



HAL
open science

Une propriété de la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés

Gerrit Bakker

► **To cite this version:**

Gerrit Bakker. Une propriété de la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1897, 6 (1), pp.131-133. 10.1051/jphystap:018970060013101 . jpa-00239977

HAL Id: jpa-00239977

<https://hal.science/jpa-00239977>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNE PROPRIÉTÉ DE LA CHALEUR DE VAPORISATION DES GAZ LIQUÉFIÉS ;

Par M. GERRIT BAKKER.

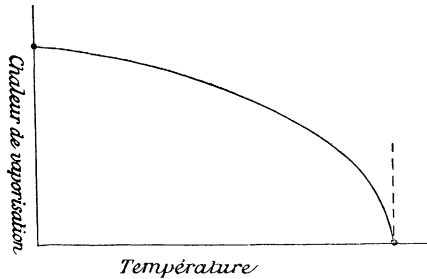
Dans un travail remarquable, M. Mathias a construit la courbe qui relie la chaleur de vaporisation r à la température T et trouvé, pour CO^2 et Az^2O , que la tangente à cette courbe (obtenue en prenant la température pour abscisse et la chaleur de vaporisation pour ordonnée) est, pour la température critique, perpendiculaire à l'axe des abscisses ; c'est-à-dire que l'on a, à cette température,

$$\frac{dr}{dT} = -\infty.$$

On peut prouver, de la manière suivante, que c'est là une propriété générale de la chaleur de vaporisation.

Soient s et σ les volumes spécifiques de la vapeur saturée et du liquide, p la pression de la vapeur saturée, A l'inverse de l'équivalent mécanique de la calorie, on a :

$$(1) \quad AT \frac{dp}{dt} = \frac{r}{s - \sigma}.$$



A la température critique $s = \sigma$, $r = 0$, de sorte que le second membre de cette égalité se présente sous la forme illusoire $\frac{0}{0}$.

D'après le théorème de L'Hôpital, on doit avoir, à la température critique,

$$(2) \quad AT \frac{dp}{dt} = \frac{\frac{dr}{dT}}{\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}}.$$

D'après la forme des isothermes, la tangente à la courbe des volumes spécifiques étant horizontale au point critique, on a $\frac{dp}{d\sigma} = \frac{dp}{ds} = 0$.

Au voisinage du point critique on a, ϵ et ϵ' étant de petites quantités positives,

$$\frac{dp}{d\sigma} = +\epsilon, \quad \frac{dp}{ds} = -\epsilon'.$$

On a évidemment:

$$\frac{dT}{d\sigma} = \frac{dT}{dp} \cdot \frac{dp}{d\sigma}.$$

Au point critique $\frac{dT}{dp}$ a une valeur finie, $\frac{dp}{d\sigma} = +\epsilon$; donc :

$$\frac{dT}{d\sigma} = +\infty.$$

On trouverait de la même manière, au point critique,

$$\frac{ds}{dT} = -\infty.$$

Par suite, dans ces conditions,

$$\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT} = -\infty.$$

La fraction

$$\frac{\frac{dr}{dT}}{\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}}$$

est finie au point critique en vertu de la relation (1), parce que $\frac{dp}{dT}$ est fini et positif; on doit donc avoir nécessairement dans ces conditions

$$\frac{dr}{dT} = -\infty.$$

C. Q. F. D.

Pour la chaleur de vaporisation interne ρ , qui est reliée à r par l'équation

$$\rho = r - Ap(s - \sigma),$$

la même propriété subsiste, car

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{dr}{dT} - Ap\left(\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}\right) - A(s - \sigma)\frac{dp}{dT}.$$

Le dernier terme du second membre est nul au point critique. L'ensemble des deux autres peut s'écrire, en vertu de (2),

$$\frac{d\rho}{dT} = A\left(T\frac{dp}{dT} - p\right)\left(\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}\right).$$

L'expression $T\frac{dp}{dT} - p$ étant essentiellement finie et positive (parce que l'accroissement relatif de pression est supérieur à l'accroissement relatif correspondant de la température), il s'ensuit qu'au point critique $\frac{d\rho}{dT}$ a pour limite $-\infty$.
