

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 11 (1929)

**Artikel:** Sur une nouvelle méthode en géodésie supérieure  
**Autor:** Wavre, R.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-740998>

### **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:** 17.04.2026

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

elle marque une reprise atténuée et plus tardive de la poussée orogénique.

OUVRAGES CITÉS :

1. D. HOLLANDE. *Géologie de la Corse*. Bull. Soc. Sc. hist. et nat. de la Corse Bastia, XXXV<sup>e</sup> année, Grenoble, Allier frères, 1918.
2. Carte géologique au 80.000<sup>e</sup>, feuille Corte, 1924. Terrains sédimentaires par E. Maury.
3. P. TERMIER et E. MAURY. *Nouvelles observations dans la Corse Orientale*. C. R. Acad. Sc. Paris, t. 186, p. 1077, 1168, 1247, 1324, 1393; 23, 30 avril, 7, 14, 21 mai 1928.
4. R. STAUB. *Der Deckenbau Korsikas und sein Zusammenhang mit Alpen und Apennin*. Vierteljschr. d. Naturf. Ges. Zurich. LXXIII, 1928.

*Laboratoire de Géologie de l'Université de Genève.*

**R. Wavre.** — *Sur une nouvelle méthode en géodésie supérieure.*

Dans plusieurs notes antérieures nous avons exposé quelques résultats généraux, nouveaux à notre connaissance, pour l'étude des figures d'équilibre d'une masse fluide hétérogène dont les différentes particules s'attirent suivant la loi de Newton. Notre méthode consiste essentiellement à séparer les conditions relatives à l'intérieur de l'astre, qui se traduisent par une équation différentielle, et les conditions relatives à la surface libre. Ces dernières s'expriment par deux relations intégrales.

Si l'on considère une planète de faible aplatissement la relation différentielle donne en première approximation l'équation de Clairaut-Radau relative à la géodésie comme nous l'avons montré dans notre dernière note <sup>1</sup>.

Nous allons faire voir, ici, sommairement, que les deux relations intégrales permettent de coordonner quelques résultats classiques et d'en obtenir de nouveaux.

Soient: S la surface libre, T le volume, M la masse totale,  $\omega$  la vitesse angulaire d'une planète. Soient, encore,  $l$  la distance d'une particule à l'axe polaire,  $r$  la distance d'un point potentié

<sup>1</sup> C. R. Soc. phys. Genève. Vol. 45, n<sup>o</sup> 3, août-décembre 1928, p. 143.

P à un point potential P', puis  $g$  l'intensité de la pesanteur sur S,  $U^0$  le potentiel newtonien au pôle de la surface libre et, enfin,  $i$  la constante de l'attraction universelle. Une des relations intégrale est celle de Poincaré:

$$\int \int g dS + 2\omega^2 T - 4\pi i M = 0 . \quad (1)$$

L'autre est nouvelle à notre connaissance:

$$\int \int \frac{g}{r} dS + 2\pi\omega^2 l^2 - 4\pi U^0 + 2\omega^2 \int \int \int \frac{dT}{r} = 0 . \quad (2)$$

*Cette relation vraie sur S est encore vraie lorsque le point, potentié est intérieur à S. Elle est vraie aussi en remplaçant S par toute autre surface S' équipotentielle pour le champ de la pesanteur et tout entière extérieure à l'astre.*

Nous pouvons donc développer  $\frac{1}{r}$  suivant les puissances de la distance du point potentié au centre de l'astre et annuler les coefficients de toutes ces puissances dans le développement du premier membre de l'équation (2), cela nous fournira une suite dénombrable d'équations qui seront toutes, comme la relation (2), indépendantes de la manière dont les densités se répartissent à l'intérieur de l'astre. Nous avons conduit ce calcul en première approximation dans le cas intéressant pour la géodésie où l'aplatissement est faible et la rotation lente. Soit donc  $\tau$  le rayon d'une sphère entièrement intérieure à S et centrée au centre de l'astre. Soient  $t$  le rayon polaire d'une surface d'égale densité et  $t + \varepsilon$  un rayon quelconque de la même couche. Dans ce qui suit  $t$  se rapportera toujours à S.

En appelant  $X_n$  le  $n^{\text{ième}}$  polynôme de Legendre, l'inverse de la distance des points P et P' est

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{t + \varepsilon} \left[ X_0 + X_1 \frac{\tau}{t + \varepsilon} + \dots + X_n \left( \frac{\tau}{t + \varepsilon} \right)^n + \dots \right]$$

et en négligeant les termes du second ordre en  $\varepsilon$ ,  $\frac{d\varepsilon}{dt}$ ,  $\omega^2$ , on peut écrire aussi,

$$g = g_0 \left( 1 - \frac{d\varepsilon}{dt} \right) , \quad dS = (t + \varepsilon)^2 d\Sigma ,$$

l'indice  $^0$  affectant  $g$  se rapportera au pôle tandis que l'indice  $^1$  affectant  $g$  ou  $\varepsilon$  se rapportera à l'équateur;  $d\Sigma$  est ici l'élément de la sphère unité.

On a, à cet ordre d'approximation, comme on le vérifie aisément

$$\omega^2 \int \int \int \frac{d\Gamma}{r} = 2\pi\omega^2 t^2 - \frac{2\pi}{3} \omega^2 \tau^2 .$$

Aucune difficulté de convergence du développement de  $\frac{1}{r}$  ne se présente puisque le rapport

$$\frac{\tau}{t + \varepsilon}$$

est toujours inférieur à un et c'est là un des avantages de cette méthode.

L'identification des mêmes puissances de  $t$  donne tout d'abord les équations suivantes

$$\int \int \left[ (n-1) \frac{\varepsilon}{t} + \frac{d\varepsilon}{dt} \right] X_n d\Sigma = 0 \quad (3)$$

pour  $n = 1, 3, 4, 5, \dots$

Mais en se plaçant sur une surface extérieure  $S'$ , en introduisant l'aplatissement  $e = \frac{\varepsilon}{t}$  et le polynôme harmonique  $P_n$  associé à  $X_n$

$$P_n = t^n X_n$$

les équations (3) s'écrivent sous la forme suggestive

$$\int \int \frac{\partial (e P_n)}{\partial t} d\Sigma = 0 .$$

On en tire très facilement le théorème de Laplace sous la forme suivante: *Si la surface libre est de révolution, elle est ellipsoïdale.*

En supposant la stratification ellipsoïdale, les équations rela-

tives à  $\tau^0$  et  $\tau^2$  et à la relation de Poincaré donnent, comme on le vérifie aisément:

$$2 \frac{\varepsilon_1}{t} = t \frac{\omega^2}{g_0} + \frac{iM}{g_0 t^2} - 1 \quad (4)$$

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} = 2t \frac{\omega^2}{g_0} + 1 - \frac{iM}{g_0 t^2} \quad (5)$$

$$3U^0 t = g_0 t^2 + 2iM . \quad (6)$$

L'équation (4) donne *une valeur exacte de l'aplatissement*  $\frac{\varepsilon_1}{t}$  complètement indépendante de la manière dont la matière est répartie à l'intérieur de l'astre.

L'équation (5) donne la variation de l'aplatissement des couches d'égale densité au voisinage de la surface libre.

Enfin, l'équation (6), vraie au même ordre d'approximation, lie  $t$ ,  $U^0$ ,  $M$ ,  $g_0$  quel que soit  $\omega$  très petit.

Le théorème de Clairaut s'obtient en additionnant membre à membre (4) et (5)

$$\frac{\varepsilon_1}{t} + \frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{5}{2} \frac{\omega^2 t}{g_0} . \quad (7)$$

Cette équation s'écrit encore

$$e_1 + \frac{g_0 - g_1}{g_0} = \frac{5}{2} \frac{\omega^2 t}{g_0} \quad (8)$$

elle est très utile en géodésie, mais nous venons de le voir, les équations (4) et (5) entrent plus dans le détail de l'équilibre.

*Remarque:* 1° Une étude en seconde approximation est aussi facilitée par cette méthode.

2° L'équation (2) dérivée suivant la normale intérieur à  $S$  au point potentié donne *l'équation de Fredholm*, où  $\psi$  est l'angle de la normale avec le rayon  $r$

$$g - \frac{1}{2\pi} \int \int \frac{\cos \psi}{r^2} g dS = 2\omega^2 t \frac{dl}{dn} + \frac{\omega^2}{\pi} \frac{d}{dn} \int \int \int \frac{d\Gamma}{r} . \quad (9)$$

c'est l'équation que l'on rencontre dans le problème intérieur de Neumann.  $\lambda = \frac{1}{2\pi}$  est une valeur fondamentale.

3° Cette méthode satisfait au desideratum formulé par Tisserand<sup>1</sup> à l'égard de la théorie de Laplace, car le développement en polynômes de Legendre est toujours convergent. Poincaré employait encore un développement divergent.

**W.-H. Schopfer.** — *Remarques théoriques sur la question du métabolisme des sexes.*

En 1880, Geddes et Thompson (*The evolution of sex*) furent les premiers, semble-t-il, à rechercher une distinction générale des sexes en disant que le ♂ est généralement plus catabolique, destructeur que la ♀, chez laquelle les phénomènes d'anabolisme, de synthèse dominant. Cette théorie, très séduisante dans sa généralité fut acceptée par des nombreux biologistes et le plus souvent elle est rappelée sans citation d'auteur. Dans notre travail<sup>2</sup> nous l'avons exposée, estimant que même présentée d'une façon générale et vague, elle contient une part de vérité que l'expérimentation ne peut que confirmer. Nous voulons ici préciser notre point de vue.

Dans ses « *Eléments de biologie générale* », 1928, p. 204, E. Rabaud, en étudiant la nature et l'origine de la sexualité, conteste la valeur de cette théorie en disant que les deux sexes ne diffèrent pas toujours d'une façon marquée par l'intensité de leur métabolisme, preuve en seraient par exemple les Mucorinées.

Il est évident qu'exprimée d'une façon catégorique, en insistant sur une opposition de caractères, la théorie de Geddes et Thompson aboutit à un non sens. La matière vivante est le siège de phénomènes d'anabolisme et de catabolisme, s'équilibrant ou non, et *cela chez les individus des deux sexes*. Ce problème du métabolisme des sexes rappelle, dans une certaine mesure, celui de la dualité des êtres vivants (Dumas et Bous-singault, 1841) alors que l'on voulait opposer la plante, réductrice, anabolique, à l'animal, catabolique et désassimilateur, les deux se complétant. Cette théorie, vivement combattue

<sup>1</sup> TISSERAND. *Traité de mécanique céleste*, T. II, p. 317.

<sup>2</sup> Bull. Soc. Bot. Genève, t. 20, p. 150 (1928).