

Zeitschrift: Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band: 56 (1925-1929)
Heft: 217

Artikel: Sur la mise en évidence de courants électriques par inertie : méthodes et interprétations
Autor: Perrier, Albert
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-271591>

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: 15.05.2025

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

**Albert Perrier. — Sur la mise en évidence
de courants électriques par inertie; méthodes et interprétations.**

N. XI. — *Séance du 3 mars 1926.*

I. — La théorie développée dans divers travaux antérieurs est particulièrement intéressée à l'étude de forces électromotrices très différentes de celles que l'on applique habituellement. Parmi elles, je l'ai brièvement remarqué déjà (note II), l'accélération de conducteurs me paraît offrir le plus de perspectives de résultats clairs et décisifs. Les expérimentateurs¹ qui ont abordé pour la première fois ce sujet ont obtenu, moyennant beaucoup de travail et d'habileté, un petit nombre de résultats, d'ailleurs de nature qualitative. Ces recherches devront être reprises systématiquement dans l'avenir; j'ai examiné quelles voies pourraient être le mieux appropriées à des observations sûres; comme l'exécution sera sans doute de longue durée, j'indique ici le principe de deux méthodes qui éliminent quelques grosses difficultés rencontrées par les chercheurs précités. Je discuterai aussi en toute brièveté les points essentiels sur lesquels on est en droit d'en attendre des conclusions théoriques.

II. — Dans un disque conducteur tournant, les électrons libres, s'il y en a, se concentrent vers la périphérie jusqu'à ce qu'un gradient de potentiel radial établisse l'équilibre. Ces différences de potentiel sont extrêmement faibles et, à les rendre sensibles comme cela a été tenté au moyen du courant qu'elles envoient dans un circuit extérieur, on introduit, par les contacts mobiles en particulier, des parasites redoutables.

Voici un dispositif tout à fait différent: le système tournant serait une sorte de roue conductrice portant à la périphé-

¹ NICHOLS, Phys. Z. 7, p. 640, 1906. — R. C. TOLMAN AND T. D. STEWART. Phys. Review (2) VIII, p. 97, 1916.

rie des plaques que la rotation amènerait périodiquement en face de plaques fixes, les unes et les autres formant deux à deux les armatures de condensateurs. Par l'influence des armatures mobiles au potentiel négatif que la rotation provoque, les armatures fixes se chargent et se déchargent périodiquement et un appareil de mesure qui leur serait relié devient le siège de courants alternatifs dont la fréquence égale celle de la rotation ou un multiple; dans ces conditions, on peut accroître considérablement la sensibilité par amplification et même résonance.

Un calcul électromécanique simple donne pour le gradient suivant le rayon r et à une vitesse angulaire ω :

$$-\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{r\omega^2}{\left(\frac{e}{m}\right)} \quad (1)$$

et pour deux points à des distances à l'axe r_1 et r_2 :

$$V_1 - V_2 = \frac{\omega^2}{2\left(\frac{e}{m}\right)} (r_2^2 - r_1^2)$$

expressions connues dès longtemps déjà. Soit en particulier

$$\omega = 2\pi \cdot 100 \text{ sec}^{-1}$$

$$r_1 = 0 \quad r_2 = 5 \text{ cm.} \quad \text{on obtient :}$$

$$V_1 - V_2 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ volts.}$$

Si en outre les condensateurs en question offrent une surface d'armature de 1 cm² à une distance de 0.5 mm., l'intensité alternative moyenne serait de l'ordre de 10⁻¹⁵ ampères; ce qui est extrêmement faible, mais il est juste d'ajouter que cette intensité croît comme la 4^e puissance de la fréquence, en sorte qu'en triplant la vitesse angulaire, chose assez aisée encore, on ferait déjà monter l'intensité de deux puissances de 10. Nous discuterons encore cette méthode par comparaison avec la suivante.

III. — Considérons un circuit circulaire homogène (tore à section faible); communiquons-lui des oscillations autour de

son axe de révolution; par suite de l'inertie des électrons libres, il devient le siège de courants alternatifs (courants d'« inertie » (v. note X, § IV); en vue de cette nouvelle expérience, j'ai procédé à un premier examen théorique dont voici le résumé.

A l'aide entre autres des considérations de la note I, j'ai établi d'abord l'équation différentielle générale de l'intensité i dans un circuit accéléré; la voici:

$$\left[L - \frac{l}{p \left(\frac{e}{m} \right)} \right] \cdot \frac{di}{dt} + R i = - \frac{l}{\left(\frac{e}{m} \right)} \cdot \frac{du}{dt}$$

u représente la vitesse de la matière à l'instant t , l la longueur du circuit, p la charge libre par unité de longueur, les autres symboles sont bien connus.

Les seules conditions qui nous intéressent sont celles du régime régulier qui s'établit après un temps suffisamment long d'oscillations représentées par

$$u = r \cdot \omega \Psi \cos (\omega t)$$

r = rayon du circuit, Ψ = amplitude angulaire des oscillations.

L'intégrale de l'équation différentielle pour ces conditions est:

$$i = I \sin (\omega t + \varphi), \text{ où}$$

$$I = \frac{p r \omega^2 \Psi}{\cos \varphi \left[R p \frac{e}{l} + \frac{\omega^2 l}{R p \frac{e}{m}} \left(L p \frac{e}{l} - 1 \right) \right]^2}$$

et (2)

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega}{R} \left(\frac{l}{p \frac{e}{m}} - L \right)$$

Ces fonctions dépendent explicitement du nombre d'électrons libres (par p), mais, pratiquement, il n'en est pas ainsi: même avec des charges libres contenues dans de très larges

limites, l'examen de la grandeur numérique relative des termes conduit à ramener l'intensité à la fonction :

$$i = \frac{2 \pi r^2 \omega^2 \Psi}{\left(\frac{e}{m}\right) \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \sin \left(\omega t - \arctg \frac{\omega L}{R} \right) \quad (3)$$

Cette expression simplifiée s'obtiendrait aussi directement (mais non rigoureusement) sans passer par l'équation différentielle, en considérant les forces dans un circuit oscillant ouvert et appliquant ensuite au circuit fermé.

Évaluation numérique. — Soient une fréquence d'oscillation de 50 par seconde, une amplitude angulaire de 3°, un anneau de cuivre de 1 cm² de section et de 10 cm. de diamètre moyen, on trouve un courant dont l'amplitude est de l'ordre de 10⁻⁶ ampère.

La mesure s'exécutera ici aussi avec avantage en agissant par induction sur un amplificateur à résonance. On peut imaginer encore de nombreux modes d'observation, entre autres la détermination des différences de potentiel du circuit coupé, en faisant appel toujours à des couplages sans contact matériel avec un appareil oscillant extérieur.

A des fréquences de l'ordre de 50 sec.⁻¹ et avec des circuits du type cité, la résistance ohmique et la réactance sont du même ordre; au delà de 500 sec.⁻¹, la réactance devient tout à fait prépondérante et *l'intensité croît proportionnellement à l'amplitude et à la fréquence des oscillations.*

IV. — Quant à la signification générale de ces expériences, constatons en premier lieu que *ni la première méthode, ni la seconde n'offrent de possibilité de déterminer les charges libres des métaux.*

Constatons ensuite que *l'une et l'autre pourraient au besoin servir de base à une étude de la charge spécifique de l'électron.*

Mais la question à laquelle je veux m'arrêter exclusivement comme *de beaucoup la plus importante*, ainsi que je l'ai relevé dès le début, est celle de la *résistance qui doit intervenir dans ces phénomènes*; et là l'une et l'autre méthode me paraissent devoir être singulièrement précieuses.

Je noterai tout d'abord que, pour alléger cet exposé de

première investigation, dans l'un et l'autre des calculs ci-dessus, je me suis placé implicitement dans les conditions classiques connues où *la résistance comporte une détermination unique*.

C'est à ces conditions que la *différence de potentiel* de la première méthode — équation (1) — doit d'être rigoureusement *indépendante de la nature du conducteur*, que l'*intensité* et aussi la *tension à circuit ouvert* de la seconde méthode — équations (2) et (3) — doivent de l'être aussi, mais pour des *fréquences suffisamment élevées seulement*.

Supposons maintenant qu'à l'encontre de ces prévisions à base simplifiée, les expériences réalisées suivant la première méthode *mettent en évidence des effets numériquement différents pour des métaux différents*; nous aurions là une preuve expérimentale directe de *l'hétérogénéité des résistances pour les courants d'inertie et les courants ordinaires*.

Nous obtiendrions aussi — mais au prix d'une hypothèse supplémentaire à laquelle je ne m'arrêterai pas ici — une mesure de la conductibilité correspondant au premier type de courants.

La deuxième méthode comporte des avantages analogues que l'on pourrait sans peine formuler avec les modifications convenables; elle conduit moins directement des nombres fournis par les mesures aux conséquences théoriques; en revanche, elle me paraît d'une accessibilité passablement moins malaisée.

Lausanne, mars 1926.

Labor. de physique de l'Université.