

Sur la propagation ascendante de l'imbibition

Autor(en): **Guye, Ch. Eug.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **16 (1934)**

PDF erstellt am: **26.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-741525>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

la longueur d'onde effective apparente, obtenue dans un spectre normal, est ¹

$$\lambda_a = \frac{b}{(n+5)T} + \frac{n\lambda_s}{n+5},$$

tandis que l'index absolu est donné par la formule ²

$$I = 2,5 \log \left(\frac{T}{T_0} \right)^4 \left(\frac{n\lambda_s + \frac{b}{T}}{n\lambda_s + \frac{b}{T_0}} \right)^{n+4}.$$

b est la constante 1,432 cm-degré.

Éliminons la température T entre ces deux expressions. Il vient

$$I = 10 \log \left(\frac{[n+5]\lambda_0 - n\lambda_s}{[n+5]\lambda_a - n\lambda_s} \right) + 2,5(n+4) \log \frac{\lambda_a}{\lambda_0},$$

où λ_0 est la longueur d'onde effective apparente d'une étoile d'index absolu nul.

L'intérêt de cette formule est qu'elle fournit directement l'index absolu en fonction des données de l'expérience, sans passer par l'intermédiaire d'une échelle de température. λ_0 et λ_a sont des résultats d'observations astronomiques. La longueur d'onde du maximum de sensibilité λ_s et l'exposant d'acuité n peuvent être obtenus au laboratoire.

Observatoire de Genève.

Ch. Eug. Guye. — *Sur la propagation ascendante de l'imbibition.*

Des expériences antérieures, effectuées en collaboration avec M. H. Saini ³, ont montré que dans une bande verticale

¹ P. ROSSIER, *De la longueur d'onde effective apparente*. Archives (5), 13; Publ. Obs. Genève, fasc. 16, 1931.

² P. ROSSIER, *Index de couleur absolu et statistique stellaire*. C. R. de la Soc. de Phys., 47, III; Publ. Obs. Genève, fasc. 13, 1930.

³ C. E. GUYE et H. SAINI, *Contribution expérimentale à l'étude énergétique des phénomènes d'imbibition*. Helv. Physica Acta, II, f. 7, p. 445-491, 1929.

de papier buvard dont la base est plongée dans un liquide et dont la hauteur est suffisamment grande pour qu'on puisse la considérer comme indéfinie, la répartition de l'imbibition en fonction de la hauteur h tend à se faire approximativement selon la formule:

$$i = i_0 e^{-kh} \quad (1)$$

i désignant le *degré d'imbibition*; c'est-à-dire le « volume de liquide imbibant un cm^3 de la substance considérée »; k étant ce que nous appellerons la *constante d'ascension*.

1. — Pour expliquer cette répartition, le plus naturel est d'admettre que l'imbibition se propage comme une « diffusion simple ». En désignant alors par $-A \frac{\partial i}{\partial h} dh$ la force élémentaire de diffusion par $\rho g i dh$ celle de la pesanteur, l'équation différentielle prend la forme

$$a \left[A \frac{\partial^2 i}{\partial h^2} - \rho g i \right] = \frac{\partial i}{\partial t}$$

dans laquelle a et A sont des coefficients de proportionnalité dépendant des unités choisies.

Nous avons étudié la solution de cette équation dans le cas général d'une bande de hauteur déterminée dont la base est maintenue en état de saturation i_0 et le sommet dans un état de dessiccation complète.

Or, si l'on connaît par l'expérience d'une part la constante d'ascension k et d'autre part le débit « en régime permanent » dans la propagation horizontale, on peut en déduire les valeurs numériques de a et A , et le problème se trouve alors entièrement déterminé.

Bien que les formules relatives au régime variable¹ soient d'un maniement peu commode, il devient néanmoins possible de comparer les résultats ainsi calculés, à ceux que fournirait l'expérience.

Dans le cas où la bande est suffisamment haute, on trouve alors par le calcul, pour la répartition finale du degré d'imbibition, une expression de la forme (1).

¹ Nous donnerons ces formules ailleurs.

2. — Une hypothèse moins simple, consiste à envisager la propagation de l'imbibition à la façon d'un phénomène d'hydrodynamique et à supposer que le mouvement du liquide est d'une part dû à des différences de pression et d'autre part que ce mouvement fait naître à l'intérieur des forces de viscosité. Mais on doit alors faire une hypothèse sur le mode d'action des forces de viscosité dans une substance plus ou moins imbibée.

Il nous a paru que le plus simple était de supposer que ces forces F sont à chaque instant et dans chaque élément de volume « proportionnelles à la viscosité du liquide; à la quantité du liquide qu'il contient (c'est-à-dire à son degré i d'imbibition) et à la vitesse de son déplacement ». Cette triple supposition est d'ailleurs assez conforme au mode d'action du frottement intérieur des liquides.

Dans le cas d'un « régime permanent déterminé », cette force de viscosité F devient une constante et l'équilibre des forces en jeu est donné par la relation :

$$- A \frac{di}{dh} - \rho g i = F .$$

La répartition de l'imbibition est alors représentée par l'expression

$$i = i_0 e^{-\frac{\rho g}{A} h} - \left[\frac{1 - e^{-\frac{\rho g}{A} h}}{\rho g} \right] F$$

laquelle se réduit aussi à une expression de la forme (1), lorsque l'influence de la viscosité F devient négligeable; ce qui se produit si le mouvement devient très lent dans une bande de grande hauteur.

On voit donc que les deux hypothèses conduisent à des conclusions identiques « en ce qui concerne la répartition finale »; mais des expériences faites à divers régimes permettraient de décider entre les deux manières d'envisager le phénomène.

Remarque. — Il semblerait, d'après la formule (1) que l'imbibition devrait se propager théoriquement jusqu'à une hauteur infinie; mais c'est là une conclusion qui appelle de sérieuses réserves.

En premier lieu, on doit se souvenir que c'est en définitive l'énergie libérée par l'imbibition qui fournit le travail nécessaire à l'ascension du liquide; nous reviendrons ailleurs sur ce point. En second lieu, même en régime permanent, la tranche de substance qui se trouve au sommet de la bande n'est jamais à un degré d'imbibition nulle; soit du fait de son contact direct avec les tranches précédentes partiellement imbibées; soit du fait que l'atmosphère dans laquelle elle débouche contient déjà de l'humidité; soit enfin que la puissance de dessiccation qui s'exerce à la partie supérieure n'est pas infinie.

Si donc l'imbibition joue quelque rôle dans l'élévation des liquides au sein des tissus végétaux, la hauteur que peuvent atteindre ces végétaux dans leur croissance doit se trouver limitée par « le degré d'imbibition compatible avec le fonctionnement des organes qui se trouvent à la partie supérieure du végétal ».

Nous ne pouvons donner ici les diverses relations auxquelles nous a conduit cette étude qui sera publiée ailleurs. Nous remarquerons cependant que toutes ces relations et les conséquences qui en découlent demeurent applicables si, au lieu d'envisager des forces d'imbibition, nous envisageons des forces d'osmose $(A_0 \frac{\partial c}{\partial h})$ dépendant de la concentration c ou même des forces capillaires $(-A_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial h})$ résultant du dessèchement de la couche d'activité sensible d'épaisseur ε , ainsi que nous en avons autrefois émis la supposition.

W.-H. Schopfer. — *Sur la nature du facteur de croissance de microorganisme.*

Tant qu'une substance considérée comme facteur de croissance n'a pas été obtenue à l'état cristallisé, il n'est guère possible de préciser sa nature chimique; seules des hypothèses sont permises et l'on ne peut qu'avec beaucoup de prudence établir des analogies entre les divers facteurs de croissance connus jusqu'à maintenant. Seuls entrent en jeu les critères physiologiques: manifestations morphologiques et physiolo-