

Zeitschrift: L'Enseignement Mathématique
Herausgeber: Commission Internationale de l'Enseignement Mathématique
Band: 23 (1923)
Heft: 1: L'ENSEIGNEMENT MATHÉMATIQUE

Artikel: LA PÉDAGOGIE DES THÉORIES D'EINSTEIN
Autor: Buhl, A.
Kapitel: V. — Optique. — Relativité restreinte.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-19743>

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: 20.02.2026

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

Enfin, la seconde équation (18) donne

$$\operatorname{div} \left(\nabla \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} \right) = \rho ,$$

d'où, d'après la relation supplémentaire, *l'équation scalaire*

$$-\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \rho . \quad (21)$$

On voit que l'étude des équations (18) est ramenée à celle de (19), (20), (21).

Bien entendu

$$-\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

mais, même si l'on ne connaissait pas cette signification de ∇^2 , on la retrouverait aisément en suivant le fil du calcul. Il en est de même pour toutes les notations vectorielles du présent paragraphe.

V. — OPTIQUE. — RÉLATIVITÉ RESTREINTE.

Soit $\rho = 0$. Les équations de Maxwell-Lorentz se simplifient. Le vecteur \mathbf{v} , qui correspond à la conductibilité électrique proprement dite, disparaît. Il ne reste, dans les seconds membres de (16), que le fameux courant de déplacement suffisant pour bâtir l'optique. Alors les équations (16) et (17) sont vérifiées par

$$\mathbf{d}_y = \mathbf{h}_z = a \cos n \left(t - \frac{x}{c} \right) ,$$

tous les autres \mathbf{d} et \mathbf{h} étant nuls. Cette solution élémentaire pourrait servir à en construire bien d'autres, à cause du caractère linéaire des équations; toutes ces solutions présenteraient une même propriété: celle de ne changer en rien quant t augmente de T et x de cT . Nous sommes donc en présence d'un phénomène de nature périodique qui se propage avec la vitesse c . C'est l'onde électromagnétique, c'est la lumière.

Les équations (20) et (21) rentrent dans la forme unique

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = 0 . \quad (22)$$

Nous n'aurons plus alors, dans la théorie, que des fonctions U satisfaisant à cette équation.

Ecrivons la

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial l^2} = 0 .$$

Remarquons que

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial l^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial l'^2}$$

si

$$\begin{cases} x' = x \cos \theta + l \sin \theta , \\ l' = -x \sin \theta + l \cos \theta , \end{cases} \quad (23)$$

En posant

$$\tan \theta = i \frac{v}{c} , \quad l = ict , \quad l' = ict' ,$$

on conclut définitivement que l'équation (22) et, par suite, toutes ses solutions U sont conservées par la transformation

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} , \quad y' = y , \quad z' = z , \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} .$$

C'est la *transformation de Lorentz*; elle équivaut, de par (23), à une *rotation imaginaire* et, comme toute rotation, engendre un *groupe*. On aurait pu l'étudier directement sur les équations de Maxwell-Lorentz (pour $\rho = 0$) sans passer par l'équation (22) mais comme cette dernière est l'équation fondamentale de la théorie ondulatoire il est hautement préférable, dans un exposé pédagogique, de ne pas se priver de montrer que la théorie ondulatoire de la lumière est aussi un cas particulier des généralités ici invoquées.

Il n'entre point dans le plan de cet article de discuter longuement les conséquences de la transformation de Lorentz; on ne l'a fait que trop souvent et en embrouillant les choses les plus simples.

Ainsi, pour la *contraction de Lorentz*, il suffit de remarquer que si l'éloignement de deux observateurs varie avec une certaine vitesse (ici v), ils se voient *réciproquement* diminués en dimension aussi bien du fait de la vitesse que du fait de l'éloignement.

Pour l'éloignement tout le monde admet cela; en quoi est-ce plus étrange pour la vitesse? Rien de plus suggestif que cet exact rapprochement entre la perspective ordinaire et la cinématique lorentzienne.

VI. — DÉRIVÉES EN D D'EXPRESSIONS A DEUX INDICES.

Revenons maintenant à la seconde formule stokienne (3) et plus particulièrement à son déterminant Δ_2 qui nous a déjà donné le champ électromagnétique général. Il s'agit de lui faire donner les formules de gravitation proprement dites.

Considérons, dans Δ_2 , les mineurs des termes de la première ligne. On ne les altère pas en les écrivant

$$\left| \begin{array}{ccc} \frac{\partial}{\partial x_i} & \frac{\partial}{\partial x_j} & \frac{\partial}{\partial x_k} \\ M_{i\omega} & M_{j\omega} & M_{k\omega} \\ i & j & k \end{array} \right| - \left| \begin{array}{ccc} \Gamma_{i\alpha}^\alpha & \Gamma_{j\alpha}^\alpha & \Gamma_{k\alpha}^\alpha \\ M_{i\alpha} & M_{j\alpha} & M_{k\alpha} \\ i & j & k \end{array} \right| - \left| \begin{array}{ccc} \Gamma_{i\omega}^\alpha & \Gamma_{j\omega}^\alpha & F_{k\omega}^\alpha \\ i & j & k \\ M_{\alpha i} & M_{\alpha j} & M_{\alpha k} \end{array} \right|$$

car les deux derniers déterminants sont identiquement nuls. Bien entendu on a toujours l'hypothèse (7) et les i, j, k libres viennent, dans les développements, prendre la place des ω . Remarquons aussi tout de suite, que les présents raisonnements ne supposent plus aucune relation entre M_{ij} et M_{ji} .

Convenons maintenant que l'expression précédente, à trois déterminants, s'écrive

$$\left| \begin{array}{ccc} \frac{D}{Dx_i} & \frac{D}{Dx_j} & \frac{D}{Dx_k} \\ M_{i\omega} & M_{j\omega} & M_{k\omega} \\ i & j & k \end{array} \right|. \quad (24)$$

La simple identification donne des formules rentrant toutes dans le type

$$\frac{D}{Dx_i} M_{jk} = \frac{\partial}{\partial x_i} M_{jk} - \Gamma_{ik}^\alpha M_{j\alpha} - \Gamma_{ij}^\alpha M_{\alpha k}. \quad (25)$$

On peut ensuite étendre les raisonnements du paragraphe II. Dans (24) et dans l'expression qui précède (24) relevons partout les