

**Zeitschrift:** L'Enseignement Mathématique  
**Herausgeber:** Commission Internationale de l'Enseignement Mathématique  
**Band:** 34 (1935)  
**Heft:** 1: L'ENSEIGNEMENT MATHÉMATIQUE

**Artikel:** LE PROBLÈME DES DEUX CORPS EN RELATIVITÉ GÉNÉRALE  
**Autor:** Levi-Civita, T.  
**Kapitel:** 3. — Potentiel newtonien d'un corps en un point intérieur. Ordre de grandeur.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-26607>

### **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:** 04.04.2026

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

avec la convention évidente de regarder identiques les indices  $h$  de même parité.

Dans (5) la variation doit être effectuée entre des limites fixes, et peut être bornée aux coordonnées d'espace  $x_h^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) du point  $P_h$ , ou, indifféremment, s'étendre aussi à  $t$ , puisque la contribution provenant de la variation de  $t$  s'annule identiquement, dès qu'on égale à zéro la variation provenant des coordonnées.

Il serait encore possible de réunir les deux formules variationnelles (5), correspondant à  $h = 0$  et  $h = 1$ , dans une seule; mais ceci, qui est très important en Mécanique classique pour aboutir enfin à un système canonique unique, n'a pas d'intérêt ici, une simplification analogue n'étant pas à prévoir en Relativité.

Il importe au contraire, au point de vue spéculatif, de fixer un aspect limite de  $d$ ). Tant que  $C_0$  et  $C_1$  sont des corps naturels, et par là même doués d'une certaine extension,  $d$ ) est nécessairement une hypothèse approchée. Mais l'approximation est d'autant plus grande que le rapport  $D/R$  est petit. A la limite, pour le cas abstrait où les corps seraient réduits à de simples points matériels, la condition  $d$ ) se trouve remplie automatiquement. Par conséquent la traduction du problème par les équations différentielles (4) devient *rigoureuse* pour le cas limite des points matériels.

Nous verrons bientôt qu'il n'en est pas de même en Relativité générale. Dans son cadre on arrive aussi à des équations différentielles ordinaires, ayant même degré d'approximation pour le cas réel des corps célestes, mais on ne peut plus passer à la limite, certains paramètres devenant infinis, pour des dimensions évanouissants des corps  $C$ , si leurs masses restent finies.

Le point matériel, cette pierre angulaire de la Mécanique classique, ne se laisse réaliser en Mécanique einsteinienne que pour des masses infiniment petites.

### 3. — POTENTIEL NEWTONIEN D'UN CORPS EN UN POINT INTÉRIEUR. ORDRE DE GRANDEUR.

Avant d'aborder la mise en équation du problème des deux corps, dans les mêmes circonstances intuitives, mais au point

de vue de la Relativité générale, je voudrais comparer les valeurs des potentiels newtoniens à l'intérieur et à l'extérieur des masses attirantes. Il n'y a rien de nouveau, mais il convient de s'en entretenir un petit moment pour plus de souplesse dans la suite. Dans le schème newtonien, envisagé tout à l'heure, on a pu s'en passer, puisque le principe de réaction *b)* permet d'éliminer rigoureusement, pour chaque corps  $C_h$ , les forces intérieures. Au contraire, en Relativité générale, il n'y a plus de principe de réaction, ce qui fait prévoir en particulier qu'on devra renoncer à l'ignorance préalable (évidemment très commode) des actions intérieures. Dès lors, il faut les analyser de plus près, pour retenir seulement les résidus inévitables. A ce point de vue, il convient de reprendre nos deux corps  $C_0$  et  $C_1$ , et, en fixant par exemple l'attention sur  $C_h$ , d'en envisager aussi le potentiel intérieur. Ce sera, en un point quelconque  $Q$  de  $C_h$  lui-même,

$$u_{h|Q} = f \int_{C_h} \frac{\mu' d\tau'}{r(Q, Q')} \quad (7)$$

en désignant par  $\mu'$  la densité au point  $Q'$  de  $C_h$  et par  $d\tau'$  un élément de volume environnant. Le dénominateur  $r(Q, Q')$  est au plus  $D$ , de sorte que

$$u_{h|Q} > f \frac{m_h}{D} . \quad (8)$$

D'autre part le potentiel extérieur (provenant du corps  $C_{h+1}$ ) est, au point  $P_h$ , d'après *d)* et (6),

$$U_h = f \frac{m_{h+1}}{r} . \quad (9)$$

En employant le signe  $\sim$  pour indiquer que deux quantités ont même ordre de grandeur, et, en rappelant la signification de  $R$ , on pourra retenir

$$U_h \sim f \frac{m_{h+1}}{R} .$$

Par conséquent, quel que soit le point  $Q$  à l'intérieur de  $C_h$ , on a

$$\frac{u_{h|Q}}{U_h} > \frac{m_h}{m_{h+1}} \cdot \frac{R}{D} .$$

Ceci suffit pour montrer qu'en général  $u_{h|Q}$ , loin d'être négligeable vis-à-vis de  $U_h$ , est beaucoup plus grand, à cause du facteur  $R/D$ , ordinairement très grand dans le cas des corps célestes. On pourra se permettre d'effacer tout bonnement  $u_{h|Q}$  devant  $U_h$ , seulement dans le cas évident *a priori*, où la masse  $m_h$  du corps envisagé serait infiniment petite (corps d'épreuve); ou du moins tellement petite par rapport à  $m_{h+1}$  qu'il devienne loisible de négliger le produit des deux rapports  $m_h/m_{h+1}$  et  $R/D$ . Quoi qu'il en soit, on pourra reconnaître que, dans l'approximation, qui sera bien précisée au n° 5, l'influence relativistique des potentiels intérieurs n'est pas si profonde qu'on pourrait le croire à première vue, et se laisse saisir sans calculs gênants.

#### 4. — RAPPEL DES DEUX PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA RELATIVITÉ GÉNÉRALE.

La conception dominante de la Relativité générale est l'interdépendance entre les phénomènes — dans notre cas, simplement l'existence et le mouvement des corps célestes — et la nature géométrique de l'espace-temps où ils se passent. Quelles que soient les coordonnées de temps et d'espace  $x^0, x^1, x^2, x^3$ , auxquelles on se rapporte, la forme du  $ds^2$  englobant la métrique à quatre dimensions est

$$ds^2 = \sum_{ik}^3 g_{ik} dx^i dx^k, \quad (10)$$

les  $g_{ik}$  étant des fonctions des  $x$  fournies par les circonstances physiques à travers les célèbres équations de gravitation dues à Einstein. C'est le *principe gravitationnel*.

L'autre loi (formulée par Einstein, avant même d'avoir reconnu les liens des  $g_{ik}$  avec la matière et son mouvement) est le *principe géodésique*. Il affirme que, dès qu'on a affaire à une métrique (10), le mouvement de tout élément matériel est caractérisé par une *ligne géodésique propre de ce  $ds^2$* . Sous l'aspect analytique c'est comme dire que les mouvements propres (le long desquels  $ds^2 > 0$ ) sont définis par le principe variationnel

$$\delta \int ds = 0. \quad (11)$$