

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 6 (1924)

Artikel: Le champ électromagnétique d'un électron en mouvement : rectification
Autor: Wisniewski, Félix-Joachim de
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-741886>

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: 07.02.2026

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

LE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE D'UN ÉLECTRON EN MOUVEMENT

RECTIFICATION

PAR

Félix-Joachim de WISNIEWSKI

Dans la 3^{me} partie de l'article « Le champ électromagnétique d'un électron en mouvement », publié dans les *Archives*¹, qui traite du champ d'un électron en mouvement accéléré, il s'est glissé une faute de calcul que je m'empresse de rectifier ici.

Nous avons obtenu dans l'article cité pour les vecteurs E et H les expressions suivantes²:

$$E(u, v, w) = - \int \int \int \left[\nabla_1 \varphi - \frac{v}{c} \left(\frac{v}{c} \nabla_1 \varphi \right) \right] \varphi(u, v, w, u_0 v_0 w_0) du_0 dv_0 dw_0$$

$$H(u, v, w) = - \int \int \int \text{rot}_1 \frac{\varphi v}{c} \cdot \varphi(u, v, w, u_0 v_0 w_0) du_0 dv_0 dw_0$$

où φ est l'intégrale particulière de l'équation adjointe:

$$\nabla_0^2 \varphi + a \frac{\partial \varphi}{\partial u_0} + b \frac{\partial \varphi}{\partial v_0} + c \frac{\partial \varphi}{\partial w_0} = 0 . \quad (8)$$

¹ Arch. (5), V, p. 370, 1923.

² Ibid., p. 376.

En posant

$$\varphi(u, v, w, u_0 v_0 w_0) = \lambda(u, v, w, u_0 v_0 w_0) e^{\frac{a}{2}(u-u_0) + \frac{b}{2}(v-v_0) + \frac{c}{2}(w-w_0)}$$

et en introduisant cette expression dans l'équation (δ) on obtient pour déterminer λ l'équation

$$\nabla_0^2 \lambda - z^2 \lambda = 0 \quad (\omega)$$

où

$$z = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} .$$

L'équation (ω) admet comme intégrale particulière l'expression:

$$\lambda = \frac{1}{r} e^{-zr}, \quad r^2 = (u - u_0)^2 + (v - v_0)^2 + (w - w_0)^2$$

On en déduit pour φ l'expression:

$$\varphi = \frac{1}{r} e^{-zr} + \frac{a}{2}(u - u_0) + \frac{b}{2}(v - v_0) + \frac{c}{2}(w - w_0)$$

Or:

$$\begin{aligned} i \left[\nabla_1 \varphi - \frac{v}{c} \left(\frac{v}{c} \nabla_1 \varphi \right) \right] &= \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right); \\ j \left[\nabla_1 \varphi - \frac{v}{c} \left(\frac{v}{c} \nabla_1 \varphi \right) \right] &= \frac{\partial \varphi}{\partial \eta}; \\ k \left[\nabla_1 \varphi - \frac{v}{c} \left(\frac{v}{c} \nabla_1 \varphi \right) \right] &= \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}; \\ j \operatorname{rot} \frac{\partial \varphi}{c} &= \frac{v}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}; \quad k \operatorname{rot} \frac{\partial \varphi}{c} = - \frac{v}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta}; \quad i \operatorname{rot} \frac{\partial \varphi}{c} = \mathbf{0}, \end{aligned}$$

parce qu'on a:

$$\xi = v; \quad \eta = \zeta = 0.$$

En introduisant ces expressions dans les expressions de \mathbf{E} et \mathbf{H} , on obtient:

$$\mathbf{E}_x = - \int \int \int \frac{\partial \varphi}{\partial u_0} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot \mathbf{e}_u du_0 dv_0 dw_0;$$

$$(\mathbf{E}_y, \mathbf{E}_z) = - \int \int \int \left(\frac{\partial \varphi}{\partial v_0}, \frac{\partial \varphi}{\partial w_0} \right) \mathbf{e}_v du_0 dv_0 dw_0;$$

$$(\mathbf{H}_y, \mathbf{H}_z) = - \frac{v}{c} \int \int \int \left(\frac{\partial \varphi}{\partial w_0}, - \frac{\partial \varphi}{\partial v_0} \right) \mathbf{e}_w du_0 dv_0 dw_0.$$

En tenant compte de la relation

$$\int \int \int u \frac{\partial v}{\partial s} dt = \int \int u, v, \cos(s, z) d\sigma - \int \int \int v \frac{du}{ds} dt,$$

où $s = u_0$, v_0 , w_0 , et $dt = du_0 dv_0 dw_0$, on obtient:

$$E_x = -\sqrt{1-v^2/c^2} \left[-\int \int \int \rho \frac{\partial \varphi}{\partial u_0} du_0 dv_0 dw_0 + \int \int \rho \varphi \cos(un) d\sigma \right]$$

$$E_y = +\int \int \int \rho \frac{\partial \varphi}{\partial v_0} du_0 dv_0 dw_0 - \int \int \rho \varphi \cos(vn) d\sigma$$

$$E_z = +\int \int \int \rho \frac{\partial \varphi}{\partial w_0} du_0 dv_0 dw_0 - \int \int \rho \varphi \cos(w_0 n) d\sigma$$

d'où

$$E_x = +\int \int \int \rho \frac{\partial \varphi}{\partial u_0} d\xi d\eta d\zeta;$$

$$E_y = +\int \int \int \rho \frac{\partial \varphi}{\partial u_0} d\xi d\eta d\zeta; \quad E_z = +\int \int \int \rho \frac{\partial \varphi}{\partial w_0} d\xi d\eta d\zeta$$

car les intégrales prises sur des surfaces situées à l'infini sont nulles.

Quand on considère l'électron comme un point mathématique, on a, vu que

$$\epsilon = \int \int \int \rho d\xi d\eta d\zeta,$$

$$E_x = \epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial u_0}; \quad E_y = \frac{\epsilon}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial u_0}; \quad E_z = \frac{\epsilon}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial w_0},$$

où

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial u_0}, \frac{\partial \varphi}{\partial v_0}, \frac{\partial \varphi}{\partial w_0} \right)$$

$$\left[\left(\frac{1}{r^3} + \frac{z}{r^2} \right) (u - u_0)(v - v_0)(w - w_0) - \frac{1}{2} (a, b, c) \right] e^{-zr + \frac{a}{2}(u-u_0) + \frac{b}{2}(v-v_0) + \frac{c}{2}(w-w_0)}.$$

En posant:

$$(E_u, E_v, E_w) = \epsilon \left(\frac{\partial \varphi}{\partial u_0}, \frac{\partial \varphi}{\partial v_0}, \frac{\partial \varphi}{\partial w_0} \right)$$

on obtient les relations de M. Einstein:

$$E_x = E_u; \quad (E_y, E_z) = \frac{(E_v, E_w)}{\sqrt{1-v^2/c^2}}.$$

Pour E_x , E_y , E_z on a enfin des expressions qui ne diffèrent presque pas des relations obtenues dans l'article cité:

$$(E_x, E_y, E_z)$$

$$= \begin{bmatrix} (E_{ox}, E_{oy}, E_{oz}) \left(1 + zR \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2(Rv)}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \\ - \frac{\epsilon}{2} \frac{a, b, c}{R} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2(Rv)}} \end{bmatrix} e^{-\kappa R} \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2(Rv)}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} e^{\frac{a}{2} \frac{x-\xi}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{b}{2}(y-\eta) + \frac{c}{2}(z-\zeta)}$$

où

$$(E_{ox}, E_{oy}, E_{oz}) = \frac{\epsilon}{R^3} \left[\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2(Rv)} \right]^3 \cdot [(x - \xi), (y - \eta), (z - \zeta)] .$$

Quant à l'énergie du champ électromagnétique de l'électron en mouvement accéléré, on remarque aisément qu'elle a la même expression que dans l'article cité, car l'expression du champ électromagnétique a subi une correction qui n'introduit pas de nouveaux termes dans l'expression de l'énergie.