

<b>Zeitschrift:</b>	Archives des sciences physiques et naturelles
<b>Herausgeber:</b>	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
<b>Band:</b>	19 (1937)
<b>Artikel:</b>	Calcul, pour un mélange binaire, des pressions de vapeur partielles à partir de la pression totale
<b>Autor:</b>	Boissonnas, Ch.-G.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-741866">https://doi.org/10.5169/seals-741866</a>

### 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:** 06.02.2026

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

et la molasse, n'est qu'un accident local. Cette interposition anormale s'explique par l'entraînement local de cette écaille le long d'un plan de décrochement transverse.

6) Ces conglomérats polygéniques sont bien distincts des micropoudingues polygéniques oligocènes autochtones rattachés à la molasse de Bonneville, dont ils sont séparés par une forte épaisseur de marnes (flysch ?), aux Voirons tout au moins.

Moret, rappelons-le, a démontré leur parenté lointaine. Certaines analogies lithologiques que nous avons relevées nous confirment ses vues.

#### BIBLIOGRAPHIE

- (1) E. GAGNEBIN, *Description géologique des Préalpes bordières entre Montreux et Semsales*. Mém. Soc. vaud. Sc. nat., vol. 2, no 1, 1924.
- (2) R. VERNIORY, *La géologie des Collines du Faucigny, Préalpes externes (Haute-Savoie)*. Bull. inst. national genevois, tome LI, A, fasc. III, 1937.
- (3) L. MORET, *Géologie du massif des Bornes*. Mém. Soc. géol. France, N. S., no 22, 1934.
- (4) DE QUERVAIN, *Zur Petrographie und Geologie der Taveyannaz Gesteine*. Schweiz. Min. Petr. Mitt., Bd. VIII, Heft 1.
- (5) Aug. LOMBARD, *Une nouvelle lame de Crétacé aux Voirons (Préalpes externes, Haute-Savoie)*. C. R. séances Soc. Phys. et Hist. nat., vol. , no , 1937.
- (6) P. TERMIER, *Sur l'existence de tufs d'andésite dans le flysch de La Clusaz (Haute-Savoie)*. C. R. Ac. Sc. Paris, 1891.

**Ch.-G. Boissonnas.** — *Calcul, pour un mélange binaire, des pressions de vapeur partielles à partir de la pression totale.*

L'équation de Gibbs-Duhem-Margules a été écrite, entre autres, sous la forme<sup>1</sup>

$$\frac{dp_1}{dN_1} / \frac{dp_2}{dN_2} = \frac{p_1}{N_1} / \frac{p_2}{N_2} \quad (1)$$

où  $p_1$  et  $p_2$  désignent les pressions de vapeur partielles des composants 1 et 2, et  $N_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2}$ ,  $N_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2}$ , les « fractions moléculaires »,  $n_1$  et  $n_2$  étant le nombre de molécules-grammes des composants 1 et 2 dans la phase liquide.

Cette équation exprime que l'énergie libre (de même que l'énergie interne, le volume, l'entropie, etc.) est une fonction homogène du premier degré de la masse de chacun des composants. Sous la forme (1), elle n'est rigoureuse que si les vapeurs en équilibre avec la solution suivent la loi des gaz parfaits. Dans le cas contraire,  $p_1$  et  $p_2$  doivent être remplacés par  $f_1$  et  $f_2$ , « fugacités » calculées à partir de l'équation d'état des deux vapeurs. Fondées sur l'équation (1), il existe plusieurs méthodes graphiques<sup>1</sup>, permettant de calculer, en fonction de la composition, la pression partielle de l'un des constituants lorsque celle de l'autre constituant est connue.

En revanche, il ne nous semble pas que l'on ait tiré parti du fait que la connaissance de la pression totale

$$P = p_1 + p_2$$

en fonction de la composition moléculaire de la solution, permet de calculer  $p_1$  et  $p_2$ . Or la pression totale  $P$  est relativement facile à mesurer, alors que la détermination expérimentale de  $p_1$  et  $p_2$  exige l'analyse de la phase gazeuse, opération longue et délicate.

Introduisant la pression totale dans l'équation (1), et remarquant que  $N_1 + N_2 = 1$  d'où  $dN_1 = -dN_2$ , on obtient

$$\frac{dp_2}{dN_2} = \frac{dP/dN_2}{1 - \frac{P - p_2}{p_2} \frac{N_2}{N_1}} \quad (2)$$

Pour calculer  $p_2$  (et, par suite  $p_1$ ), on pourrait représenter  $P$  en fonction de  $N_2$  par une équation empirique, et intégrer l'équation (2). Mais ce procédé est extrêmement fastidieux. Il est, en général, plus avantageux de diviser le domaine de compositions en un grand nombre d'intervalles égaux  $\Delta N_2$  et de calculer  $p_2$  (et, par suite  $p_1$ ) de proche en proche, par intégration graphique.

La pente à l'origine  $\left(\frac{dp_2}{dN_2}\right)_{N_2=0}$  est déterminée par la loi de

<sup>1</sup> LEWIS et RANDALL, *Thermodynamics*. McGraw Hill, New-York, 1923.

Raoult, suivant laquelle, pour des solutions suffisamment diluées de 2 dans 1,  $p_1$  est proportionnel à  $N_1$ :

$$p_1 = p_1^0 N_1 \quad \text{d'où} \quad dp_1 = p_1^0 dN_1$$

or

$$P = p_1 + p_2, \quad dp_2 = dP - dp_1$$

d'où

$$dp_2 = dP - p_1^0 dN_1 = dP + p_1^0 dN_2$$

ou encore

$$\left( \frac{dp_2}{dN_2} \right)_{N_2=0} = p_1^0 + \left( \frac{dP}{dN_2} \right)_{N_2=0} = P^0 + \left( \frac{dP}{dN_2} \right)_{N_2=0} \quad (3)$$

où  $p_1^0 = P^0$  est la pression de vapeur du composant 1 pur.

Nous avons utilisé à plusieurs reprises les équations (2) et (3) pour calculer les pressions partielles à partir de la pression totale. Il suffit le plus souvent de choisir  $\Delta N_2 = 0.05$ , c'est-à-dire de construire une vingtaine de points pour que la précision du résultat soit compatible avec celle des valeurs expérimentales de  $P$ .

#### *Résumé.*

La connaissance de la pression totale de la vapeur en équilibre avec une solution binaire, en fonction de la composition moléculaire de la phase condensée, permet le calcul des pressions partielles.

#### **A. J. A. van der Wyk.** — *Sur la viscosité des mélanges binaires.*

La théorie cinétique de *Maxwell* attribue aux collisions intermoléculaires la diffusion des quantités de mouvement, lorsqu'un gaz est soumis à un mouvement déformatoire constant. Il résulte de cette théorie que la viscosité d'un gaz quasi idéal (c'est-à-dire sans cohésion) augmente avec la pression et avec la température, ce qui est confirmé par l'expérience. La viscosité d'un liquide, par contre, varie peu avec la pression