

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 5 (1952)  
**Heft:** 2

**Artikel:** Influence de variations rapides de l'accélération de la pesanteur sur l'atmosphère terrestre  
**Autor:** Schaffhauser, Edith  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-739517>

### **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:** 02.04.2025

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

en protéines, ce coefficient atteint 57%. Dans le second cas, le repas étant plus riche en protéines et le cholestérol étant dissous dans l'huile d'olive, le coefficient de digestibilité fut de 75%.

Le résultat essentiel de ces recherches est de montrer que selon toute probabilité l'estérification du cholestérol est un phénomène avant tout extra-cellulaire ainsi que le veut la théorie de Schramm et Wolf [7].

*Université de Genève.*

*Institut de Chimie physiologique.*

#### BIBLIOGRAPHIE

1. FAVARGER, P. et E. F. METZGER, *C. R. Soc. suisse Biol. méd.*, 1951 (sous presse).
2. GOLDWATER, W. H. et Dewitt STETTEN, *J. Biol. Chem.*, 169, 723, 1947.
3. CHAIKOFF, I. L., B. BLOOM, M. D. SIPERSTEIN, J. Y. KIYASU, W. O. REINHARDT, W. G. DAUBEN et J. F. EASTHAM, *J. Biol. Chem.*, 194, 407, 1952.
4. SPERRY, W. M., *J. Biol. Chem.*, 111, 467, 1935.
5. TURNER, K. B. et V. PRATT, *Proc. Soc. exper. Biol. Med.*, 71, 633, 1949.
6. SWELL, L. et C. R. TREADWELL, *J. Biol. Chem.*, 185, 349, 1950.
7. SCHRAMM, G. et A. WOLFF, *Z. physiol. Chem.*, 263, 61, 1940.

**Edith Schaffhauser.** — *Influence de variations rapides de l'accélération de la pesanteur sur l'atmosphère terrestre.*

*Résumé.* — L'amplitude des variations de  $g$  nécessaires à des variations de la pression barométrique telles qu'on les a mesurées et qui ont une période de 10 sec. à 1 min., sont de l'ordre de  $10^{-6} g_0$  à  $10^{-7} g_0$ , c'est-à-dire de l'ordre des amplitudes dans les enregistrements microsismiques. La différence de phase entre les variations de  $g$  et celles de  $p$  à la surface du sol dépend de la période de variation et peut avoir au maximum la valeur  $\pi/2$ . Elle doit être observée immédiatement par la comparaison des enregistrements simultanés de ces deux phénomènes. De tels enregistrements ont été effectués par Probst.

Ce travail est issu d'une discussion sur les causes possibles des variations de la pression barométrique, d'une période de quelques secondes à quelques minutes et d'une amplitude de l'ordre de  $10^{-4}$  à  $10^{-3}$  mmHg, observées indépendamment par

Gutenberg et Benioff<sup>1</sup> à Saint-Louis (U.S.A.) et Saxer<sup>2</sup> à Fribourg. La cause de ce phénomène n'est pas encore éclaircie. Les enregistrements montrent une certaine ressemblance avec ceux des microséismes. C'est pourquoi on s'est demandé si ces deux phénomènes ont une cause commune.

Cette note examinera si cette cause commune peut résider dans une variation périodique de l'accélération  $g$  de la pesanteur.

Pour simplifier, supposons verticales et sinusoïdales les variations de  $g$ :

$$g(t) = g_0 + a \sin \omega t, \quad (1)$$

sur une base terrestre plane dans une atmosphère tranquille, stratifiée isothermement et sans viscosité.

Partons de la formule barométrique

$$p_z = p_0 e^{-\frac{m}{KT} g_0 z}$$

où  $p_0$  est la pression au sol ( $z = 0$ ).

Les variations de  $g$  communiquent à un élément de l'atmosphère des impulsions, de sorte que sa distance du sol en un moment quelconque  $t$  a une valeur variable  $\xi(z, t)$ , et sa densité également:  $\rho(z, t)$ .

L'équation de continuité, d'une part, prend la forme

$$\rho z = \rho(z, t) \left[ 1 + \frac{\partial \zeta(z, t)}{\partial z} \right] \quad (2)$$

où  $\zeta = \xi - z$ .

D'autre part, la compressibilité s'exprime comme suit:

$$p(z, t) - p_z = -k \frac{\partial \zeta(z, t)}{\partial z} \quad (k = \text{module de compressibilité}). \quad (3)$$

<sup>1</sup> H. BENIOFF and B. GUTENBERG, « Waves and Currents recorded by Electromagnetic Barographs », *Bull. Amer. Met. Soc.*, 20, 421, 1939.

<sup>2</sup> L. SAXER, « Elektrische Messungen kleiner atmosphärischer Druckschwankungen, *Helv. Phys. Acta*, 18, 52, 1945.

On peut admettre une compression adiabatique, auquel cas  $k = \kappa p_z$ . On déduit alors des relations ci-dessus l'équation

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - \kappa \frac{p_0}{\rho_0} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} + \kappa g_0 \frac{\partial \zeta}{\partial z} = - a \sin \omega t \quad (4)$$

En tenant compte des conditions aux limites

$$\begin{aligned} t = 0 & \quad \zeta(z, 0) = 0 \\ z = 0 & \quad \zeta(0, t) = 0 \\ \frac{2\pi}{\omega} = T \rightarrow \infty & \quad \zeta(z, t) \leftarrow a \frac{p_z}{g_0} \end{aligned}$$

et en posant

$$\frac{\rho_0}{p_0} g_0 = \alpha$$

on trouve pour solution de (4)

$$\zeta(z, t) = \frac{a}{\omega^2} \left[ 1 - e^{\left( \frac{\alpha}{2} - \frac{\alpha}{2} \sqrt{1 - 4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0}} \right) z} \right] \sin \omega t \quad (5)$$

Avec  $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\kappa = 1,4$ ,  $g_0 = 980 \text{ cm/sec}^{-2}$ , on a le cas limite  $\sqrt{1 - 4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0}} = 0$  pour  $T = 310 \text{ sec}$ . D'après les observations faites à Fribourg, il faut donc admettre que  $T < 4 \pi \sqrt{\frac{1}{\kappa \alpha g_0}}$ . En conséquence, nous obtenons pour l'amplitude des variations de la pression atmosphérique l'expression:

$$p(z, t) - p_z = \frac{z}{\omega^2} \kappa p_z \frac{\alpha}{2} \left( 1 - i \sqrt{4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0} - 1} \right) e^{\left( \frac{\alpha}{2} - i \frac{\alpha}{2} \sqrt{4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0} - 1} \right) z} \quad (6)$$

Nous voyons tout de suite qu'il existe entre la variation de  $g$  et celle de la pression atmosphérique une différence de phase de la valeur

$$\varphi = - \left( \text{arc tg} \sqrt{4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0} - 1} + \frac{\alpha}{2} \sqrt{4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0} - 1} \cdot z \right) \quad (7)$$

Cette différence de phase se compose d'une première partie indépendante de  $z$  et d'une deuxième partie linéaire augmen-

tant avec  $z$ . Nous ne pouvons prendre en considération de valeur de  $\omega$  supérieure à  $10 \text{ sec}^{-1}$ , c'est-à-dire  $T < 1 \text{ sec}$ ; la deuxième partie devient alors négligeable dans le voisinage du sol, et la différence de phase est indépendante de  $z$ . Lorsque  $\omega$  augmente, elle tend vers  $-\frac{\pi}{2}$ , limite atteinte approximativement déjà pour  $\omega \approx 2 \text{ sec}^{-1}$ , c'est-à-dire  $T \approx 3 \text{ sec}$  (voir fig. 1).

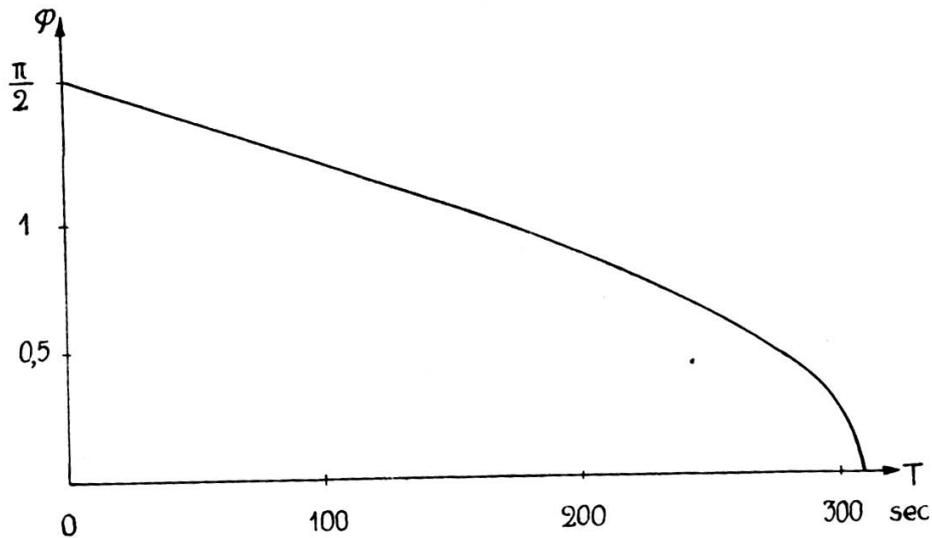


Fig. 1.

Pour la valeur absolue de l'amplitude  $p(z, t) - p_z$ , on tire de (6)

$$|p(z, t) - p_z| = \frac{a}{\omega} \sqrt{\alpha \rho_0 p_0} e^{-\frac{\alpha}{2} z}$$

Avec les valeurs expérimentales suivantes:

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 1,17 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3} & p_0 &= 700 \text{ mmHg} \\ T &= 10 \text{ sec.} & p - p_0 &= 10^{-4} \text{ mmHg pour } z = 0, \end{aligned}$$

on trouve pour l'amplitude de la variation de  $g$  la valeur  $2 \cdot 10^{-6} g_0$ . Elle est comparable à celles qui sont enregistrées dans les microséismes.

D'après des mesures faites par Probst à Fribourg, il semble que pour des périodes d'une minute environ, il existe un bon accord entre les deux courbes, avec une petite différence de

phase. La lecture de ces courbes n'est pas encore terminée, elle fera l'objet d'une publication ultérieure.

Je remercie les professeurs Dessauer, Graffunder et Mercier pour de précieuses indications, ainsi que la Fondation F. Hoffmann-La Roche pour son aide bienveillante.

*Université de Fribourg.  
Institut de Physique.*

### Séance du 3 avril 1952.

**Michel Portmann et Claudine Portmann.** — *Quelques observations sur le développement des nerfs de l'oreille moyenne chez le Cobaye: rameaux nerveux temporaires.*

Le développement des prolongements nerveux au cours de l'embryogenèse montre une instabilité morphologique reconnue maintenant par de nombreuses observations effectuées sur divers organes. Durant l'organisation embryonnaire du système nerveux des Vertébrés, se manifestent ainsi des tentatives avortées dans la poussée des fibres nerveuses. E.-Ch. Bonard <sup>1</sup> a pu constater dans la paroi et spécialement dans l'adventice des gros vaisseaux de l'embryon de Cobaye, des fibres nerveuses qui subissent un remaniement constant, abandonnant par exemple leur cône de croissance, en même temps que leur portion terminale s'atrophie et disparaît, tandis que la voie nerveuse se reconstitue par une collatérale apparue au point où s'arrête la dégénérescence; les traces de ces efforts infructueux se retrouvent sous forme de granulations alignées qui jalonnent le trajet des fibres évanouies. E. Legait <sup>2</sup> a fait des remarques analogues en examinant le développement de la vascularisation du corps thyroïde. Certains auteurs étudiant l'embryon de Poulet constatèrent l'apparition éphémère de

<sup>1</sup> E.-Ch. BONARD, *C. R. Soc. de Biol., Paris*, 142, 1415, 1948.

<sup>2</sup> E. LEGAIT, Communication orale, 1948.