

**Zeitschrift:** Bulletin technique de la Suisse romande  
**Band:** 47 (1921)  
**Heft:** 1

## Inhaltsverzeichnis

### **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:** 19.11.2024

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

# BULLETIN TECHNIQUE

## DE LA SUISSE ROMANDE

Réd. : Dr H. DEMIERRE, ing.

Paraissant tous les 15 jours

ORGANE EN LANGUE FRANÇAISE DE LA SOCIÉTÉ SUISSE DES INGÉNIEURS ET DES ARCHITECTES

SOMMAIRE : *La Théorie de la Relativité*, par M. Edouard Guillaume, docteur ès sciences (suite). — *Concours d'idées pour l'aménagement du terrain des Asters et de ses abords, à Genève.* — *Congrès de la normalisation, à Lausanne (suite).* — DIVERS : *L'électrification des chemins de fer en Suisse.* — *Association suisse des Electriciens.* — *Pro Campagna.* — *Mission pour Ingénieur mécanicien agricole.* — NÉCROLOGIE : *Hans Mathys.* — BIBLIOGRAPHIE. — CARNET DES CONCOURS.

## La Théorie de la Relativité

Résumé des conférences faites à l'Université de Lausanne  
par M. EDOUARD GUILLAUME, docteur ès sciences.

(Suite.)<sup>1</sup>

Plaçons-nous sur  $S_1$  et imaginons que l'origine  $O_2$  de  $S_2$  soit un centre d'ébranlement. Posons :

$$dx_1 = c_1 dt \cos \varphi_1; \quad dx_2 = c_2 dt \cos \varphi_2.$$

La transformation de Lorentz dérivée par rapport à  $t$  donne, si l'on tient compte de (11) :

$$(15) \quad c_1 = c_2 \beta (1 + \alpha \cos \varphi_2); \quad c_2 = c_1 \beta (1 - \alpha \cos \varphi_1).$$

Pour l'observateur entraîné avec  $S_2$ , c'est-à-dire le milieu  $M_2$ , le centre  $O_2$  émet des ondes sphériques concentriques, se propageant avec la vitesse  $c_0$ . Si, autour de  $O_2$ , nous portons des vecteurs-vitesses dans toutes les directions, leurs extrémités seront sur une sphère dont l'équation en coordonnées polaires aura la forme :

$$(16) \quad c_2 = c_0,$$

$O_2$  étant le pôle. Comment le centre  $O_2$  va-t-il émettre dans le milieu  $M_1$ , par rapport auquel il est animé d'un mouvement uniforme de vitesse  $v$ ? D'abord, il est évident qu'une fois émise, la lumière se propagera dans  $M_1$  avec la vitesse  $c_0$ , en vertu même du principe de la constance de la vitesse de la lumière. Aussi bien, ce que nous cherchons, c'est la vitesse relative « instantanée », au moment de l'émission. La réponse nous est donnée par la seconde équation (15) dans laquelle nous devons tenir compte de (16), et l'on voit que l'équation

$$(17) \quad c_1 = \frac{c_0}{\beta(1 - \alpha \cos \varphi_1)}$$

représente, en coordonnées polaires, un *ellipsoïde* ayant un foyer à l'origine, soit en  $O_1$  si nous considérons l'ébranlement émis par  $O_2$  à l'instant précis où il coïncide avec  $O_1$ . La figure 3 ci-contre montre cet ellipsoïde des vitesses. Si le centre  $O_2$  émettait des projectiles avec la vitesse  $c_0$ , comme dans la théorie de l'émission, au bout du temps  $t$

<sup>1</sup> Voir *Bulletin technique* du 25 décembre 1920, page 301.

Nos nouveaux abonnés pour 1921, qui désireraient recevoir la première partie de la notice de M. Guillaume, voudront bien en informer notre administration qui leur enverra, gratuitement, un exemplaire de notre numéro du 25 décembre 1920.

celles-ci formeraient une sphère dont le centre serait à la distance  $\overline{O_1 O_2} = v$  de  $O_1$ ; pour  $S_1$ , la vitesse des particules vers l'arrière serait  $c_0 - v$ , et vers l'avant  $c_0 + v$ . On voit qu'en réalité, ces vitesses sont plus grandes; elles doivent être multipliées par le facteur  $\beta$ . Il existe deux cercles d'intersection  $AA'$  et  $BB'$  de l'ellipsoïde avec la sphère de centre  $O_2$ ; leurs points joints à  $O_1$  donnent tous les vecteurs-vitesses identiques à ceux qui résulteraient de la théorie de l'émission. Les sphères dessinées et l'ellipsoïde sont en affinité, les points correspondants se trouvant sur des parallèles à  $Ox$ . On peut donc construire

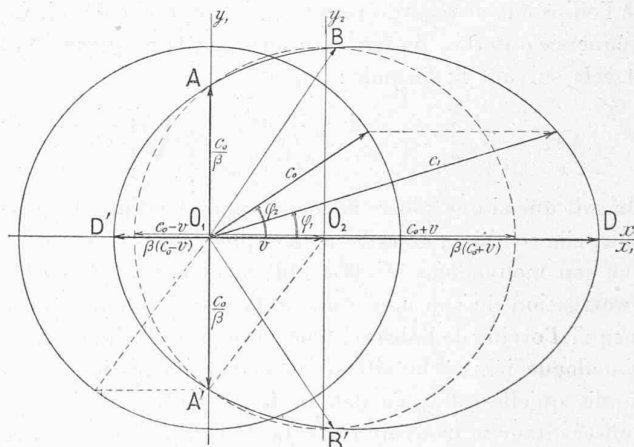


Fig. 3.

immédiatement le vecteur  $c_1$  de direction  $\varphi_1$  correspondant au vecteur  $c_0$  de direction  $\varphi_2$  dans  $M_2$ . On tire, en effet, de (15) :

$$(18) \quad \cos \varphi_1 = \frac{\cos \varphi_2 + \alpha}{1 + \alpha \cos \varphi_2}$$

qui exprime l'*aberration* lumineuse, c'est-à-dire la déviation que subit un rayon par suite du mouvement de l'observateur, et l'on obtient en formant  $1 - \cos^2 \varphi_1$  :

$$\sin \varphi_1 = \frac{\sin \varphi_2}{\beta(1 + \alpha \cos \varphi_2)}$$

de sorte que

$$c_1 \sin \varphi_1 = c_0 \sin \varphi_2. \quad (1)$$

Cherchons comment se transforment les périodes  $\Theta_1$  et  $\Theta_2$  du centre d'ébranlement, lorsqu'on passe du milieu  $M_2$

<sup>1</sup> Cette démonstration très simple m'a été obligeamment communiquée par M. Willigons.