1933, t. 82, p. 785.

<sup>32)</sup> Schonland. *Voir Réf.* <sup>5)</sup>.

<sup>33)</sup> Goodlet. *Voir Réf.* <sup>21)</sup>.

<sup>34)</sup> Cravath, Loeb. *Physics*, 1935, t. 6, p. 125.

En vue d'obtenir les formules nécessaires, on commence par une étude d'un canal cylindrique, qui met en court-circuit parfait une voie dans la direction d'un champ électrique primaire uniforme. On peut s'imaginer, suivant la fig. 2, que la partie supérieure du canal est cachée dans la région négative du nuage. On fait abstraction des chutes de

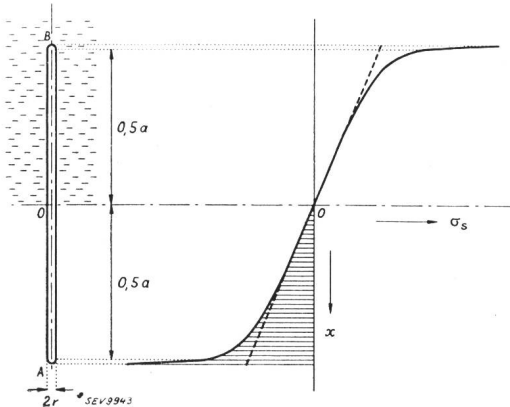


Fig. 2.

Canal conducteur caché partiellement dans le nuage. Densité superficielle  $\sigma_s$  de la charge du canal en fonction de la distance  $x$ .

tension, comme pour un conducteur immobile dans un équilibre électrostatique. Comme les charges du nuage restent presque immobiles, il n'y a approximativement qu'une polarisation des charges dans le canal. Les charges positives sont retenues dans la partie supérieure par le nuage négatif, tandis que les charges négatives occupent la moitié inférieure. Les charges polarisées doivent annuler le gradient à l'intérieur du canal et augmentent en même temps fortement l'intensité du champ résultant devant les deux extrémités.

Des approximations avantageuses sont possibles, si le rayon  $r$  du canal est très petit par rapport à la longueur  $a$ :

$$a/r > 10^6 \tag{1}$$

Cette condition est certainement remplie par la décharge préliminaire complète d'un éclair ( $a$  de plusieurs km,  $r$  d'environ 1 à 100 cm) et aussi par une flèche élémentaire, même au début du développement ( $a$  de 1 à 100 m,  $r$  d'environ 0,1 à 1 mm).

De telles conditions donnent une répartition des charges caractérisée par le tableau qualitatif de la fig. 2, où la densité superficielle  $\sigma_s$  est représentée en fonction de la distance  $x$  entre le point considéré et le milieu  $O$  du canal. Il a été trouvé convenable d'examiner séparément des densités principales  $\sigma_{sp}$  le long du canal entier et des densités additionnelles  $\sigma_{sa}$  aux extrémités  $A$  et  $B$  \*\*). Les charges principales annulent le gradient à l'intérieur du canal presque sur toute la longueur, excepté aux environs des extrémités. Les charges additionnelles décident de la répartition du champ résultant près des extrémités et sont en somme comparativement petites, malgré des densités  $\sigma_{sa}$  considérables.

\*\*\*) Il n'est pas possible de donner ici l'étude complète qui mène aux formules (3) à (10).

La densité principale peut être exprimée en forme d'une série de puissances impaires de  $x$ :

$$\sigma_{sp} = A_1x + A_3x^3 + A_5x^5 + A_7x^7 + \dots \tag{2}$$

Les constantes  $A$  diminuent rapidement dans l'ordre:

$$A_1 > A_3 > A_5 > A_7 \dots,$$

surtout pour des valeurs plus grandes du rapport  $a/r$ . Par conséquent une approximation assez bonne est obtenue avec le premier terme  $A_1x$ , représenté dans la fig. 2 par la ligne discontinue. Abstraction faite des termes suivants dans la série (2), on arrive à déterminer la charge emmagasinée dans une moitié du canal (surface hachurée dans la fig. 2) par la formule:

$$Q \cong \frac{1}{4 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{E_0 \cdot (a/2)^2}{\ln(a/r) - 1} = \frac{1}{16 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{U_0 \cdot a}{\ln(a/r) - 1} \tag{3}$$

où  $Q$  est exprimé en coulombs;  $a, r$  en cm;  $E_0$  est l'intensité du champ primaire en V/cm;  $U_0 = E_0 \cdot a$  est la tension du champ primaire en V, mise en court-circuit par le canal.

La fig. 3 donne les résultats des calculs de  $Q$  d'après la formule (3), en fonction de  $a/2$ , pour différentes valeurs de  $E_0$ . Le choix de  $r$  entre 1 et 100 cm est sans influence considérable sur l'ordre

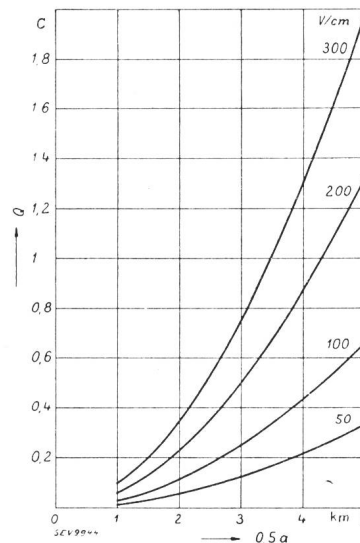


Fig. 3. Charge  $Q$  en coulombs emmagasinée dans le canal en fonction de la longueur  $a$  en km, pour différentes valeurs du gradient primaire  $E_0$  en V/cm.

de grandeur de  $Q$ , si  $a/2$  dépasse 1 km; les calculs ont été faits pour  $r = 10$  cm. Il est intéressant de comparer ces résultats avec les charges transportées par les courants très grands et de très courte durée lors des coups de foudre, après l'introduction. Avec  $E_0 \cong 100$  V/cm,  $a/2$  entre 2 et 3 km, on obtient  $Q$  d'environ 0,1 à 0,3 coulomb seulement, ce qui correspond à des coups plutôt faibles.

Des valeurs plus grandes de la charge dans le canal préliminaire, jusqu'à l'ordre de grandeur de 1 coulomb, sont assez probables avec des ramifications qui emmagasinent des charges additionnelles considérables. Outre cela, la valeur moyenne de  $E_0$  le long du canal entier peut dépasser 100 V/cm, mais d'autre part, le canal préliminaire ne présente

pas un court-circuit complet et une partie seulement de  $E_0$  est «utilisée» pour provoquer la charge  $Q$ . En plus, on peut supposer que le grand courant de courte durée n'est pas limité par la charge négative du canal préliminaire, mais qu'une charge additionnelle positive est transportée dans le canal lors du développement de la décharge principale et se lie électrostatiquement avec la région négative du nuage. Ainsi l'ordre de grandeur de 1 coulomb dans la partie initiale d'un coup est bien justifié.

Une discussion des charges additionnelles aux extrémités semi-sphériques du canal permet d'estimer que la densité  $\sigma_{sa}$  atteint des valeurs quelques fois plus grandes que la densité principale  $\sigma_{sp}$ . On arrive aussi à déterminer l'ordre de grandeur du gradient maximum devant le front du canal suivant l'équation:

$$E_A \cong E_0 \cdot \frac{2(a/r)}{\ln(a/r) - 1} = \frac{2U_0}{r \cdot [\ln(a/r) - 1]} \quad (4)$$

Quelques résultats des calculs d'après la formule (4) illustrent le renforcement du champ devant le front:

$a/r =$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$
$E_A/E_0 =$	$3,39 \cdot 10^2$	$2,44 \cdot 10^3$	$1,91 \cdot 10^4$	$1,56 \cdot 10^5$

Ces résultats sont probablement un peu exagérés pour un canal de plasma, puisque dans ce cas la charge extrême n'est pas concentrée sur une petite surface, mais est plus ou moins dispersée dans un certain espace.

### 3° Influences des chutes de tension et de la non-uniformité du champ

On passe de l'étude purement électrostatique à la discussion du cas d'un court-circuit incomplet, quand une intensité résultante  $E_R$  est nécessaire le long du canal pour soutenir le courant de l'accroissement du canal. En outre, une force électromotrice de self-induction entre en jeu, comme le courant et les dimensions du circuit varient avec le temps; on introduit ce facteur sous la forme d'une intensité additionnelle  $E_S$ .

En admettant que les intensités  $E_R$ ,  $E_S$  sont approximativement constantes le long du canal, on généralise assez facilement les formules (3) et (4):

$$Q \cong \frac{1}{4 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{(E_0 + E_S - E_R) \cdot (a/2)^2}{\ln(a/r) - 1} \\ = \frac{1}{16 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{(U_0 + U_S - U_R) \cdot a}{\ln(a/r) - 1}, \quad (5)$$

$$E_A \cong (E_0 + E_S - E_R) \cdot \frac{2(a/r)}{\ln(a/r) - 1} = \frac{2(U_0 + U_S - U_R)}{r \cdot [\ln(a/r) - 1]} \quad (6)$$

où  $U_0$ ,  $U_S$ ,  $U_R$  sont respectivement la tension du champ primaire mise en court-circuit par le canal, la force électromotrice de self-induction dans le canal entier et la chute de tension:

$$U_0 = E_0 \cdot a, \quad U_S = E_S \cdot a, \quad U_R = E_R \cdot a \quad (7)$$

Pour étudier le courant, on considère un développement symétrique du canal dans les deux directions avec une vitesse (en cm/s):

$$v = \frac{1}{2} \cdot \frac{da}{dt};$$

où  $da$  est l'accroissement de la longueur  $a$  dans la différentielle de temps  $dt$  secondes. En admettant que les intensités  $E_0$ ,  $E_S$ ,  $E_R$  restent invariables, on trouve que les changements des charges principales le long du canal exigent un courant principal  $i_p$ , dont la valeur est approximativement la même sur toute la longueur  $a$  et répond à la formule (en ampères):

$$i_p \cong \frac{1}{4 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{(E_0 + E_S - E_R) \cdot a \cdot v}{\ln(a/r) - 1} \\ = \frac{1}{4 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{(U_0 + U_S - U_R) \cdot v}{\ln(a/r) - 1} \quad (8)$$

L'expression (8) ne tient pas compte de la concentration considérable des charges aux bouts du canal. Les charges extrêmes sont en mouvement, en formant un courant additionnel  $i_a$ , qui ne traverse en majeure partie qu'une courte section du canal. Ce courant est du genre caractérisé par les études de Rùdenberg et de Jehle<sup>35</sup>). Il est beaucoup plus grand que  $i_p$  et constitue un facteur important de la flèche lumineuse. Quant au courant principal  $i_p$ , il est responsable de la lumière comparativement faible derrière la flèche et décide de la chute  $U_R$  le long du canal.

La fig. 4 donne les résultats des calculs du courant  $i_p$  en fonction de la vitesse  $v$  pour différentes valeurs probables de  $(U_0 + U_S - U_R)$ . En em-

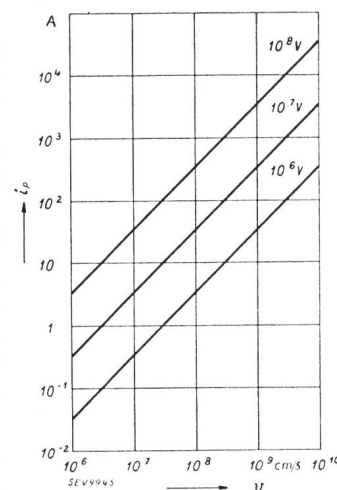


Fig. 4.

Courant principal  $i_p$  en fonction de la vitesse  $v$ , pour différentes valeurs de  $(U_0 + U_S - U_R)$ .

ployant la formule (8), on s'est contenté d'adopter  $a/r = 10^4$ , puisque ce rapport n'a qu'une influence très faible sur  $i_p$ . Il est intéressant de comparer les valeurs calculées de  $i_p$  avec les courants de longue durée suivant les enregistrements oscillographiques de McEachron, vu que ces courants accompagnent le développement des canaux. La fig. 4 montre qu'avec des vitesses moyennes de  $10^7$  à  $10^8$  cm/s on

<sup>35)</sup> Voir Réf. <sup>30)</sup> et <sup>31)</sup>.



devrait obtenir des courants de quelques A à quelques cents A, ce qui s'accorde bien avec les données de McEachron.

Les courants  $i_p$ ,  $i_a$  dans leur forme électronique et ionique ne traversent pas des circuits fermés et par conséquent doivent être continués en dehors du canal par des courants de déplacement. Le retour de  $i_a$  est concentré dans un espace comparative-ment petit près de l'extrémité du canal, ce qui donne une faible self-induction. Le circuit de  $i_p$  est au contraire fort étendu, en proportion de la longueur  $a$ , et produit un flux magnétique considérable, ce qui décide de la force électromotrice  $U_S$ .

Une étude approximative, semblable aux considérations de Rüdénberg<sup>36)</sup> pour le canal complet entre le nuage et la terre, permet d'estimer que la valeur de  $U_S$  n'est sensible que si la vitesse  $v$  n'est pas trop petite en comparaison de la vitesse de la lumière. En conséquence, l'intensité  $E_S$  peut avoir de l'influence lors des courses rapides des flèches de la première décharge préliminaire et aussi pendant le développement de la décharge principale. Notre tableau de ces deux phases présente ainsi un jeu d'une self-induction et d'une certaine capacité liée à la répartition des charges et approche par cela des considérations approximatives sur l'impédance d'onde de la foudre<sup>37)</sup>.

Il reste encore à discuter l'influence de la non-uniformité du champ primaire. On s'imagine le cas très probable que le canal commence à se développer dans l'endroit de la plus grande intensité primaire  $E_{0m}$  et croît ensuite dans les deux directions, rencontrant un gradient  $E_0$  beaucoup plus faible. Pour simplifier l'étude, on peut admettre une symétrie complète dans la variation de  $E_0$  des deux côtés ainsi que dans l'accroissement du canal.

Il est tentant de généraliser pour ce cas les expressions (5), (6) et (8) dans leurs deuxièmes formes, en remplaçant les définitions (7) par:

$$U_0 = \int_{-0,5a}^{0,5a} E_0 \cdot dx; \quad U_S = \int_{-0,5a}^{0,5a} E_S \cdot dx; \quad U_R = \int_{-0,5a}^{0,5a} E_R \cdot dx \quad (9)$$

On prouve facilement qu'une telle généralisation de la formule (6) correspondrait à l'hypothèse des répartitions semblables du champ résultant devant le bout du canal dans les cas du champ primaire uniforme et non uniforme. Comme cette hypothèse ne peut pas être justifiée strictement, on ne doit employer les formules (5), (6) et (8) qu'avec circonspection.

Nous le faisons dans le cas particulier du champ primaire symétrique qui répond à la formule:

$$E_0 = \frac{E_{0m}}{1 + (x/b)^2},$$

où  $b$  est une constante. Cette répartition est montrée dans la fig. 5 par la ligne discontinue de  $E_0/E_{0m}$  en

fonction de  $x/b$ . En admettant que les intensités  $E_R$ ,  $E_S$  sont invariables le long du canal, on obtient les courbes de  $E_A/E_{0m}$  en fonction de  $0,5a/b$  représentées dans la fig. 5 pour différentes valeurs de  $(E_R - E_S)/E_{0m}$  et pour  $b/r = 10^4$ . Il est intéres-

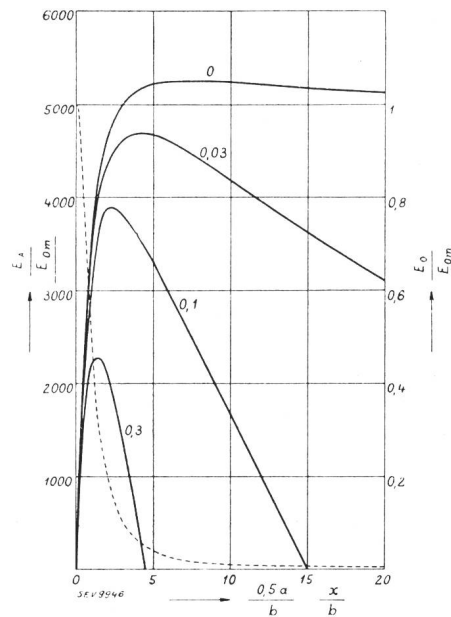


Fig. 5.

Cas du champ primaire non-uniforme symétrique:

$$E_0 = \frac{E_{0m}}{1 + (x/b)^2}$$

Ligne discontinue:  $E_0$  en fonction de  $x$ . Courbes du gradient  $E_A$  devant le front en fonction de la longueur  $a$ , pour différentes valeurs de  $(E_R - E_S)/E_{0m}$ .

sant que même avec des rapports  $(E_R - E_S)/E_{0m}$  assez faibles les courbes montrent après un maximum une diminution rapide de  $E_A$ .

Il est nécessaire de soumettre ces résultats à une critique, vu le caractère approximatif de l'étude. Dans ce but, des conclusions additionnelles peuvent être déduites des équations (5) et (8). Il est évident que le décroissement de  $(U_0 + U_S - R_R)$  après le maximum ne devrait pas provoquer une diminution de la charge  $Q$ , puisque le courant  $i_p$  ne change pas de signe. Grâce au facteur  $a$  dans l'équation (5), on peut accorder l'augmentation de  $Q$  avec le décroissement de  $(U_0 + U_S - R_R)$ , pourvu qu'il ne soit pas trop rapide. Après ces réflexions il est vraisemblable que les résultats des calculs dans la fig. 5 exagèrent la raideur de la descente des courbes de  $E_A/E_{0m}$ . En réalité, la diminution de  $E_A$  après le maximum est probablement plus lente.

Un tel décroissement du gradient devant le front est possible lors du développement de la première décharge préliminaire, puisque les intensités  $E_0$ ,  $E_R$  peuvent avoir en moyenne le même ordre de grandeur. Grâce à la vitesse considérable des flèches, l'intensité de self-induction  $E_S$ , du signe négatif, contribue à «l'épuisement» de la tension primaire  $U_0$ . Aussitôt qu'une diminution suffisante du gradient  $E_A$  se produit, la ionisation photoélectrique cesse de maintenir la grande vitesse de la flèche et un arrêt a lieu.

<sup>36)</sup> Rüdénberg. Elektrische Schaltvorgänge 3. éd., 1933, p. 561.

<sup>37)</sup> Stekolnikov. Conf. Int. Gr. Réseaux Electr. 1935, r. 318. Goodlet. Voir Réf. <sup>21)</sup>.

#### 4° Les phénomènes après l'arrêt de la flèche

L'arrêt du front de la flèche n'est pas complet et les mouvements des électrons ou des ions continuent dans la direction du champ. En même temps le bout du canal est «desserré», puisque l'effet du «rajeunissement» photoélectrique par les avalanches élémentaires disparaît et les forces électrodynamiques décroissent sensiblement. Les extrémités subissent alors la diffusion et la dispersion par les composantes radiales du champ électrique, ce qui dépend évidemment de la polarité.

Le front négatif caractérise par exemple les flèches dirigées vers la terre dans le cas de Schonland. On doit tenir compte d'abord de la grande mobilité des électrons, qui se propagent dans la direction axiale avec une vitesse d'environ  $10^7$  cm/s et en même temps se répandent de tous côtés. Dans l'intervalle de  $50 \mu\text{s}$ , les électrons traverseraient environ 5 m et le diamètre acquerrait probablement l'ordre de grandeur de 10 à 100 cm. Une diminution rapide du gradient dans le front en résulterait et rendrait peut-être le rétablissement de la ionisation impossible, comme Simpson l'a déclaré<sup>38)</sup>.

Cependant grâce à la diminution du gradient, la transformation des électrons en ions négatifs par combinaison avec les molécules de l'oxygène entre en jeu. Se basant sur les études expérimentales<sup>39)</sup> de ce phénomène, on peut estimer que déjà après une course d'environ 10 cm dans la direction du champ affaibli, une partie considérable des électrons est remplacée par les ions négatifs. Le front continue son mouvement avec une vitesse d'environ  $10^6$  cm/s seulement et traverse en quelques dizaines de  $\mu\text{s}$  encore quelques cm. A la fin de la pause entre deux flèches, le rayon du canal au bout a probablement l'ordre de grandeur de 1 cm, abstraction faite des électrons peu nombreux qui ont évité plus longtemps la combinaison avec les molécules et se sont éparpillés dans un espace beaucoup plus grand.

Le front positif, par exemple dans la première décharge préliminaire d'un éclair du type de McEachron, présente un développement plus simple. Après la disparition des avalanches élémentaires, les ions positifs se propagent d'une façon qui ressemble à la deuxième phase du mécanisme dans le front négatif. La fig. 6 donne une comparaison qualitative des changements du rayon  $r_+$  à l'extrémité positive et du rayon  $r_-$  au bout négatif en fonction du temps  $t$ . La partie  $e$  de la courbe de  $r_-$  correspond au commencement électronique du développement, la partie  $i$  représente la phase ultérieure avec une prédominance des ions négatifs et ressemble par conséquent à la caractéristique de  $r_+$ .

Une nouvelle flèche ne peut être mise en mouvement que si un courant continue de charger le canal durant la pause et surmonte l'effet de l'augmentation du rayon. Un tel courant est assez probable malgré les recombinaisons des ions et des électrons dans le canal et malgré le refroidissement des gaz. Suivant les données numériques ob-

tenues dans les réseaux électriques, la déionisation du chemin d'un arc exige environ 0,1 s après l'interruption du courant. Dans le cas d'une flèche de la foudre, le petit diamètre favorise un refroidissement plus rapide, mais plusieurs facteurs s'y opposent. L'alimentation du canal par l'énergie ne cesse pas, puisque la chute de tension  $U_R$  ne peut pas disparaître instantanément. Comme le courant diminue et le canal ne croît plus sensiblement, la force électromotrice de self-induction  $U_S$  change de signe, devient positive et renforce la tension primaire  $U_0$ . En somme, il est probable que dans un intervalle d'environ  $50 \mu\text{s}$  le courant a une valeur moyenne égale à une partie considérable du courant de la flèche.

Pour expliquer la durée de l'intervalle entre deux flèches, on se base sur les équations (5), (6) et on exprime le gradient  $E_A$  devant le front en fonction de la charge  $Q$ :

$$E_A = 32 \cdot 9 \cdot 10^{11} \cdot \frac{Q}{a \cdot r} \quad (10)$$

Comme les formules (5) et (6) ne prétendent pas à l'exactitude, l'expression (10) ne peut servir qu'à estimer les ordres de grandeur. D'autre part, le canal s'éloigne de la forme cylindrique, puisque la dispersion des ions et des électrons aux extrémités est plus forte que dans le reste du canal. Pour une étude approximative, il semble le plus justifié de considérer  $r$  dans l'équation (10) comme rayon du front, vu que c'est cette dimension qui décide de la valeur du gradient  $E_A$ .

Si la formation des avalanches doit être rétablie à la fin de la pause, il est nécessaire que le gradient  $E_A$  monte de nouveau à une valeur voisine des conditions à la fin de la flèche précédente. Par conséquent, la charge  $Q$  doit augmenter suivant la formule (10) proportionnellement à  $r$ . En admettant que le rayon croît 10 à 100 fois et que la valeur moyenne du courant dans l'intervalle est en-

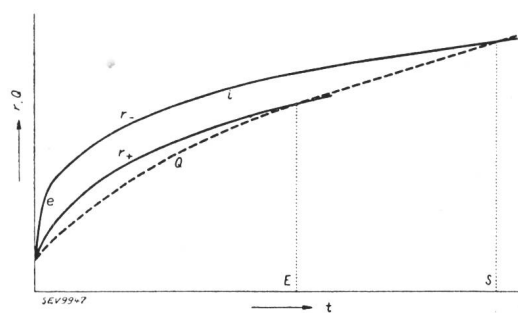


Fig. 6.

Conditions dans la pause entre deux flèches: rayon  $r_+$  du bout positif, rayon  $r_-$  de l'extrémité négative dans la phase électronique  $e$  et ionique  $i$ , charge  $Q$  du canal — en fonction du temps  $t$ .

viron 2 fois plus petite que lors du développement de la flèche, on trouve que la durée de l'intervalle devrait être 20 à 200 fois plus grande que le temps du mouvement de la flèche. En estimant que le développement d'une flèche exige environ 0,5 à  $1 \mu\text{s}$ , nous obtenons des pauses de 10 à  $200 \mu\text{s}$ , en assez bon accord avec les études expérimentales.

<sup>38)</sup> Simpson. Proc. Royal Soc. 1926, A 111, p. 56.

<sup>39)</sup> Bradbury. Physical Rev. 1933, 44, p. 883.

La fig. 6 représente outre les caractéristiques de  $r_+$  et  $r_-$  la courbe de la charge  $Q$  en fonction du temps  $t$ . L'échelle de  $Q$  est choisie de telle façon, que l'intersection des courbes de  $Q$  et de  $r$  correspond à la limite du phénomène des avalanches élémentaires. Ce tableau qualitatif montre qu'après l'arrêt d'une flèche le rayon  $r$  doit augmenter d'abord plus vite que la charge  $Q$ , ensuite plus lentement, pour qu'après une pause une nouvelle flèche soit formée. On voit aussi qu'un front négatif exige plus de temps pour obtenir l'intersection des courbes de  $Q$  et de  $r_-$ , ce qui est causé par la partie électronique  $e$  de la caractéristique de  $r_-$ . Cette comparaison des moments  $S$  et  $E$  dans la fig. 6 présente une bonne concordance qualitative avec les données expérimentales, puisque les pauses dans le cas de Schonland sont en moyenne plus longues

que dans le cas de McEachron. Cependant l'importance de cet accord ne doit pas être exagérée, puisque les genres de la non-uniformité du champ primaire dans les deux cas peuvent différer entre eux.

Il n'est pas possible de citer ici toutes les conclusions concernant différents types de décharges et diverses constatations expérimentales. On se borne à noter la concordance de la théorie avec le fait que les points d'arrêt des flèches sont choisis de préférence par les branchements et par les changements de direction. Le hasard joue évidemment un rôle comparativement important dans la phase où un électron, provenant par exemple de la ionisation photoélectrique, est choisi dans l'espace étendu du front arrêté pour commencer une nouvelle flèche.

## Physik und Technik unter strenger und unter statistischer Gesetzlichkeit

Von W. Kummer, Zürich.

530.16

*Strenge Gesetzlichkeit einerseits, statistische Gesetzlichkeit andererseits, die der Vorausbestimmung physikalischer und technischer Vorgänge zugrunde gelegt werden, beruhen auf unmittelbarem Bewusstsein der Notwendigkeit, bzw. der Möglichkeit; die Vorgänge können einheitlich als determiniert gemäss statistischer Gesetzlichkeit begriffen werden.*

*Les phénomènes de la physique et de la technique sont évalués a priori soit moyennant des lois de rigueur, soit moyennant des lois statistiques, une conscience immédiate, soit de la nécessité, soit de la possibilité étant en jeu; en outre, tous les phénomènes peuvent être conçus comme déterminés moyennant des lois statistiques.*

Die Determinationsform der Kausalität, die für Physik und Technik seit ihren Anfängen bis in die zweite Hälfte des letzten Jahrhunderts als allein massgebende galt, hat zum Inhalt die Bestimmung von Späterem durch Früheres, d. h. eine zeitliche Hintereinanderschaltung von Determinationselementen. Neben ihr besteht aber auch eine Determination als Nebeneinanderschaltung, d. h. eine Wechselwirkung von Gleichzeitigem auf Gleichzeitiges. Unter diesen Determinationen stehen Vorgänge von stets gleichbleibendem, oder auch von mehr oder weniger variiertem Ablauf. Bei gleichbleibendem Ablauf spricht man von der strengen Gesetzlichkeit der sog. Naturgesetze. Jahrhundertlang wurden für Physik und Technik die Begriffe Kausalität und Naturgesetze als synonym betrachtet, als wesentliche Begriffe strenger Gesetzlichkeit. Nun brachten aber die letzten acht Jahrzehnte die physikalische Erforschung der Molekularbewegung, des radioaktiven Atomzerfalls, der Quantenemission und der Elektronenbewegung, sowie die sich jeweils auf solche Forschungen stützenden technischen Anwendungen; bei diesen Forschungen war jedoch in der Regel die Unbrauchbarkeit der Formulierung einer strengen Gesetzlichkeit festzustellen, während eine Formulierung statistischer Gesetzlichkeit, also eine Formulierung gemäss irgendwie veränderter Determination den Vorgängen gerecht werden konnte. Der praktische Wert einer gesetzlichen Formulierung überhaupt liegt bekanntlich vor allem darin, dass sie die Vorausbestimmung, bzw. die Vorausberechnung physikalischer und technischer Vorgänge erst ermöglicht. So hatte sich das frühere Urteil, in der Physik und in der

Technik herrsche einzig und allein strenge Gesetzlichkeit des Geschehens, als ein Vorurteil erwiesen.

Die Erschütterung der Alleinherrschaft der strengen Gesetzlichkeit auf den Gebieten der Physik und der Technik veranlasste Physiker und Philosophen zu einer Umstellung ihrer Naturansicht. Zahlreiche Versuche der Erklärung, bzw. Deutung der veränderten Sachlage wurden unternommen. Extrem ist die Deutung, die Naturgesetze seien überhaupt nur Fiktionen, auf Grund welcher der Mensch sein Dasein ordne; ebenso unwissenschaftlich ist die Deutung der veränderten Determination als Indeterminismus oder sogar als Erscheinung eines auch im Anorganischen möglichen freien Willens. Ernster zu nehmen ist die von ersten Autoritäten der physikalischen Forschung vertretene Ansicht, die statistische Gesetzlichkeit sei nur eine Vordergrundgesetzlichkeit, als Notbehelf unserer unvollständigen Erkenntnis, welche die allen Vorgängen zugrunde liegende strenge Gesetzlichkeit noch nicht allseitig erfasst hätte. Wir können dieser Auffassung vor allem deshalb nicht beipflichten, weil sie den Gegensatz strenger und statistischer Gesetzlichkeit erkenntnistheoretisch als einen Gegensatz von Notwendigkeit und Zufälligkeit, anstatt, wie wir es vertreten, als einen Gegensatz von Notwendigkeit und Möglichkeit, darstellt. Es ist für menschliches Begreifen allerdings sehr naheliegend, physikalische und technische Vorgänge nachträglich als ausnahmslos gemäss strenger Gesetzlichkeit determiniert zu halten, wozu aber kein logischer Zwang bewiesen werden kann. Zu der von uns kritisierten Auffassung, strenge und statistische Gesetzlichkeit seien vom Gegensatz der Notwendigkeit