

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

**Band:** 68 (1977)

**Heft:** 24

**Artikel:** Théorie de Relaxation du Leader Saccadé de la Foudre

**Autor:** Szpor, S.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-915095>

### **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:** 30.03.2025

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

# Théorie de Relaxation du Leader Saccadé de la Foudre

Par S. Szpor

551.594.221 : 537.52;

L'auteur présente la théorie de relaxation du leader saccadé de la foudre ou de l'étincelle très longue en laboratoire. Les formules électrodynamiques principales sont rappelées. Le rôle de la transformation du streamer relativement froid en canal de plasma très chaud est mis en évidence et la nécessité d'un courant suffisamment grand pour cette transformation est signalée. Des répartitions de la charge le long du leader illustrent la théorie de relaxation et expliquent le fait que les fluctuations du courant ne sont que modérées. On propose des formules pour l'échauffement du streamer lors de la pause entre deux gradins et on évalue la durée de cette pause.

Die Relaxationstheorie der rückstufenartigen Vorentladung (stepped leader) des Blitzes oder des sehr langen Funkens im Laboratorium wird vorgestellt. An die wichtigsten elektrodynamischen Formeln wird erinnert. Die Rolle der Transformation eines verhältnismässig kalten Streamers (Bantladung) in einen sehr heissen Plasma-Kanal wird angegeben, und die Notwendigkeit eines genügend grossen Stromes für diese Transformation wird gezeigt. Ladungsverteilungen längs der Vorentladung illustrieren die Theorie und erklären die Tatsache, dass der Strom nur schwache Schwankungen aufweist. Formeln für die Erwärmung des Streamers während der Pause zwischen zwei Rückstufen werden abgeleitet, und man schätzt die Dauer der Pause ab.

## 1. Introduction

En 1942 [1]<sup>1)</sup> l'auteur a publié la première version d'une théorie du leader saccadé (stepped leader, décharge préliminaire à gradins) du premier coup de foudre. Cette théorie a été appelée, par la suite, théorie de relaxation. Elle était basée dès le commencement sur des formules d'électrodynamique, qui ont été complétées plus tard [2; 3; 4] pour des champs non uniformes. De plus la théorie a été complétée par de nouvelles notions sur la transformation du streamer (décharge en ruban) relativement froid en canal de plasma très chaud, et l'auteur a essayé de calculer la pause entre deux gradins consécutifs [5].

Le streamer indique une décharge présentant la forme d'un ruban. L'image photographique de cette décharge est limitée par deux lignes parallèles tandis que l'avalanche électronique est limitée par une parabole. De plus le canal du streamer est relativement très large. Le canal de plasma chaud a également une image photographique limitée par deux lignes parallèles, mais l'épaisseur en est beaucoup plus petite. Par leader on désigne la décharge préliminaire, qui est suivie de la décharge principale ou décharge de retour (main stroke). Le leader très long (foudre, étincelle ultra-longue en laboratoire) se développe partiellement en forme de streamer et partiellement en forme de canal de plasma très chaud. Le premier leader de la foudre est saccadé ou à gradins (stepped leader). Le leader suivant de la foudre multiple ainsi que le leader de l'étincelle de laboratoire de longueur modérée est continu. En Afrique du Sud, le leader saccadé est le plus souvent du type  $\alpha$ , à gradins uniformes, souvent d'environ 50 m de longueur. En Europe, le type  $\beta$ , à gradins en bas plus courts qu'en haut est probablement plus fréquent. On dispose de quelques enregistrements photographiques avec des gradins de quelques mètres seulement. Ceci permet de prévoir que l'étincelle ultra-longue en laboratoire montrera également des gradins. Ainsi la théorie de relaxation pourrait être utilisée pour l'étincelle ultra-longue en laboratoire.

L'idée d'un streamer pilote invisible, qui devrait précéder les gradins lumineux, en préparant l'ionisation nécessaire pour la vitesse considérable du gradin a été rejetée en argumentant que l'ionisation photoélectrique devant le front du leader, laquelle est bien prouvée, explique suffisamment la grande vitesse du gradin dans l'air vierge. La théorie de relaxation explique l'arrêt du gradin par l'effet des chutes de tension dans le canal, la mise en marche du nouveau gradin par la diminu-

tion radicale de ces chutes de tension. Cette diminution résulte principalement de la transformation du streamer relativement froid en canal de plasma qui ressemble à un arc électrique [2; 3].

Dans un laboratoire relativement petit on a réalisé un dispositif, qui, suivant la théorie de relaxation devrait donner des leaders saccadés sous des tensions relativement faibles. C'est un dispositif isolant type traversée donnant des étincelles superficielles. Sur une voie d'environ 3,5 m plusieurs gradins ont été constatés [6; 7].

## 2. Formules électrodynamiques

Le modèle idéal est représenté sur la fig. 1. Le canal du leader descendant a la forme d'un conducteur cylindrique vertical AB. Le leader descendant s'enfonce dans la partie inférieure négative du nuage N et obtient ses charges par induction électrostatique plutôt que par contact avec les charges du nuage. La répartition des charges positives et négatives est représentée sur la fig. 1.

Pratiquement le leader est abondamment ramifié dans le nuage. Des enregistrements photographiques prouvent que la formation du leader vers la terre est précédée souvent, sinon toujours, par la formation de canaux à l'intérieur du nuage ou

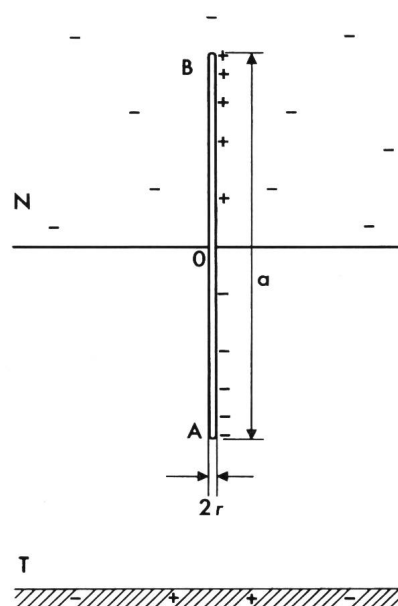


Fig. 1 Leader descendant et charges électriques  
Explication des symboles dans le texte

<sup>1)</sup> Voir la bibliographie à la fin de l'article.

dans les intervalles entre les portions du nuage. Ces ramifications drues dans le nuage lors de la sortie du leader descendant indiquent que la surface inférieure du nuage ressemble un peu à une électrode conductrice. On peut donc regarder la partie supérieure OB du canal comme image de la partie inférieure OA.

En étudiant l'électrodynamique du cas représenté dans la fig. 1, on trouve pour la charge induite dans la moitié inférieure du canal

$$Q = \frac{\pi \varepsilon_0}{4} \frac{a(U_0 - U_R + U_\Delta)}{\ln(a/r) - 1} \quad (1)$$

et pour le gradient maximum devant le front hémisphérique A du canal

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

$\varepsilon_0$  constante diélectrique du vide

$a, r$  longueur et rayon du canal

$U_0$  tension primaire, établie le long du canal par les charges du nuage

$U_R$  chute de tension engendrée le long du canal par la résistance ohmique et le courant induit

$U_\Delta$  tension additionnelle exprimant l'influence de la non-uniformité du champ inducteur ( $U_0 - U_R$ ) [2]

Dans les formules (1) et (2), l'influence des chutes de tension inductives dues aux variations du champ magnétique accompagnant le courant du canal a été négligée. Les chutes inductives n'entrent en jeu sensiblement que si la vitesse de propagation de la décharge n'est pas très petite par rapport à la vitesse de la lumière. Contrairement à la décharge principale (décharge de retour) les gradins lumineux du leader saccadé ont probablement des vitesses relativement petites. Et même si la vitesse du gradin lumineux était comparable à la vitesse de la lumière, l'introduction de la chute inductive dans les formules (1) et (2) n'a pas de répercussion importante sur la théorie de relaxation.

En admettant que le rapport  $a/r$  varie peu, on peut utiliser la formule (2) pour déterminer le rayon

$$r = \frac{2(U_0 - U_R)}{E_A [\ln(a/r) - 1]} \quad (3)$$

Si le rayon varie le long du canal, le résultat de la formule (3) caractérise plutôt le front du leader.

En négligeant les fluctuations dues aux gradins lumineux et aux pauses, la formule (1) donne la formule suivante pour le courant moyen du leader:

$$i = \pi \varepsilon_0 \frac{(U_0 - U_R) v}{\ln(a/r) - 1} \quad (4)$$

### 3. Théorie de relaxation

La fig. 2 donne une illustration grossière de la théorie de relaxation. Chaque gradin du leader saccadé 1...4 se compose d'une capacité, d'une résistance et d'un éclateur, p.ex.  $C_1, R_1, E_1$ . Quand la tension du condensateur  $C_1$  est suffisamment élevée, l'éclateur  $E_1$  s'amorce. Alors le condensateur  $C_2$  se charge par l'intermédiaire de la résistance  $R_1$ , avec un retard déterminé par la constante de temps  $R_1 C_2$ . Quand la tension du condensateur  $C_2$  est suffisamment élevée, l'éclateur  $E_2$  est amorcé, etc. Les amorçages se propagent ainsi vers la droite.

Les résistances  $R_1, R_2, R_3 \dots$  sont sensiblement variables dans le temps. Cela est dû surtout à la transformation du

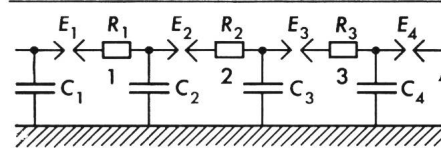


Fig. 2 Schéma illustrant la théorie de relaxation

streamer relativement froid présentant de grandes résistances et de grands gradients  $E_R$  en canal de plasma beaucoup plus chaud accompagné de résistances beaucoup plus petites et de gradients  $E_R$  faibles.

Le streamer est épars dans un large espace grâce à la propagation parallèle des avalanches élémentaires. Les premiers électrons de chaque avalanche sont fournis par l'effet photo-électrique du leader. Le développement parallèle des avalanches dans le front et devant le front du streamer s'accomplit aussi largement que la tension ( $U_0 - U_R$ ) le permet. La formule (3) peut servir à estimer le rayon de ce front. En admettant  $a/r = 10^2$ ,  $E_A = 3 \text{ MV/m}$ ,  $(U_0 - U_R) = 10 \dots 30 \dots 100 \text{ MV}$ , soit 10 MV pour une étincelle de laboratoire et pour une foudre faible, 30 MV pour une foudre moyenne, 100 MV pour une foudre extrêmement forte, on trouve  $r = 1,5 \dots 5 \dots 15 \text{ m}$ .

Les valeurs de 5 et 15 m peuvent être considérées comme exagérées en comparaison des estimations antérieures, qui ne dépassent le plus souvent pas 0,5 m. Ces estimations modérées se rapportent à la foudre moyenne et à quelque noyau de l'étincelle, non pas à la foudre très forte et au diamètre extérieur du streamer. Des valeurs de l'ordre de 1 cm caractérisent évidemment le noyau de la décharge principale.

La fig. 3 donne l'idée de la structure du streamer négatif, se propageant dans la même direction que les avalanches élémentaires, et du streamer positif, se propageant dans la direction opposée aux avalanches. Par suite de sa température peu élevée le streamer a un gradient  $E_{R1}$  (ohmique) d'environ 500 kV/m, qui est beaucoup plus petit que le gradient initial d'amorçage  $E_A$  de l'ordre de 3 MV/m.

Le streamer est une combinaison d'avalanches non seulement parallèles, mais aussi en série. Pour cette raison, le streamer progressant rencontre fréquemment des avalanches fortement développées, les adsorbe rapidement et acquiert ainsi une

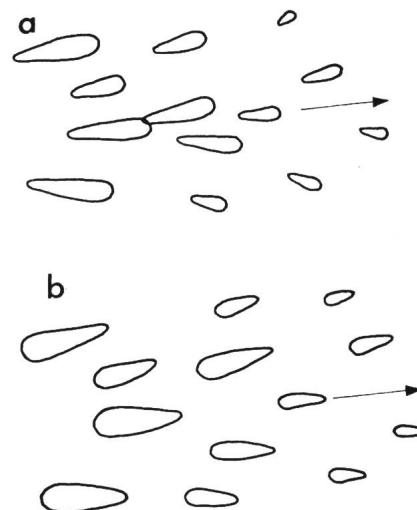


Fig. 3 Streamer négatif (a) et positif (b), avalanches élémentaires, flèches indiquant la direction de propagation du streamer

vitesse nettement plus grande que la vitesse de l'avalanche. Celle-ci est d'environ  $10^5$  m/s. Le streamer présente environ  $10^6$  m/s sous une tension modérée et environ  $10^7$  m/s ou même davantage sous la tension d'une foudre moyenne ou très forte.

Le canal de plasma très chaud se forme grâce au chauffage du streamer par le courant électrique du leader concentré dans un espace très étroit. Le rayon est alors une petite fraction de cm sous un courant de leader de 5...50...500 A. La concentration est de nature thermique; c'est le refroidissement latéral qui limite le rayon du noyau très chaud. Il est possible que sous un courant relativement élevé la constriction électrodynamique joue un certain rôle [8]. Ces particularités ressemblent à l'arc électrique. Cependant le refroidissement du canal de plasma du leader est plus fort, puisque les couches latérales d'air sont relativement froides. Il en résulte que le plasma du leader possède des gradients  $E_{R2}$  relativement grands en comparaison de l'arc électrique.

Suivant la théorie de relaxation, la flèche lumineuse d'un gradin se développe comme un streamer, en établissant des gradients  $E_{R1}$  d'environ 500 kV/m. La chute de tension correspondante est

$$U_{R1} = \int E_{R1} dx \quad (5)$$

La partie ancienne du leader est un canal de plasma chaud; elle présente des gradients  $E_{R2}$  et une chute de tension  $U_{R2}$  relativement petits. Si le leader est beaucoup plus long que le gradin, la tension  $U_{R2}$  peut être semblable ou même plus grande que  $U_{R1}$ . La chute de tension ohmique totale est

$$U_R = U_{R1} + U_{R2} \quad (6)$$

On peut alors donner à l'équation (2) la forme

$$E_A = \frac{2(U_0 - U_{R1} - U_{R2})}{r [\ln(a/r) - 1]} \quad (7)$$

Quand le gradin s'allonge, p.ex. de 0 à 5...50 m, la tension  $U_{R1}$  augmente et finit par épuiser la tension disponible ( $U_0 - U_{R1} - U_{R2}$ ). Une diminution radicale de ( $U_0 - U_{R1} - U_{R2}$ ) en résulte. Le gradient du front  $E_A$  décroît suivant (7), malgré la diminution du rayon du front  $r$ . Quand  $E_A$  descend au-dessous du minimum nécessaire pour la formation d'avalanches nouvelles, le gradin lumineux s'arrête pratiquement, vu que

les électrons et les ions ne se déplacent que lentement en comparaison de la propagation photoélectrique du streamer.

Pendant la pause suivante le streamer du dernier gradin se transforme en canal de plasma très chaud. Grâce à l'ionisation thermique  $U_{R1}$  décroît continuellement et le trinôme ( $U_0 - U_{R1} - U_{R2}$ ) augmente fortement, surtout dès que la température du noyau atteint plusieurs milliers de °C. En revanche le gradient  $E_A$  tend à augmenter suivant la formule (7). Cependant le rayon du front arrêté  $r$  croît pendant la pause, par suite de la diffusion des électrons et des ions et de la dispersion sous l'action du champ électrique, ce qui tend à diminuer  $E_A$  selon formule (7). Il y a donc deux influences contraires. D'abord  $r$  prévaut, puis le trinôme ( $U_0 - U_{R1} - U_{R2}$ ) l'emporte grâce aux températures très élevées du noyau. Alors le gradient  $E_A$  augmente jusqu'au déclenchement de nouvelles avalanches et du streamer du gradin suivant.

La fig. 4 représente les répartitions de la densité linéaire de charges le long du leader descendant saccadé lors de la propagation d'un gradin lumineux et de la pause suivante. La densité de charge à l'extrémité inférieure du canal joue un rôle important pour le gradient  $E_A$  du front.

La fig. 4a correspond à la fin de la pause précédente. La densité de charge élevée à l'extrémité inférieure 1 du canal y établit un gradient  $E_A$  suffisant pour amorcer des avalanches nouvelles et un streamer. La fig. 4b montre un moment intermédiaire de l'établissement du nouveau gradin. La densité linéaire de charge diminue sensiblement du point 1 au point 2 par suite du gradient considérable  $E_{R1}$  et de  $U_{R1}$ . Cependant, grâce à la diminution du rayon du front  $r$ , le gradient  $E_A$  est encore suffisant pour la continuation du streamer. La fig. 4c correspond à la fin du gradin lumineux. La densité de charge à l'extrémité inférieure 3 est descendue à une valeur telle, que le gradient  $E_A$  ne suffit plus à maintenir la propagation du streamer. Le gradin lumineux s'arrête, une pause commence.

La fig. 4d représente un état intermédiaire de cette pause. La répartition de la densité linéaire de charge le long du canal frais 1-3 est moins inclinée qu'auparavant grâce à la diminution de  $E_{R1}$  et de  $U_{R1}$ . Cependant la densité au point 3 ne contre-balance pas encore l'augmentation du rayon du front  $r$  pour donner une valeur du gradient  $E_A$  nécessaire pour le rétablissement d'un streamer. La fig. 4e correspond à l'état terminal de la pause, soit à 4a.

Les répartitions de la fig. 4 illustrent bien le fait que la charge du leader (surface hachée de la fig. 4) continue de croître assez uniformément malgré le mécanisme saccadé. Cela explique le fait que les fluctuations du courant ne sont pas très fortes.

#### 4. La transformation du streamer en plasma chaud

L'existence de l'arc électrique exige une valeur minimum du courant de l'ordre de 1 A. Jusqu'à 10...20 A, l'arc est faible, facile à éteindre par refroidissement modéré. Comme le canal de plasma chaud du leader est refroidi plus fortement qu'un arc en permanence dans l'air, on peut prévoir que la formation du plasma chaud dans le leader nécessite des valeurs plus élevées du courant, p.ex. d'environ 10 A.

On peut utiliser la formule (4) pour évaluer le courant moyen du leader, une valeur intermédiaire entre les maxima et les minima dus aux gradins lumineux et aux pauses. D'ailleurs les variations ne sont pas très fortes, comme les oscillo-

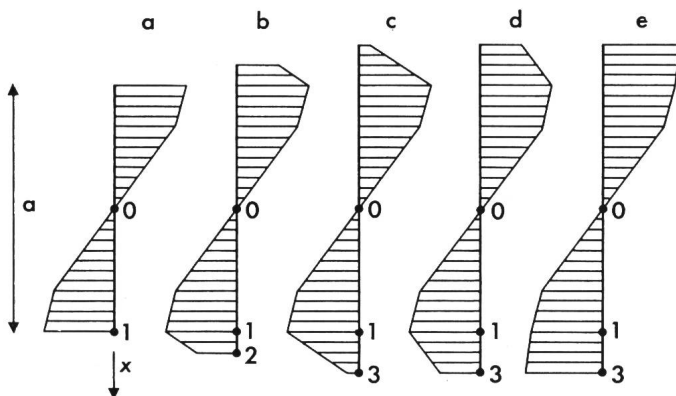


Fig. 4 Répartitions de la densité linéaire de la charge le long du leader saccadé descendant et de son image dans le nuage

- a Fin d'une pause
- b Etat intermédiaire du gradin lumineux
- c Fin du gradin
- d Etat intermédiaire de la pause
- e Fin de la pause

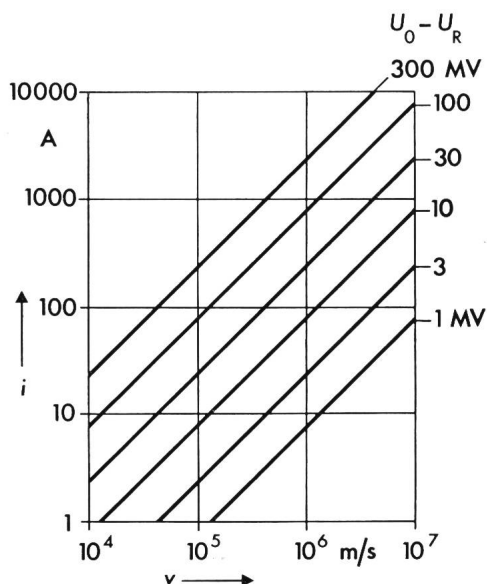


Fig. 5 Courant moyen du leader saccadé descendant en fonction de la vitesse moyenne pour différentes valeurs du binôme ( $U_0 - U_R$ )

grammes de la foudre et de l'étincelle très longue en laboratoire le montrent.

Les résultats obtenus avec la formule (4) sont présentés sur la fig. 5 en fonction de la vitesse moyenne  $v$  du leader pour différentes valeurs de  $(U_0 - U_R)$  et pour  $a/r = 10^2$ . On voit que pour 10 A et  $10^5$  m/s on devrait avoir environ 10 MV.

Si la distance d'air et la tension ( $U_0 - U_R$ ) ne sont pas assez grands, le leader se propage comme streamer continu, sans transformation en canal de plasma chaud. Le plasma très chaud ne se forme alors que lors de la décharge principale.

La transformation du streamer en canal de plasma très chaud explique la durée de la pause entre deux gradins lumineux [5]. L'échauffement du canal dépend de la densité du courant  $j$  et du gradient ohmique  $E_{R1}$  suivant la formule pour l'énergie dégagée dans l'unité de volume

$$\Delta A = j E_{R1} \cdot \Delta t = K \cdot \Delta \Theta$$

$K$  chaleur spécifique de l'air par unité de volume

$\Delta t$  différentielle de temps

$\Delta \Theta$  différentielle correspondante de température

On obtient ainsi l'équation

$$d\Theta/dt = j E_{R1}/K \quad (8)$$

La chaleur spécifique  $K$  est de l'ordre de  $K = 10^3$  Ws/m<sup>3</sup> °C.

La densité  $j$  résulte du courant  $i$  et d'une section effective inférieure à la section totale du streamer  $\pi r^2$  par suite de deux effets: D'une part le mécanisme des avalanches parallèles ne remplit pas le canal uniformément; d'autre part l'échauffement est plus fort dans les filaments intérieurs que dans les parties latérales du streamer. Cette concentration devient de plus en plus sensible au courant de la pause.

Pour tenir compte de ces phénomènes, on peut introduire un facteur de non-uniformité de la répartition du courant  $\eta$  dans la formule

$$j = \eta \cdot i / \pi r^2 \quad (9)$$

$\eta$  augmente pendant la pause. Une évaluation précise d'une valeur moyenne de  $\eta$  n'est pas possible.

En admettant un rayon du streamer de 1,5...5...15 m et un rayon du canal de plasma très chaud de 0,25 cm, on trouve le rapport des deux sections correspondantes de  $3,6 \cdot 10^5$ ...  $4 \cdot 10^6$ ... $3,6 \cdot 10^7$ . On pourrait admettre pour valeur moyenne  $\eta$  environ  $10^2$ ... $10^3$ ... $10^4$ , les petites valeurs étant valables pour une foudre très faible.

En introduisant un facteur de gradient  $\kappa$  dans la formule

$$E_{R1} = \kappa E_A \quad (10)$$

l'intégration de la formule (8) en tenant compte de (3), (4) et (9) donne pour la durée de la pause

$$t = 16 \cdot 9 \cdot 10^5 \cdot \frac{\pi \cdot K}{\eta \cdot \kappa} \cdot \frac{U_0 - U_R}{[\ln(a/r) - 1] E_A^3 v} \cdot \Theta \quad (12)$$

Pour chiffrer cette durée, on peut admettre  $\kappa = 0,1$ ;

$a/r = 10^2$ ;  $E_A = 30$  kV/cm,  $\Theta = 5000$  °C. On trouve alors

$$t = 2,33 \cdot 10^5 (U_0 - U_R) / \eta v \quad (13)$$

En admettant  $(U_0 - U_R) = 10$ ...30...100 MV;  $\eta = 10^2$ ... $10^3$ ... $10^4$ ;  $v = 10^5$ ... $10^6$  m/s, on obtient  $t = 2$ ...20  $\mu$ s. On constate une concordance acceptable avec les valeurs expérimentales pour la foudre. Cependant il ne faut pas perdre de vue que les valeurs du facteur  $\eta$  sont assez arbitraires. De plus on a omis l'échange de la chaleur entre les filaments d'air, facteur certainement important.

Ainsi, la théorie de relaxation récapitulée dans le présent article explique la formation du leader saccadé et permet de mettre en évidence non seulement l'arrêt du gradin lumineux mais aussi la pause entre deux gradins lumineux consécutifs.

#### Bibliographie

- [1] S. Szpor: Théorie de la formation de la foudre. Bull. ASE 33(1942)1, p. 6...15.
- [2] S. Szpor: Electrodynamic considerations of lightning problems. Société des Sciences et des Lettres de Varsovie, Classe VI: Sciences techniques. Travaux Techniques 2(1952)1, p. 1...36.
- [3] S. Szpor: Review of the relaxation theory of the lightning stepped leader. Acta Geophysica Polonica 18(1970)1, p. 73...77.
- [4] S. Szpor: Electrodynamic considerations of lightning problems II. Acta Geophysica Polonica 19(1971)1, p. 35...48.
- [5] S. Szpor: Contribution to the relaxation theory of the lightning propagation. Archiwum Elektrotechniki 4(1955)4, p. 609...620.
- [6] S. Szpor and W. Turkowski: Laboratory corroboration of the relaxation theory of the lightning stepped leader. Archiwum Elektrotechniki 17(1968)2, p. 405 à 407.
- [7] S. Szpor and A. Gadon: Confirmation en laboratoire de la théorie de relaxation du leader discontinu de la foudre II. Archiwum Elektrotechniki 21(1972)2, p. 247...260.
- [8] S. Szpor: Contribution au problème de la concentration du canal de décharge. Recueil de travaux scientifiques des Polonais internés en Suisse 2(1944), p. 513 à 522.

#### Adresse de l'auteur

Prof. Dr S. Szpor, Instytut Wysokich Napięć i Aparatów Elektrycznych, Politechnika Gdańska, Gdańsk, Pologne.