Sur le mouvement d'ascensio d'un liquide le long de la paroi interne d'un tube mouillé et sa relation possible avec le problème de l'ascension de la sève

Autor(en): **Guye, C.-E.**

Objekttyp: **Article**

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

Band (Jahr): **8 (1926)**

PDF erstellt am: **26.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-742444

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

La pollinisation légitime, dans les deux sens, provoquait, toujours une riposte du stigmate. Dans les cas d'autopollinisation artificielle, on ne remarquait aucune riposte, alors que, cependant, une diminution de résistance était manifeste dans plusieurs cas observés.

Des deux catégories de stigmates, les dolichostylés ont été constamment trouvés plus sensibles que l'autre forme (brachystylée), à l'action des deux sortes de pollen.

Enfin, nous voulons signaler que la conductibilité a été trouvée plus grande du stigmate vers l'ovaire que dans le sens contraire.

C.-E. Guye. — *Sur le mouvement d'ascension d'un liquide le long de la paroi interne d'un tube mouillé et sa relation possible avec le problème de l'ascension de la sève.*

Le fait que l'on voit chez certains végétaux la sève s'élever parfois le long des parois des vaisseaux capillaires sans les remplir complètement, m'a engagé à reprendre d'abord le problème de Poiseuille dans ce cas particulier.

Soit un tube de rayon interne R, partiellement rempli de liquide; r_0 étant le rayon interne de la couche liquide. Si l'on néglige le frottement air-liquide vis-à-vis du frottement du liquide sur lui-même, les constantes d'intégration de l'équation différentielle relative au régime permanent sont alors déterminées par les conditions:

$$v = 0 \quad \text{pour} \quad r = \mathrm{R} \qquad \frac{dv}{dr_0} = 0 \quad \text{pour} \quad r = r_0 \,.$$

La première résulte du fait que le liquide mouille la paroi; la seconde de ce que le frottement air-liquide est nul [1].

La *vitesse d'ascension* à une distance r de l'axe est alors:

$$v'_r = \mathrm{A}\left[\frac{\mathrm{R}^2 - r^2}{4\eta} - \frac{r_0^2}{2\eta}\log\frac{\mathrm{R}}{r}\right] \qquad (1)$$

[1] Nous en donnerons ailleurs la démonstration, ainsi que celles des formules (1), (3) et (5).

tandis que, dans un tube complètement rempli, elle serait:

$$v''_r = A\left[\frac{R^2 - r^2}{4\eta}\right]. \qquad (2)$$

Dans ces expressions, A est ce que nous appellerons la pression motrice [1] et η le coefficient de viscosité ou de frottement intérieur du liquide.

De même pour les *débits*, on trouvera dans le cas du tube partiellement rempli:

$$Q' = \frac{\pi A}{8\eta}\left[R^2 - 4r_0^2 R^2 + 4r_0^4\left(\log\frac{R}{r_0} + \frac{3}{4}\right)\right] \qquad (3)$$

et pour le tube plein « entre les mêmes limites r_0 et R »:

$$Q'' = \frac{\pi A}{8\eta}[R^2 - r_0^2]^2. \qquad (4)$$

Si l'on envisage le cas particulier où la couche mobile a une épaisseur β petite en regard du rayon du tube, les formules (3) et (4) deviennent:

$$Q' = \frac{2}{3}\frac{\pi AR}{\eta}\beta^3 \qquad (5) \qquad\qquad Q'' = \frac{\pi AR^2}{2\eta}\beta^2 \qquad (6)$$

d'où, pour le *rapport des deux débits au voisinage de la paroi*, l'expression très simple:

$$\frac{Q'}{Q''} = \frac{4}{3}\frac{\beta}{R}. \qquad (7)$$

Voici maintenant les conséquences qui semblent résulter de ces formules pour le problème de l'ascension de la sève.

Rappelons d'abord que d'après les considérations d'énergétique que nous avons développées précédemment, la pression motrice A serait une fonction croissante de l'état de dessication des surfaces d'évaporation qui se trouvent généralement à la

[1] La pression motrice (pression d'aspiration) est en régime permanent de la forme $A = \frac{P_0}{h} - \rho g$; P_0 étant la pression motrice totale; h la hauteur du tube; ρ la densité du liquide et g l'accélération de la pesanteur.

partie supérieure des végétaux (stomates des feuilles, par exemple [1]). Mais le débit est en outre conditionné par les disponibilités liquides qui proviennent du sol par l'intermédiaire des racines.

Premier cas. — Si ces disponibilités sont grandes, l'ascension de la sève pourra se faire par toute la section du tube. La vitesse d'ascension est alors, comme on sait, maximum sur l'axe du tube, pour diminuer jusqu'à zéro au contact de la paroi. Si par exemple cette vitesse a la valeur 1 sur l'axe, à une distance $r = 0{,}9$ R, elle ne sera plus que 0,19. C'est donc surtout le liquide axial qui s'élève directement et rapidement vers les surfaces d'évaporation, tandis que le liquide pariétal, qui chemine plus lentement, semble devoir assurer plus particulièrement l'imbibition des tissus et la répartition latérale de la sève.

Deuxième cas. — Si les disponibilités liquides sont minimes par suite de la sécheresse du sol ou de l'état des racines, l'ascension pariétale subsistera pour ainsi dire seule. Il semble alors que la plante ait intérêt à ménager ses réserves liquides pour l'imbibition de ses propres tissus et à ne pas les diriger avec trop de prodigalité vers les surfaces d'évaporation où elles seraient rapidement gaspillées.

La formule (7) conduit à ce résultat remarquable que, plus la couche mobile pariétale a une épaisseur petite — c'est-à-dire plus on s'approche d'un desséchement dangereux pour la plante — plus le débit d'ascension pariétale est lent, comparativement à ce qu'il serait pour une même épaisseur mobile β dans le cas du tube plein. Pour $r = 0{,}1$ R, le débit pariétal est plus de 7 fois plus petit qu'il ne serait dans le cas du tube plein pour la même épaisseur β; il serait plus de 70 fois plus petit si l'on avait $r = 0{,}01$ R.

[1] Pour ne pas compliquer cet exposé, nous avons considéré la force motrice comme ayant exclusivement son siège dans les surfaces d'évaporation. Nous n'avons pas tenu compte ici de la possibilité d'une pression motrice provenant en partie de phénomènes ayant leur siège dans les racines ou ailleurs et pouvant donner lieu à des manifestations telles que la transpiration, les pleurs de la vigne, etc.

Cette comparaison suppose naturellement une même pression motrice A, c'est-à-dire un même état de desséchement des surfaces d'évaporation. En réalité, lorsque la sève arrive plus lentement aux surfaces d'évaporation, il peut en résulter que l'évaporation ne soit plus compensée par l'apport du liquide. Dans ce cas, l'état de dessication de ces surfaces augmentera, et avec lui, la pression motrice qui déterminera de la sorte un nouveau régime permanent.

En résumé, le débit d'ascension se trouverait conditionné d'une part par l'état de dessication des surfaces d'évaporation à la partie supérieure, et, d'autre part, par les disponibilités liquides que renferme le sol et qui sont captées par les racines. Le régime s'établirait alors de façon à assurer, semble-t-il, en premier lieu l'état d'imbibition des tissus de la plante.

Toutefois, quelque suggestives que soient les considérations qui précèdent, nous ne pensons pas que le problème tel que nous l'avons traité au point de vue mathématique soit physiquement possible, si la colonne gazeuse qui constitue l'axe du tube est ininterrompue. Si tel est le cas, en effet, la pression qui régnera dans cette colonne sera la pression atmosphérique, sensiblement uniforme dans toute sa longueur, tandis que la pression à l'intérieur du liquide en contact avec elle, en vertu des lois de l'hydrostatique, ira constamment en diminuant, au fur et à mesure que l'on considère un élément plus élevé; il ne pourra donc y avoir équilibre entre le gaz et le liquide en contact, sur toute la longueur du tube. Mais cet équilibre redevient possible si l'on substitue à la colonne gazeuse ininterrompue une nombreuse série de vacuoles gazeuses, dont chacune se mettra automatiquement en équilibre en prenant un volume inversément proportionnel à la pression du liquide qui l'enveloppe. Nous reviendrons ultérieurement et en détail sur ce point, en examinant le rôle que les forces capillaires des ménisques formés peuvent alors exercer.