



HAL
open science

Analyse des travaux néerlandais

E. Mathias

► **To cite this version:**

E. Mathias. Analyse des travaux néerlandais. J. Phys. Theor. Appl., 1907, 6 (1), pp.312-331.
10.1051/jphystap:019070060031200 . jpa-00241213

HAL Id: jpa-00241213

<https://hal.science/jpa-00241213>

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.

ANALYSE DES TRAVAUX NÉERLANDAIS;

Par M. E. MATHIAS.

J.-J. VAN LAAR. — Sur l'allure des courbes spinodales et des courbes de plissement. — *Archives Néerlandaises*, t. X, p. 373, et t. XI, p. 224.

L'auteur cherche, pour un mélange de deux substances normales, les équations générales *sous forme finie* :

$$RT = f(v, x) \quad \text{et} \quad F(v, x) = 0,$$

de la courbe spinodale et de la courbe de plissement, dont on n'avait jusqu'ici étudié les propriétés que sur les équations différentielles dues au professeur J.-D. Van der Waals. A cet effet, M. Van Laar est parti de l'équation d'état de Van der Waals, dans laquelle b est considéré comme indépendant de v et de T ; de plus, dans les relations quadratiques :

$$\begin{cases} b = (1-x)^2 b_1 + 2x(1-x) b_{12} + x^2 b_2, \\ a = (1-x)^2 a_1 + 2x(1-x) a_{12} + x^2 a_2, \end{cases}$$

il a admis :

$$b_{12} = \frac{1}{2} (b_1 + b_2), \quad a_{12} = \sqrt{a_1 a_2},$$

ce qui transforme ces relations en :

$$\begin{cases} b = (1-x) b_1 + x b_2, \\ a = \left\{ (1-x) \sqrt{a_1} + x \sqrt{a_2} \right\}^2. \end{cases}$$

Après des transformations dans le détail desquelles nous n'entrons pas, l'auteur trouve, pour l'équation des *courbes spinodales* aux diverses températures, l'équation générale :

$$RT = \frac{2}{v^3} \left\{ x(1-x)\theta^2 + a(v-b)^2 \right\},$$

et pour la *courbe de plissement* en projection dans le plan des (v, x) :

$$\begin{aligned} x(1-x)\theta^3 \left\{ (1-2x)v - 3x(1-x)\beta \right\} \\ + \sqrt{a}(v-b)^2 \left\{ 3x(1-x)\theta(\theta - \beta\sqrt{a}) + a(v-b)(v-3b) \right\} = 0. \end{aligned}$$

Dans ces formules :

$$\begin{aligned} \theta &= \pi + \alpha(v - b), & \pi &= b_1 \sqrt{a_2} - b_2 \sqrt{a_1}, \\ \alpha &= \sqrt{a_2} - \sqrt{a_1}, & \beta &= b_2 - b_1. \end{aligned}$$

M. Van Laar donne la discussion des équations précédentes pour le cas spécial où $b_1 = b_2$, c'est-à-dire où le rapport $\frac{p_2}{p_1}$ des pressions critiques est égal au rapport $\frac{T_2}{T_1}$ des températures critiques des composantes, T_2 représentant toujours la plus haute des deux.

La discussion apprend que la courbe de plissement se compose de deux branches séparées, qui présentent un point double pour une valeur déterminée de θ . Si $\theta < 2,89$ (notamment quand $b_1 = b_2$), on a l'allure normale ; si $\theta > 2,89$, on obtient l'allure anormale, que l'on croyait jusqu'alors caractéristique des mélanges dans lesquels une composante au moins était anormale (associée).

M. Van Laar a fait voir aussi qu'il pouvait se présenter un troisième cas dont M. Kuenen a décrit des exemples.

La détermination du point double, dont la connaissance est importante parce qu'elle établit la limite entre deux types très différents pour le cas très général $b_1 \neq b_2$, a été réservée pour un autre mémoire ⁽¹⁾.

Enfin, des équations tout à fait générales de la courbe de plissement :

$$RT = f(v, x) \quad \text{et} \quad F(v, x) = 0,$$

il déduit l'allure initiale de cette courbe, c'est-à-dire l'expression :

$$\frac{1}{T_1} \left(\frac{dT_x}{dx} \right)_0 = \Delta = \theta \sqrt{\frac{1}{\pi}} \left\{ \theta \sqrt{\frac{1}{\pi}} \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi}} \right)^2 - 1 \right\},$$

ce qui est l'expression définitive pour l'élévation moléculaire de la température critique, du côté de la température la plus basse.

Un cas qui se présente fréquemment est celui où les pressions critiques des deux composantes ne diffèrent que fort peu. Si ces deux pressions sont égales,

$$\pi = 1 \quad \text{et} \quad \Delta = 0(\theta - 1).$$

(1) *Archives du musée Teyler*, 2^e série, t. X, p. 1 ; 1905.

M. Van Laar montre, à l'aide de quelques exemples, que cette formule n'est pas en désaccord avec les faits.

M. Van Laar termine son magistral travail en traitant quelques points importants, parmi lesquels nous citerons : 1° en ce qui concerne l'allure des lignes spinodales, le cas de transition au point double et la discussion de la possibilité du troisième cas ; 2° le cas particulier $\theta = 1$; 3° les relations *connodales* dans les trois cas principaux et dans le cas de transition ; 4° l'existence d'un *minimum* de température critique et, en rapport avec elle, l'existence d'un *maximum* de tension de vapeur.

J.-D. VAN DER WAALS. — La forme des sections de la surface de saturation par des plans perpendiculaires à l'axe des x , dans le cas où existe, entre deux températures, un système de trois phases. — *Archives Néerlandaises*, t. X, p. 483.

La surface de saturation $f(p, T, x) = 0$ est complètement déterminée dans le cas où les sections perpendiculaires à l'axe des T sont connues pour chaque température ; il en est alors de même de toutes les autres sections, par exemple celles qui sont perpendiculaires à l'axe des x . Or, il résulte des figures données dans un mémoire précédent (*Arch. Néerl.*, t. X, p. 284) que, bien que la partie réalisable de la surface de saturation soit assez simple de forme, la partie irréalisable a néanmoins une allure assez compliquée ; de plus, il est nécessaire de connaître aussi cette partie moins simple, si l'on veut comprendre sa relation avec la partie observable.

La complication de la partie cachée est cause qu'il n'est pas toujours aisé de trouver la forme des sections $\varphi(p, T)_{x=C^te} = 0$, même quand toutes les sections perpendiculaires à l'axe des x sont déterminées par celles qui sont perpendiculaires à l'axe des T . Le professeur Van der Waals ayant réussi à se faire une idée de l'allure de ces sections a pensé, avec raison, qu'il y aurait de l'intérêt à mettre en lumière, par une série de figures, les propriétés de ces lignes dans le cas où existe, entre deux températures, un système de trois phases.

J.-D. VAN DER WAALS. — Contribution à la théorie des mélanges. *Archives Néerlandaises*, t. XI, p. 115.

L'auteur revient d'abord sur les propriétés de la courbe critique (courbe de plissement) dans le voisinage d'une des composantes, en

utilisant, comme il le fait toujours, l'équation différentielle de cette courbe, et il obtient une expression théorique de $\frac{dT}{Tdx_0}$ en supposant constante la grandeur b de l'équation d'état. Dans le cas où les températures critiques des deux composantes sont très différentes, on peut calculer numériquement l'expression précédente ; dans le cas des mélanges d'anhydride carbonique et d'oxygène étudiés par M. Keesom, le professeur Van der Waals arrive à des vérifications très satisfaisantes. Il donne ensuite une nouvelle démonstration de la relation différentielle fondamentale d'où il est parti, pour avoir l'occasion d'examiner de plus près certaines questions qui se posent dans cette démonstration et pour la solution desquelles il utilise la thèse de M. Keesom⁽¹⁾.

L'illustre savant donne ensuite une nouvelle discussion des propriétés des sections de la surface de saturation d'un mélange binaire, au voisinage d'une des composantes, en se servant, suivant son habitude, de l'équation différentielle de la surface $f(p, x, T) = 0$, et il prouve une fois de plus que le traitement par la voie thermodynamique des questions étudiées dans les deux premiers chapitres de son mémoire permet d'en trouver une solution complète et générale. Mais on y voit aussi que la connaissance de l'équation d'état est indispensable pour le calcul de valeurs numériques dans des cas particuliers. Comme on ne connaît pas encore exactement la façon dont b dépend du volume et de la composition x du mélange, M. Van der Waals a cru tout d'abord que notre ignorance à ce sujet ne permettrait pas de déterminer exactement les propriétés de la ligne de plissement à ses extrémités et d'en établir les valeurs numériques. Mais il a reconnu plus tard qu'il suffit pour cet objet de connaître deux grandeurs relatives à l'état critique d'une substance pure et qui ont été déterminées expérimentalement ; ce sont : la valeur f que prend l'expression $\frac{T}{p} \frac{dp}{dT}$ au point critique de la composante, et le coefficient critique $\alpha = \frac{MRT_c}{p_c v_c}$.

Bien qu'on ne puisse pas se passer complètement de l'équation d'état pour le calcul de $\frac{dT}{Tdx_0}$ le long de la courbe de plissement, du

(1) KEESOM, *J. de Phys.*, 4^e série, t. IV, p. 47; 1903.

moins il n'est pas nécessaire de connaître la forme de la grandeur b .

SCHREINEMAKERS. — Cristaux mixtes dans des systèmes ternaires.
Archives Néerlandaises, 2^e série, t. XI. p. 53 et 462.

Il y a fréquemment une parfaite analogie entre les systèmes liquide-cristaux mixtes étudiés actuellement par l'auteur et les systèmes liquide-vapeur, parfois avec deux couches liquides, qu'il a examinés antérieurement. Bien qu'il soit surtout question de cristaux mixtes, les déductions du mémoire s'appliquent aussi bien aux solutions solides amorphes qu'aux cristallines, et en général à toutes les substances dont la composition change avec celle de la solution avec laquelle elles sont en équilibre.

Supposons que l'on ait construit la surface ζ au-dessus du triangle équilatéral dans lequel on représente les phases solides et liquides. Cette surface ζ peut se composer de diverses nappes. On appelle surface des liquides ou *manteau liquide* la surface qui fait connaître les valeurs de la fonction ζ pour les liquides. Quand il se présente des cristaux mixtes ternaires, on a évidemment un second manteau, qui donne les valeurs de la fonction ζ pour les cristaux mixtes : c'est le *manteau des cristaux mixtes*. On suppose, d'ailleurs, que la pression reste constante.

Soient, comme d'habitude, A, B, C les trois composantes ; on peut distinguer quatre types principaux qui sont les suivants :

Type principal I. — Deux des composantes, par exemple A et B, forment des cristaux mixtes ; A et C ou B et C n'en forment pas.

Type principal II. — Il existe des cristaux mixtes dans deux des systèmes binaires, par exemple dans A-B et A-C, mais non dans B-C.

Type principal III. — Il y a des cristaux mixtes dans chacun des trois systèmes binaires A-B, B-C, C-A.

Type principal IV. — Il n'y a pas de cristaux mixtes dans les systèmes binaires.

C'est le *type principal III* qui est théoriquement le plus général ; aussi l'auteur l'a-t-il traité avec détail, ainsi que le *type I*, le *type II* pouvant être considéré comme un cas particulier du cas plus général III.

SCHREINEMAKERS. — Les chromates alcalins.
Archives Néerlandaises, 2^e série, t. XI, p. 313.

L'auteur s'est proposé, dans ce travail, d'examiner comment se comportent les chromates et quelles sont les transformations qu'ils peuvent subir en présence de l'eau ou des autres constituants : anhydride chromique et alcali. Il a choisi à cet effet les chromates de lithium, de sodium, de potassium et d'ammonium, parce qu'ils forment non seulement des mono et des bichromates, mais encore des chromates d'ordre plus élevé.

M. Schreinemakers a pris pour composantes : K^2O , CrO^3 et H^2O , dans le cas des chromates de potassium. La raison en est que tous les sels et solutions examinés peuvent être constitués par ces trois éléments. On aurait pu faire autrement, mais cela ne modifierait en rien les conclusions.

L'auteur a constaté que tous les mono et bichromates sont solubles sans décomposition dans l'eau pure ; il en est de même des tri et tétrachromates de sodium, les autres étant décomposés par l'eau.

Le mémoire donne sur la solubilité des différents chromates alcalins des renseignements détaillés qu'il est difficile de résumer.

W. EINTHOVEN. — Sur le galvanomètre à corde (3^e mémoire).
Archives Néerlandaises, 2^e série, t. X, p. 414.

Dans ce travail, l'auteur analyse les courbes tracées par le galvanomètre à corde en partant de cette hypothèse, vérifiable pratiquement, que la résistance opposée par l'air au mouvement du fil de quartz est proportionnelle à la vitesse avec laquelle ce mouvement se produit. Il fait voir qu'elles donnent lieu à des constructions tout aussi précises que celles que fournit l'électromètre capillaire, le mode de calcul étant différent. M. Einthoven est ainsi conduit tout naturellement à parler de quelques propriétés de son galvanomètre, notamment de la tension et de la masse de la corde et de la résistance au mouvement. Il exprime en unités absolues la mesure de ces trois grandeurs et, par là, met en lumière leur signification au point de vue de l'utilité pratique de l'instrument en général, et des modifications que l'on pourrait faire subir au galvanomètre pour le faire servir à des usages particuliers.

Rappelons qu'avec un régime oscillant à longue période, l'appareil peut faire fonction de galvanomètre balistique, le déplacement de la corde étant proportionnel à la quantité d'électricité qui l'a traversée, l'un des galvanomètres de l'auteur pouvant apprécier une quantité d'électricité de 4×10^{-12} coulomb.

Avec un régime oscillant à courte période, le galvanomètre à corde peut à merveille faire office de téléphone optique ou de galvanomètre vibreur; il peut donc remplacer avantageusement le téléphone, aussi bien pour des mesures de self-induction que pour celles de résistances électrolytiques.

Pour le premier usage, l'auteur l'a employé avec succès, en remplaçant le fil de quartz argenté par un mince fil métallique tendu entre les pôles de l'électro-aimant. Il est alors très facile de faire coïncider la période des vibrations de la corde avec celle des courants alternatifs employés; il suffit de quelques secondes pour élever ou abaisser la tension du fil exactement au point voulu.

Avec un écart galvanométrique aperiodique, mais lent, l'appareil sert pour la mesure de courants, soit quand la résistance extérieure est grande, soit quand elle est faible.

Quand on utilise un écart aperiodique rapide, l'appareil est tout indiqué pour les recherches électrophysiologiques, et, alors, fréquents sont les cas où le galvanomètre à corde ne saurait être remplacé par aucun autre instrument. C'est ainsi que l'auteur emploie actuellement une même corde pour l'examen de l'électrocardiogramme, pour l'étude des bruits cardiaques et des sons en général, et pour l'observation des courants rétinien et nerveux.

H.-A. LORENTZ. — Résultats et problèmes de la théorie des électrons.
Archives Néerlandaises, 2^e série, t. XI, p. 1.

Il s'agit d'une conférence faite le 20 décembre 1904 devant la Société électrotechnique de Berlin. Ce magistral exposé de la théorie des électrons ne saurait être résumé sans être mutilé.

J.-D. VAN DER WAALS JUNIOR. — Remarques sur la dynamique de l'électron.
Archives Néerlandaises, 2^e série, t. XI, p. 296.

L'auteur part du système des cinq équations de la théorie des électrons du professeur H.-A. Lorentz, telles qu'elles sont données dans

l'Encyclopädie der Mathematischen Wissenschaften. Les quatre premières équations déterminent le champ, quand le mouvement des électrons est donné; la dernière est indépendante des quatre premières et détermine le mouvement de l'électron dans un champ électromagnétique. Mais, dans l'emploi de l'équation (V), on se heurte à des difficultés particulières, si l'on suppose qu'il n'y a pas de masse véritable; dans un certain sens, la dynamique de l'électron nous ramène alors à la mécanique d'avant Galilée, suivant laquelle les forces déterminent non l'accélération, mais la vitesse.

Quand le mouvement est une translation rectiligne sans rotation et que l'électron présente, en outre, un axe de symétrie dont la direction coïncide avec celle du mouvement, l'équation (V) prend une forme susceptible d'une interprétation simple. Une remarque, à laquelle est conduit l'auteur, permet de rendre compréhensibles les résultats de M. Sommerfeld relatifs à un mouvement avec une vitesse plus grande que celle de la lumière, et Van der Waals junior entre dans quelques détails à ce sujet.

Il termine par une remarque à propos des séries que l'on constate dans les spectres d'émission des éléments. Les équations du mouvement de l'électron sont des équations intégrales ou fonctionnelles, que l'on peut développer sous forme d'équations différentielles d'ordre infiniment élevé. Aussi la solution contient-elle des constantes en nombre indéfini. Si les équations sont linéaires, ces constantes représentent les amplitudes et les phases de vibrations harmoniques, de sorte que le système peut vibrer avec un nombre infiniment grand de périodes. Il est tout naturel de voir, avec M. Sommerfeld, une pareille série de périodes dans celles d'une série de raies spectrales; cette manière de voir présente ce grand avantage qu'il n'est pas nécessaire d'attribuer à l'atome un degré de liberté pour chaque raie spectrale; l'atome ne posséderait plus que des degrés de liberté en nombre égal à celui des séries dans son spectre.

M. Sommerfeld ayant voulu expliquer ces séries par des vibrations qui ne sont pas influencées par des actions extérieures, M. Van der Waals junior montre que cette explication ne peut être admise.

R. SISSINGH. — Notes sur la réflexion métallique. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XI, p. 206.

En 1892, le professeur H.-A. Lorentz a déduit de deux principes fondamentaux très simples, et sans faire aucune hypothèse particulière au sujet de la nature des vibrations lumineuses, les lois de la réfraction par les prismes métalliques, déjà données par MM. Voigt⁽¹⁾ et Drude⁽²⁾.

Quand la lumière tombe normalement sur le métal, le mouvement lumineux le plus simple qui puisse se produire est représenté par :

$$Ae^{-px} \sin(ct - qx - s),$$

x étant la distance à la surface limite du métal et s la phase. En supposant le métal isotrope et admettant que l'écart de la position d'équilibre, dans le mouvement lumineux, est une grandeur vectorielle déterminée par des équations différentielles linéaires et homogènes, M. Lorentz a déduit les autres mouvements lumineux possibles dans le métal.

En suivant pas à pas la méthode de l'illustre savant, M. Sissingh a pu édifier d'une manière simple la théorie de la réflexion métallique. Il arrive, pour l'intensité de la lumière réfléchie et pour la différence de phase avec le faisceau incident, à des expressions conformes à celle de Cauchy.

On voit que deux grandeurs constantes sont suffisantes pour déterminer la façon dont les métaux se conduisent au point de vue optique; ces deux grandeurs, dans la théorie de M. Sissingh, ont une signification physique bien déterminée; ce sont $n_0 = \frac{\lambda}{\lambda_1}$ (λ et λ_1 étant les longueurs d'onde de la lumière dans l'air et dans le métal), et k_0 le coefficient d'absorption quand on suppose que la lumière se propage dans le métal perpendiculairement à la face d'entrée.

Remarquons, enfin, que les relations auxquelles arrive l'auteur sont applicables pour toute valeur du coefficient d'absorption k . La réflexion par des corps transparents est donc un cas particulier de la réflexion métallique.

(1) VOIGT, *Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 444; 1885.

(2) DRUDE, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 666; 1891.

Puisque les théories de la réflexion métallique données par Cauchy, Ketteler, Voigt et Lorentz conduisent à des résultats identiques, il doit être possible de déduire de la théorie de Cauchy les deux relations que donnent les théories de Ketteler, Voigt et Lorentz entre l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption, pour une lumière qui tombe normalement ou obliquement sur le métal, c'est-à-dire les équations fondamentales du mouvement lumineux.

L'idée fondamentale de la théorie de Cauchy étant l'introduction d'une grandeur complexe (imaginaire) comme indice de réfraction, M. Sissingh en a déduit simplement les deux équations fondamentales cherchées.

W.-H. JULIUS. — Une nouvelle méthode pour déterminer la loi suivant laquelle le pouvoir rayonnant du disque solaire varie du centre au bord. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XI, p. 344.

On sait que l'éclat du disque solaire diminue notablement du centre vers le bord. Bien que cette particularité importante du phénomène solaire soit une des premières dont chaque théorie du Soleil dût rendre compte, elle conduit à des problèmes tellement difficiles qu'une explication satisfaisante manque encore complètement pour le moment. Même l'étude empirique de la loi suivant laquelle le pouvoir rayonnant varie à travers le disque n'est pas encore fort avancée. Les résultats obtenus par divers observateurs en explorant l'image du Soleil par un photomètre, une pile thermo-électrique, un bolomètre ou un radiomicromètre sont assez discordants. D'après M. Julius, il y a une erreur systématique tenant à ce qu'en un point quelconque de l'image du Soleil on n'observe pas seulement le rayonnement provenant du point correspondant du disque, mais encore des rayons dispersés émanant d'autres points. Cet effet perturbateur agit d'une manière égalisante, les parties marginales du Soleil recevant une plus grande quantité de rayons dispersés, venant des portions centrales du disque, que les parties centrales de l'image n'en reçoivent des parties marginales.

Il est possible d'éviter complètement cette source d'erreurs en employant une méthode dans laquelle le pouvoir rayonnant des diverses régions solaires est déduit d'observations faites pendant une éclipse totale du Soleil.

Supposons que nous connaissions exactement la courbe représen-

tant l'intensité du rayonnement solaire en fonction du temps, depuis le premier jusqu'au quatrième contact; cette courbe nous apprend la quantité dont le rayonnement total a augmenté ou diminué entre deux instants quelconques. Chaque accroissement, positif ou négatif, est causé exclusivement par des rayons provenant du fuseau du disque solaire que le bord de la Lune semble avoir traversé entre ces deux instants. A partir du troisième contact, divisons le temps en intervalles égaux de deux minutes et traçons la position du bord de la Lune sur le disque solaire à la fin de chaque intervalle. Le disque est partagé en 39 bandes étroites qui fournissent les quantités connues a, b, c, \dots , dont la somme donne le rayonnement total.

Supposons maintenant que le rayonnement varie uniquement avec la distance au centre du Soleil; divisons le Soleil en n zones concentriques, et soit $x_\alpha, x_\beta, \dots, x_\gamma$ le rayonnement par unité de surface fourni par ces zones: on peut écrire 39 équations de conditions permettant de trouver les inconnues $x_\alpha, x_\beta, \dots, x_\gamma$.

M. Julius a appliqué cette méthode aux observations de l'expédition hollandaise de Burgos, lors de l'éclipse du Soleil du 30 août 1905. Il a trouvé ainsi, pour le rayonnement par unité de surface, à des distances du centre du Soleil exprimées en millièmes du rayon du disque :

$$\begin{array}{llll} x_0 = 0,4388, & x_{100} = 0,4380, & x_{200} = 0,4240, & x_{300} = 0,4278, \\ x_{400} = 0,4153, & x_{500} = 0,3843, & x_{600} = 0,3662, & x_{700} = 0,3488, \\ x_{775} = 0,3290, & x_{825} = 0,3023, & x_{875} = 0,2504, & x_{925} = 0,2166, \\ x_{975} = 0,1595. & & & \end{array}$$

La loi de décroissement du centre vers les bords est plus rapide que celle qui résulte des mesures de MM. Wilsol et Frost; elle reste néanmoins assez voisine des résultats de M. Frost entre le centre du disque et la moitié du rayon.

H. ZWAARDEMAKER. — Sur la pression des ondes sonores dans l'organe de Corti. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. X, p. 496.

D'après l'hypothèse d'Helmholtz-Hensen, les vibrations sonores qui pénètrent par l'étrier dans l'oreille interne y provoquent une résonance des fibres, transversalement tendues, de la membrane basilinaire. Suivant la hauteur du son, telle ou telle fibre se met à vibrer fortement, et ce mouvement se communique aux cellules épithéliales

sensibles de l'organe de Corti, ce qui provoque l'excitation de certaines fibres nerveuses. C'est grâce aux fibres nerveuses ainsi atteintes que nous reconnaissons la note.

On croyait autrefois que la fibre vibrait dans toute sa longueur comme une corde librement tendue; on s'est aperçu plus tard que la *zone lisse* (partie de la membrane que les arcades de Corti recouvrent à la façon d'une voûte) *reste en repos*, tandis que la *zone pectinée* (partie de la membrane non recouverte par les arcades) *effectue les plus grands écarts*. Il s'ensuit que la faculté de résonance ne peut être, à bon droit, attribuée qu'aux fibres de la zone pectinée.

L'auteur a reproduit aussi fidèlement que possible, dans un modèle, les circonstances qui se présentent dans l'organe de Corti. Une corde en acier, horizontale, épaisse d'un demi-millimètre et un peu plus longue qu'un mètre, représente une fibre transversalement tendue de la membrane basilaire. Sur une des extrémités s'appuie une reproduction en bois des arcades de Corti. L'autre extrémité est fixée à l'une des branches d'un diapason dont les vibrations, transversales par rapport à la corde, sont entretenues électriquement. En chargeant suffisamment les arcades de Corti et en réglant la tension de la corde au moyen d'une vis micrométrique, il est possible de faire résonner le système avec le diapason, de telle sorte que de faibles écarts de ce dernier donnent lieu à des écarts particulièrement grands de la zone pectinée. On constate alors : 1° de grands écarts de la zone pectinée; 2° l'immobilité de la zone lisse; 3° l'immobilité des arcades de Corti; 4° l'immobilité de la masse de charge, circonstances qu'on trouve réalisées dans l'organe de Corti véritable.

Dans un travail sur la pression produite par les vibrations, lord Rayleigh a traité un cas simple qui est presque identique à celui du dispositif précédent; guidé par cette analogie, M. Zwaardemaker a montré que son modèle permet de mettre en évidence la pression en question; pour lui, *c'est la pression produite par les vibrations sonores qui doit être la cause immédiate de l'audition*. Il termine son mémoire en montrant que sa manière de voir n'est pas absolument liée à la théorie d'Helmholtz-Hensen et qu'elle est également admissible dans la théorie d'Ewald.

H. KAMERLINGH ONNES ET SES COLLABORATEURS. — Contribution à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XI, p. 358.

Ce sont, traduits en français, des mémoires analysés précédemment dans ce recueil en tant que communications du Laboratoire de Leyde.

Les mémoires dont il est question sont les suivants :

I. *L'examen graphique et le pli transversal* par H. Kamerlingh Onnes;

II. *La portion du pli transversal voisine du point de plissement dans les expériences de M. Kuenen sur la condensation rétrograde*, par H. Kamerlingh Onnes et M. Reinganum;

III. *Recherche concernant le pli transversal de la surface ψ de Van der Waals*, par Ch.-M.-A. Hartman;

IV. *Recherches sur la compressibilité et la condensation de mélanges d'anhydride carbonique et d'hydrogène*, par J.-E. Verschaffelt.

D^r ARTHUR-W. GRAY. — Application of the baroscope to the determination of the densities of gazes and vapours. — Preliminary Notice (Application du baroscope à la mesure des densités des gaz et des vapeurs. — Note préliminaire). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n^o 94.

Le système oscillant consiste en un fléau de verre de 7 centimètres de long, porté par un fil de quartz de 14 millimètres tendu par un châssis de verre; à ses extrémités, le fléau porte, d'un côté, un réservoir sphérique en verre soufflé et, de l'autre, une coupe hémisphérique de même poids, faite avec le même verre, et de même diamètre (1 centimètre) que le réservoir. Le poids total du système oscillant est de 0^{gr},67; il porte un miroir plan qui permet, à l'aide d'un prisme à réflexion totale et d'une échelle divisée placée à 2^m,55 du miroir, d'apprécier les déplacements angulaires de celui-ci. Avec un fil de quartz de 0^{cm},003 de diamètre, une variation de 0^{mm},1 de l'échelle indique une variation de la densité de l'air de $\frac{1}{6.000}$ à la pression et à la température ordinaires. Cet appareil peut évidemment servir pour apprécier de petites variations de densité du milieu dans lequel il est placé, à condition qu'il soit convenablement taré à l'avance.

D^r H. KAMERLINGH ONNES. — Methods and apparatus used in the cryogenic laboratory. — VII. A modified cryostat. — VIII. Cryostat with liquid oxygen for temperatures below -210° C. — IX. The purification of gases by cooling combined with compression, especially the preparation of pure hydrogen. — X. How to obtain baths of constant and uniform temperature by means of liquid hydrogen. — XI. The purification of hydrogen for the cycle. — XII. Cryostat especially for temperatures from -252° to -259° . — XIII. The preparation of liquid air by means of the cascade process. — XIV. Preparation of pure hydrogen through distillation of less pure hydrogen (Méthodes et appareils en usage au laboratoire cryogène. — VII. Modification du cryostat. — VIII. Cryostat à oxygène liquide pour les températures inférieures à -210° C. — IX. Purification des gaz par le refroidissement combiné avec la pression, et spécialement préparation d'hydrogène pur. — X. Manière d'obtenir des bains à température constante et uniforme au moyen d'hydrogène liquide. — XI. Purification de l'hydrogène devant servir au cycle. — XII. Cryostat pour les températures allant de -252° à -259° . — XIII. Préparation de l'air liquide par le procédé de la cascade. — XIV. Préparation d'hydrogène pur par la distillation de l'hydrogène moins pur). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n^o 94.

Les communications VII et VIII consistent dans la description d'un cryostat de plus grandes dimensions que ceux qui avaient été préalablement utilisés, ou devant fonctionner à des températures plus basses. Il s'agit là de détails minutieux de construction qu'il est difficile de résumer en peu de mots. Les communications suivantes ont une portée plus haute. On se rappelle que le laboratoire cryogène de Leyde fonctionne au moyen d'une cascade de températures entretenue par un triple cycle à chlorure de méthyle, à éthylène et à oxygène. Conformément à l'espoir qu'il avait formulé autrefois, l'éminent directeur du Laboratoire de physique de Leyde a complété sa cascade par un cycle à hydrogène liquide. La difficulté pratique consiste en ce que l'évaporation de l'oxygène liquide, même dans le vide, ne suffit pas pour atteindre la température critique de l'hydrogène ; pour la liquéfaction de celui-ci, il faut absolument avoir recours au refroidissement produit par la détente adiabatique du gaz préalablement refroidi par l'oxygène liquide. Il s'ensuit que le cryostat à hydrogène liquide est d'une construction plus compliquée encore que les précédents ; il faut dire que le bain intérieur de ce cryostat ne contient pas moins de 1^{lit},5 d'hydrogène liquide et que la température de ce bain est maintenue constante à $0^{\circ},01$ près.

On se sert pour cela d'hydrogène absolument pur obtenu par électrolyse.

L'air, privé de son acide carbonique par une solution de soude,

comprimé à 10 atmosphères, refroidi par l'oxygène liquide et se détendant, se liquéfie aisément; on peut recueillir environ 9 litres d'air liquide par heure et aisément un demi-hectolitre par jour!

D^r J.-E. VERSCHAFFELT. — Contributions to the knowledge of Van der Waals ψ surface. — X. On the possibility of predicting the properties of mixtures from those of the components (Contributions à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. — X. Possibilité de prédire les propriétés des mélanges au moyen des propriétés de leurs composantes). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, Supplément, n^{os} 11 et 12.

Le mémoire a pour but de montrer que les propriétés spéciales des mélanges sont convenablement représentées par l'équation primitive de Van der Waals :

$$p = \frac{RT}{v - b_x} - \frac{a_x}{v^2}$$

quand on pose :

$$\begin{aligned} a_x &= a_{11}(1-x)^2 + 2a_{12}x(1-x) + a_{22}x^2, \\ b_x &= b_{11}(1-x)^2 + 2b_{12}x(1-x) + b_{22}x^2, \end{aligned}$$

avec les simplifications :

$$a_{12} = \sqrt{a_{11}a_{22}}, \quad b_{12} = \frac{1}{2}(b_{11} + b_{22}).$$

Pour les mélanges de CH_3Cl et CO_2 (Brinkman), de CO_2 et H^2 (Verschaffelt), de CO_2 et O^2 (Keesom), de HCl et C^2H^6 (Quint), la comparaison des valeurs expérimentales et calculées de T_{xk} et de P_{xk} pour les mélanges très variés est satisfaisante, sans être parfaite dans tous les cas.

Dans les cas des mélanges de CO_2 et H^2 , la température et la pression du point de plissement pour les mélanges $x = 0,1, 0,2, \dots, 0,9$, calculées ainsi qu'il vient d'être dit, concordent parfaitement avec les résultats expérimentaux de M. Hartman.

D^r J.-E. VERSCHAFFELT. — Mesures relatives au changement de pression par substitution d'une composante par une autre dans des mélanges d'anhydride carbonique et d'hydrogène. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, Supplément, n^o 13.

On sait qu'à la température ordinaire et aux basses pressions l'hydrogène et l'anhydride carbonique s'écartent dans des sens différents des lois des gaz parfaits.

Il était donc à prévoir qu'un certain mélange de ces deux gaz se conformerait à cette loi en deuxième approximation. Pour un mélange de x molécule d'hydrogène avec $1 - x$ molécule de CO_2 , on a, à la température ordinaire,

$$pv = 1 + \varepsilon + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2}.$$

D'après M. Verschaffelt, la valeur B_0 du coefficient de $\frac{1}{v}$ à 0° est donnée en fonction de x par la formule suivante :

$$B_0 = 0,00069x^2 - 0,00106x(1 - x) - 0,0068(1 - x)^2,$$

qui s'annule pour $x = 0,8$. Lorsqu'on fait varier la température, la composition du mélange qui suit la loi de Mariotte en deuxième approximation ne change pas notablement avec la température; elle se déplace lentement du côté de l'anhydride carbonique, qui ne suit la loi de Mariotte qu'à une température très élevée.

Le fait que l'écart de la loi de Mariotte peut être convenablement représenté par une relation du 2^e degré en x constitue une vérification des formules quadratiques de Van der Waals pour a_x et b_x . En effet, pour de grandes valeurs de v , l'isotherme d'un mélange binaire peut s'écrire :

$$pv = RT + \frac{RTb_\infty - a_\infty}{v}.$$

où a_∞ et b_∞ sont les valeurs limites, pour $v = \infty$, des grandeurs a_x et b_x considérées comme fonctions de v . Comme a_∞ et b_∞ sont des fonctions du 2^e degré en x , il doit en être de même de la différence $b_\infty - a_\infty$, qui n'est autre chose que le coefficient B_0 .

Loi de Dalton. — Réunissons dans un même volume x molécule-gramme d'hydrogène et $1 - x$ molécule-gramme de CO_2 et prenons comme unité de volume le volume normal théorique d'une molécule-gramme; si v est, à 0° , la valeur du volume considéré, mesuré avec cette unité, les pressions que les deux gaz exerceraient individuellement sont :

$$p_1 = \frac{x}{v} \left(1 + \frac{0,00069x}{v} \right) \quad \text{et} \quad p_2 = \frac{1-x}{v} \left(1 - \frac{0,0068(1-x)}{v} \right).$$

Comme la pression réellement exercée est :

$$p = \frac{1}{v} + \frac{B_0}{v^2}.$$

on trouve que par le mélange la pression subit une variation :

$$\Delta p = p - (p_1 + p_2) = -0,00106 \frac{x(1-x)}{v^2}.$$

Cette pression est une *diminution* qui atteint sa plus grande valeur pour $x = \frac{1}{2}$; elle est alors de 0^{mm},21 de mercure.

Δp diminue à mesure que la température s'élève; à une température voisine de 75°, l'écart de la loi de Dalton s'annule pour changer de signe ensuite.

Si, au contraire, on prend x molécule-gramme de H et $1-x$ molécule-gramme de CO² à 0° et sous la même pression p , et qu'on les mélange de telle sorte que le volume reste la somme des volumes occupés par les quantités mélangées, par le mélange la pression subit une variation :

$$\delta p = 0,00505x(1-x)p^2,$$

qui est une augmentation, laquelle est maxima pour $x = \frac{1}{2}$ et atteint alors, pour $p = 1$ atmosphère, 0^{mm},96 de mercure, ce qui est parfaitement d'accord avec l'observation de M. Braun.

D^r H. KAMERLINGH ONNES et D^r W. HEUSE. — On the measurement of very low temperatures. — V. The expansion coefficient of Jena and Thuringer glass between + 16° and - 182° C. (Sur la mesure des très basses températures. — V. Le coefficient de dilatation du verre d'Iéna et de Thuringe entre + 16° et - 182° C.). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 85.

À Leyde, le thermomètre à hydrogène est pris comme étalon pour les très basses températures. Pour atteindre le degré de précision désirable, il est nécessaire de connaître à 1/0 près les coefficients des formules :

$$L = L_0(1 + at + bt^2), \quad V = V_0(1 + k_1t + k_2t^2),$$

qui donnent la dilatation linéaire et cubique du verre d'Iéna 16^{mm} dont il est formé. Une semblable détermination devait être faite pour le verre de Thuringe (n° 50) avec lequel sont faits les piézomètres qui ont été décrits antérieurement.

Pour la dilatation linéaire, on a mesuré à la température ordinaire, vers - 90° et vers - 180°, les longueurs de tiges des deux espèces

de verre. On en a tiré :

Pour le verre d'Iéna 16^{uu}..... $a = 7,74 \times 10^{-6}$, $b = 0,00882 \times 10^{-6}$
 — de Thuringe (n° 50). $a = 9,15 \times 10^{-6}$, $b = 0,0119 \times 10^{-6}$

Pour la dilatation cubique, on a pris des coefficients triples des précédents, savoir :

Pour le verre d'Iéna 16^{uu}..... $k_1 = 23,21 \times 10^{-6}$, $k_2 = 0,0265 \times 10^{-6}$
 — de Thuringe (n° 50). $k_1 = 27,45 \times 10^{-6}$, $k_2 = 0,0357 \times 10^{-6}$

D^r H. KAMERLINGH ONNES et C.-A. CROMMELIN. — On the measurement of very low temperatures. — IX. Comparison of a thermo-electric element constantan-steel with the hydrogen thermometer (Sur la mesure des très basses températures. — IX. Comparaison d'un élément thermoélectrique constantan-acier avec le thermomètre à hydrogène). — *Communications from the Physiscal Laboratory of Leiden*, n° 95.

Ces comparaisons, étendues entre 0° et la température d'ébullition de l'hydrogène, sont mal représentées par la formule d'Avenarius (E en microvolts) :

$$E = a \frac{t}{100} + b \left(\frac{t}{100} \right)^2.$$

Avec une formule de même forme, mais du 3^e degré, l'accord est bien meilleur sans être encore parfait, l'écart entre la formule et l'expérience étant de l'ordre du degré (0°,94) vers — 200°.

Il a fallu admettre une formule du 5^e degré pour avoir une représentation satisfaisante ; encore faut-il exclure les températures relatives à l'hydrogène liquide, qui exigeraient probablement un terme en $\left(\frac{t}{100} \right)^6$.

A cela près, la formule du 5^e degré ne donne que des erreurs de quelques centièmes de degré, sauf vers — 259°, où elles atteignent 0°,74.

D^r H. KAMERLINGH ONNES et J. CLAYE. — On the measurement of very low temperatures. — X. Coefficient of expansion of Jena glass and of platinum between + 16° and — 182°. — XI. A comparison of the platinum resistance thermometer with the hydrogen thermometer. — XII. Comparison of the platinum resistance thermometer with the gold resistance thermometer (Sur la mesure des très basses températures. — X. Coefficient de dilatation du verre d'Iéna et du platine entre + 16° et — 182°. — XI. Comparaison du thermomètre à résistance de platine avec le thermomètre à hydrogène. — XII. Comparaison du thermomètre à résistance de platine avec le thermomètre à résistance en or). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 95.

Les auteurs calculent à nouveau les coefficients a et b , k_1 et k_2 de la dilatation linéaire et cubique du verre d'Iéna 16^m, en utilisant des mesures de température plus précises que celles qu'avaient utilisées MM. K. Onnes et Heuse et ils peuvent représenter la dilatation linéaire par une formule du 3^e degré :

$$l_t = l_0 \left\{ 1 + a \frac{t}{100} + b \left(\frac{t}{100} \right)^2 + c \left(\frac{t}{100} \right)^3 \right\}.$$

D'autre part, ils trouvent qu'entre 0° et — 190° le coefficient de dilatation moyen du verre de Thuringe (n° 50) est 0,00002074.

La courbe qui représente la résistance du platine en fonction de la température du thermomètre à hydrogène présente un point d'inflexion vers — 180°.

Il s'ensuit que la représentation du rapport $\frac{W_t}{W_0}$ des résistances du platine à t° et à zéro, par un développement en série, suivant les puissances croissantes de $\frac{t}{100}$, présente des difficultés particulières qui contraignent les auteurs à essayer différents types de formules qui représentent remarquablement leurs mesures.

De la même façon ils arrivent à représenter la résistance en or par une formule qui marche d'accord avec l'expérience même à — 259°. Le point d'inflexion de la courbe de la résistance de l'or en fonction de la température est vers — 220°.

D^r H. KAMERLINGH ONNES et C. BRAAK. — On the measurement of very low temperatures. — XIII. Determinations with the hydrogen thermometer (Sur la mesure des très basses températures. — XIII. Déterminations faites avec le thermomètre à hydrogène). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 95.

Des détails donnés par les auteurs, il s'ensuit que, avec le thermomètre étalon à hydrogène du laboratoire de Leyde, les plus basses températures peuvent être mesurées à $\frac{4}{50}$ de degré près si l'on prend des précautions convenables, si l'on en excepte peut-être les mesures faites dans l'hydrogène liquide.

A son point de fusion sous la pression atmosphérique, la tension des vapeurs de l'hydrogène atteint 53^{mm},82 de mercure. Il est digne de remarque que, dans les déterminations du point zéro du thermomètre à hydrogène, la pression décroît lentement avec le temps. P. Chappuis a observé un décroissement pareil avec son thermomètre sous la pression de 1 mètre de mercure.

D^r H. KAMERLINGH ONNES et CROMMELIN.
Note sur la communication précédente.

Les recherches ultérieures des auteurs sur la comparaison de l'élément thermoélectrique constantan-acier avec le thermomètre à hydrogène montrent que la formule à quatre termes :

$$E = a \frac{t}{100} + b \left(\frac{t}{100} \right)^2 + c \left(\frac{t}{100} \right)^3 + d \left(\frac{t}{100} \right)^4,$$

représente aussi bien les mesures que la formule à cinq termes.

E. MATHIAS.
