

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 7 (1925)

**Artikel:** Ascension spontanée d'un liquide le long d'une paroi qu'il mouille  
**Autor:** Guye, C.-E.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-740735>

#### 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:** 05.01.2026

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

C.-E. GUYE. — *Ascension spontanée d'un liquide le long d'une paroi qu'il mouille.*

Soit un tube de longueur indéfinie, plongeant par sa partie inférieure dans un liquide qui mouille sa paroi interne; le liquide va s'élever spontanément le long de cette paroi. Il paraît alors naturel d'admettre que la couche liquide qui s'avance à la partie supérieure du tube peut avoir une épaisseur moindre que l'épaisseur normale  $\epsilon$  correspondant à la couche active stable, et qu'elle n'acquiert que peu à peu son épaisseur normale.

Toutefois nous admettrons que cette région d'épaisseur plus petite que  $\epsilon$  est toujours très étroite lorsque le mouvement est très lent et qu'en outre, elle demeure constante, ce qui simplifie le problème. Dans ce cas la variation d'énergie potentielle des forces capillaires pour une élévation  $dh$  sera

$$E \cdot dS = E \cdot 2\pi r dh$$

$E$  représentant l'énergie libérée par unité de surface lorsque le liquide s'étale sur la surface de la paroi en une couche d'épaisseur  $\epsilon$ .

En négligeant comme précédemment les forces d'inertie, on a

$$E = \epsilon \rho g h + A \eta h v \quad (1)$$

dans laquelle  $\rho$  est la densité du liquide;  $g$  l'accélération de la pesanteur;  $A$  un coefficient numérique qui dépend en particulier des unités choisies;  $\eta$  le coefficient de viscosité du liquide;  $v$  la vitesse d'ascension.

On en déduit

$$v = \frac{dh}{dt} = \frac{E - \epsilon \rho g h}{A \eta h} .$$

Séparant les variables et intégrant on a, tous calculs faits

$$t = \frac{A \eta}{(\epsilon \rho g)^2} \{ E - \epsilon \rho g h - E \log(E - \epsilon \rho g h) \} + c .$$

Posant pour  $t = 0, h = 0$  on a

$$c = \frac{A \eta}{(\epsilon \rho g)^2} \{ E \log E - E \}$$

d'où en définitive

$$t = \frac{A\eta}{(\varepsilon\rho g)^2} \left\{ E \log \frac{E}{E - \varepsilon\rho gh} - \varepsilon\rho gh \right\}. \quad (\text{I})$$

Mais dans cette expression  $E$ ,  $A$  et  $\varepsilon$  sont difficilement accessibles à l'expérience. Nous allons donc la transformer en posant que pour  $t = \infty$   $h = H$ , hauteur limite; il en résulte  $E = \varepsilon\rho gH$ .

L'expression (I) devient alors

$$t = \frac{A\eta}{\varepsilon\rho g} \left\{ H \log \frac{H}{H - h} - h \right\} \quad (\text{II})$$

où seul le facteur  $\frac{A}{\varepsilon}$  est indéterminé.

Considérons maintenant deux observations successives  $h_1$  et  $h_2$  faites aux temps  $t_1$  et  $t_2$ , on aura

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{H \log \left( \frac{H}{H - h_1} \right) - h_1}{H \log \left( \frac{H}{H - h_2} \right) - h_2} \quad (\text{III})$$

expression qui permettra de vérifier la loi si l'on connaît la hauteur limite, mais dont il est plus malaisé de tirer la valeur de  $H$  en fonction des autres quantités observées.

*Cas des petites élévations.* — Il est facile de démontrer en développant la fonction logarithmique de l'équation III en série que pour les petites hauteurs, c'est-à-dire *au début de l'ascension* on a sensiblement

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{h_1^2}{h_2^2}$$

c'est-à-dire que les *hauteurs croissent proportionnellement à la racine carrée des temps écoulés*.

*Cas des grandes élévations.* — Lorsque  $h$  tend vers  $H$ , c'est-à-dire *à la fin de l'ascension*, l'expression III tend vers la valeur

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{\log(H - h_1)}{\log(H - h_2)}.$$

Nous examinerons dans une prochaine note comment on peut déduire la valeur de  $H$ .

Connaissant cette valeur avec une précision suffisante, on peut vérifier la formule (III) pour toute la durée de l'ascension; de plus la formule (II) permet alors de tirer la valeur de  $\frac{A}{\epsilon}$  si l'on connaît le coefficient de viscosité  $\eta$  et la densité  $\rho$  du liquide.

Pour vérifier expérimentalement les formules qui précédent, il conviendrait de faire choix d'un liquide qui mouille la paroi sans l'attaquer dans sa masse ou la dissoudre; en outre la paroi doit être très « propre » et ne pas s'altérer au contact de l'air pendant la durée de l'expérience. Ce sont là des conditions qui ne sont peut-être pas très faciles à réaliser pratiquement.

### Séance du 28 mai 1925.

L. DUPARC. — *Les gîtes platinifères du Transvaal comparés à ceux de l'Oural.*

L'auteur passe en revue toutes les particularités des gîtes dunitiques et pyroxénitiques primaires de l'Oural d'après ses observations personnelles. Il donne la disposition du platine dans ces gisements, la richesse de la roche mère et sa théorie sur la formation des gîtes primaires de platine. Il donne ensuite l'exposé de nouvelles découvertes faites au Transvaal, et montre que le platine s'y rencontre en partie sous des conditions analogues à celles de l'Oural, en partie sous des conditions différentes. C'est toujours un produit de différenciation magmatique, mais cette différenciation s'est faite ici dans des conditions particulières, qui s'éloignent notablement du type classique de l'Oural.

Une note détaillée sur le sujet paraîtra sous peu dans le Journal suisse de Minéralogie et de Pétrographie.

R. WAVRE. — *Sur la force qui tendrait à rapprocher un continent de l'équateur.*

M. Wegener, dans le dernier paragraphe de son livre — *La genèse des continents et des océans* — résume les intéressantes