

Zeitschrift:	Bulletin technique de la Suisse romande
Band:	66 (1940)
Heft:	14
Artikel:	Une nouvelle représentation graphique des transformations chaleur-travail: le diagramme enthalpie-potentiel thermodynamique (i - \varnothing) et ses applications
Autor:	Colombi, Ch.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-50657

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: 26.01.2026

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

BULLETIN TECHNIQUE

DE LA SUISSE ROMANDE

ABONNEMENTS :

Suisse : 1 an, 12 francs
Etranger : 14 francs

Pour sociétaires :
Suisse : 1 an, 10 francs
Etranger : 12 francs

Prix du numéro :
75 centimes.

Pour les abonnements
s'adresser à la librairie
F. Rouge & C^{ie}, à Lausanne.

Paraissant tous les 15 jours

Organe de la Société suisse des ingénieurs et des architectes, des Sociétés vaudoise et genevoise des ingénieurs et des architectes, de l'Association des anciens élèves de l'Ecole d'ingénieurs de l'Université de Lausanne et des Groupes romands des anciens élèves de l'Ecole polytechnique fédérale. —

COMITÉ DE PATRONAGE. — Président: R. NEESER, ingénieur, à Genève ; Vice-président: M. IMER, à Genève ; secrétaire: J. CALAME, ingénieur, à Genève. Membres: *Fribourg*: MM. L. HERTLING, architecte; A. ROSSIER, ingénieur; *Vaud*: MM. F. CHENAUX, ingénieur; E. ELSKES, ingénieur; EPITAUX, architecte; E. JOST, architecte; A. PARIS, ingénieur; CH. THÉVENAZ, architecte; *Genève*: MM. L. ARCHINARD, ingénieur; E. ODIER, architecte; CH. WEIBEL, architecte; *Neuchâtel*: MM. J. BÉGUIN, architecte; R. GUYE, ingénieur; A. MÉAN, ingénieur cantonal; *Valais*: M. J. DUBUIS, ingénieur; A. DE KALBERMATTEN, architecte.

RÉDACTION: D. BONNARD, ingénieur, Case postale Chauderon 475, LAUSANNE.

CONSEIL D'ADMINISTRATION DE LA SOCIÉTÉ ANONYME DU BULLETIN TECHNIQUE
A. STUCKY, ingénieur, président; M. BRIDEL; G. EPITAUX, architecte; M. IMER.

SOMMAIRE: *Une nouvelle représentation graphique des transformations chaleur-travail*, par M. CH. COLOMBI, ingénieur, professeur à l'Ecole d'ingénieurs de l'Université de Lausanne. — *La combustion du bois dans les installations de chauffages centraux*. — *Exposition d'architecture française contemporaine*. — *Ecole d'ingénieurs de l'Université de Lausanne: Dernière leçon du professeur Maurice Lugeon*. — *Société suisse des ingénieurs et des architectes: Allocation pour perte de gain aux militaires de condition indépendante*. — *DIVERS: A propos de la Dixence*. — *BIBLIOGRAPHIE*. — *Cours de soudure électrique à Baden*. — *SERVICE DE PLACEMENT*.

Une nouvelle représentation graphique des transformations chaleur-travail.¹

Le diagramme enthalpie-potentiel thermodynamique (*i*-Φ)
et ses applications,

par M. CH. COLOMBI, ingénieur, professeur à l'Ecole d'ingénieurs
de l'Université de Lausanne.

I. Résumé des bases ayant servi à l'établissement des graphiques.

C'est spécialement à l'usage des praticiens pour qui les recherches et les démonstrations contenues dans la première partie de ce travail ne présentent pas un intérêt immédiat et dont le temps est trop limité pour qu'ils aient la possibilité d'en consacrer à l'étude de questions plus spécialement théoriques, que nous avons estimé utile de résumer en ce paragraphe ce qu'il y a, en ce qui précède, d'essentiel pour l'emploi des diagrammes *i*—Φ. Il sera ainsi possible au lecteur qui ne pourra approfondir les problèmes exposés ci-dessous d'étudier ce qui concerne l'usage pratique des diagrammes *i*—Φ en ayant une connaissance suffisante des principes sur lesquels cette représentation graphique se base, mais

¹ Nous reproduisons ici l'un des chapitres du remarquable ouvrage que vient de publier M. le professeur *Colombi* et dont nos lecteurs trouveront par ailleurs (p. 160 de ce numéro) une analyse complète. Félicitons l'auteur et les éditeurs les maisons *Rouge & C^{ie}*, à Lausanne, et *Dunod*, à Paris, d'avoir mené à chef, malgré les circonstances présentes, une publication qui sera sans aucun doute fort bien accueillie par tous ceux qu'intéressent les multiples problèmes techniques que posent de manière toujours plus pressante l'industrie du froid et de la chaleur. (Réd.)

ANNONCES

Le millimètre sur 1 colonne,
largeur 47 mm :
20 centimes.

Rabais pour annonces
répétées.

Tarif spécial
pour fractions de pages.

Fermage des annonces :
Annonces Suisses S. A.
8, Rue Centrale (Pl. Pépinet)
Lausanne

sans entrer dans des discussions de détail qui, pour celui qui vise à un emploi convenable d'auxiliaires de calcul prêts à l'usage, ne présentent qu'un intérêt secondaire.

Un diagramme *i*—Φ découle de la connaissance de deux relations fondamentales de la thermodynamique qui définissent, l'une, l'enthalpie *i* et, l'autre, le potentiel thermodynamique *Φ*. Ces équations sont :

$$di = T.ds + A.\vartheta.dp$$

$$d\Phi = -s.dT + A.\vartheta.dp$$

avec

T = température absolue = 273,1 + *l*^o*C*

s = entropie (Clausius) avec *ds* = $\frac{dQ}{T}$

A = coefficient d'équivalence = 1 : 427,2 (Cal/kg.m)

φ = volume spécifique (m³/kg)

p = pression (kg/m²)

Il résulte encore du choix des unités qui vient d'être noté que *i* et *Φ* sont comptés en Cal/kg.

Les relations qui définissent *i* et *Φ* en fonction d'autres variables telles que *p*, *φ*, *T*, *s* dépendent de la nature du corps considéré, de telle sorte que pour chaque corps (ou système de corps) et, d'une façon plus restrictive encore, pour chaque partie du domaine d'existence d'un corps ou d'un système de corps, on pourra construire un diagramme *i*—Φ, mais on ne le pourra que pour autant que des recherches expérimentales auront mis en évidence des relations telles que

$$p = f_1(i, \Phi) \quad \varphi = f_2(i, \Phi)$$

$$T = f_3(i, \Phi) \quad s = f_4(i, \Phi)$$

ou d'autres telles que, en ayant recours à des procédés de calculs divers, on puisse en déduire analytiquement ou graphiquement celles que nous venons de mentionner.

Actuellement, les investigations de la physique ont été très poussées pour un grand nombre de corps qui, au point de vue des applications techniques, ont une importance de premier ordre, de telle sorte que, dans beaucoup de cas, les données expérimentales auxquelles nous venons de faire allusion en ce qui précède, sont disponibles, convenablement établies et présentées.

En choisissant attentivement les bases expérimentales utiles dans les publications les plus appréciées qui en font état à défaut de données provenant de recherches personnelles, nous avons établi les diagrammes relatifs à trois corps qui sont d'un emploi particulièrement fréquent dans la technique actuelle (fig. 1, 2 et 3). Ces corps sont :

- l'ammoniac (NH_3)
- l'anhydride carbonique (CO_2)
- l'air atmosphérique.

Nous nous réservons de compléter au fur et à mesure des besoins et des possibilités cette documentation graphique et répétons ce que nous avons dit au sujet des diagrammes actuellement établis en ce qui précède, soit que nous serons fort obligé aux lecteurs qui voudront bien nous signaler les améliorations de nos diagrammes que la pratique rendra souhaitables afin que nous puissions par la suite tenir le plus large compte possible des suggestions qui nous parviendront.

Pour établir ces divers diagrammes, il a été fait choix de points (états) initiaux, soit de zéros pour les quantités (i , Φ , s par exemple) dont les calculs ne déterminent que des variations, soit dont les zéros mêmes peuvent être fixés arbitrairement. Ce choix a eu lieu sur la base de considérations qui ont été exposées en détail dans les paragraphes précédents, mais qui sont sans importance en ce qui concerne l'usage pratique de diagrammes déjà tracés.

Chacun des diagrammes établis comporte des réseaux de courbes relatifs à des transformations déterminées des corps dont les états thermiques sont représentés par

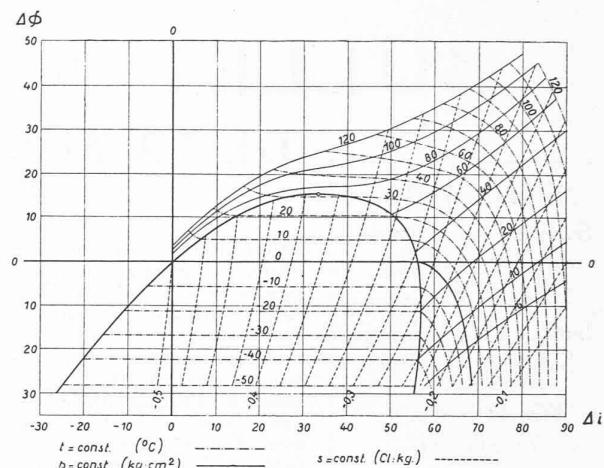


Fig. 2. — Reproduction du diagramme $i-\Phi$ pour l'anhydride carbonique.

le diagramme en cause. Naturellement tout réseau (comme toute courbe d'un réseau) jouit de certaines propriétés qui la définissent au point de vue graphique aussi. Sauf en ce qui concerne quelques exceptions sur lesquelles nous reviendrons lorsque cela sera utile, ces propriétés sont dépourvues d'intérêt pour l'utilisation de graphiques existants, soit de diagrammes complets disponibles.

Les réseaux de courbes qui ont été tracés dans les diagrammes cités sont les suivants :

- a) courbes isobares $p = ct.$
- b) courbes isothermes $t = ct.$
- c) courbes isentropiques $s = ct.$
- d) courbes à volume spécifique constant (sauf pour l'air) $v = ct.$

En outre, pour les diagrammes relatifs à des corps se présentant sous deux phases différentes dans le domaine auquel s'étend la représentation graphique tracée (c'est notamment le cas pour le NH_3 et le CO_2), il y a lieu d'ajouter à ces indications les suivantes :

e) la courbe-limite du domaine de la saturation, respectivement le lieu géométrique des états de début et

de fin de la vaporisation de 1 kilogramme du corps à chaque pression et température (quantités qui sont des fonctions l'une de l'autre) de transformation (vaporisation ou condensation) ;

f) les courbes à titre constant ($x = ct.$) représentant des mélanges en proportions définies du liquide et du gaz dans le domaine de la saturation où les deux phases nommées sont coexistantes.

Il est utile de remarquer encore que les deux

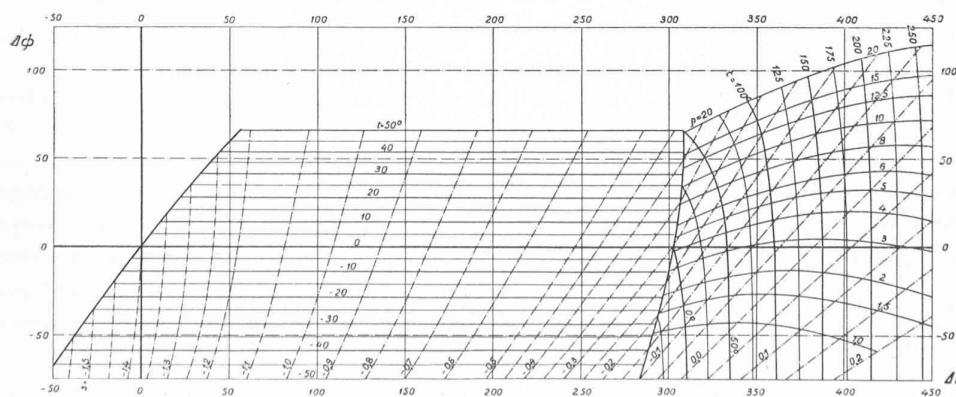


Fig. 1. — Reproduction des diagrammes $i-\Phi$ pour l'ammoniac.

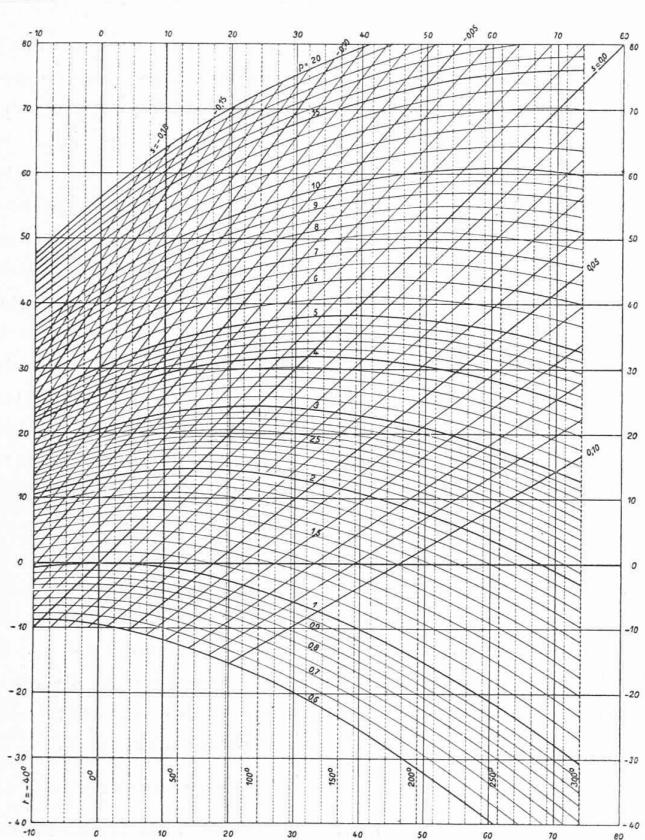


Fig. 3. — Reproduction du diagramme i — ϕ pour l'air atmosphérique.

relations fondamentales notées permettent d'écrire :

$$di - d\Phi = d(s.T)$$

relation très utile pour la construction des diagrammes $i - \Phi$ naturellement, mais qui est aussi commode pour quelques recherches relatives aux applications.

L'utilité que présente pour les calculs de la pratique le mode de représentation examiné est immédiatement rendue manifeste par les quelques considérations suivantes :

Soit une transformation isentropique (p. ex. : transformation d'un fluide dans un compresseur parfait non réfrigéré, ou dans un moteur parfait et parfaitement isolé). Alors :

$$\Delta i = A \int v \cdot dp$$

done

la variation de i entre l'état final et l'état initial du fluide est équivalente au travail total fourni par ou à chaque kilogramme de celui-ci.

Soit une transformation isobare (p. ex. : réfrigération d'un fluide sous pression constante). Alors :

$$\Delta i = \int T \cdot ds = Q$$

c'est-à-dire que la variation de i entre l'état final et l'état initial du fluide est équivalente à la quantité de chaleur échangée par chaque kilogramme de ce fluide.

Soit une transformation isothermique (p. ex. : trans-

formation d'un fluide dans un compresseur parfait et parfaitement réfrigéré). Alors :

$$\Delta\Phi = A \int v dp$$

ce qui signifie que la variation du potentiel thermodynamique Φ entre l'état final et l'état initial du fluide est équivalente au travail total fourni à chaque kilogramme de ce fluide.

Les indications qui viennent d'être rappelées sont données dans les diagrammes $i - \Phi$ par de simples lectures de longueurs et n'exigent aucun calcul. Les deux premières parmi les trois transformations citées à titre d'exemple peuvent évidemment s'étudier avec une même facilité au moyen d'une représentation graphique en principe quelconque, mais dont une coordonnée serait l'enthalpie i . Tel est notamment le cas pour les diagrammes de Mollier $i - s$ et $i - p$ bien connus de chaque thermicien. Par contre, il n'en est pas de même pour ce qui concerne la troisième des transformations susdites, pour étudier laquelle il faut toujours procéder à des calculs, sans qu'il soit possible de recourir à de simples mesures de longueurs, aussi longtemps que l'on utilise les deux diagrammes susdits ou le diagramme $s - T$. Les diagrammes $i - \Phi$ étendent donc les avantages bien connus des diagrammes de M. le professeur Dr R. Mollier aux transformations isothermiques dont l'importance est particulièrement grande pour l'étude des compresseurs et notamment des turbo-compresseurs, ainsi que pour celle des installations frigorifiques.

Il est utile de remarquer explicitement que les variations de i et de Φ entre deux états extrêmes de transformations diverses sont identiques, quelles que soient ces transformations, soit donc que les variations en question ne dépendent que des états initial et final. Ces deux quantités sont en effet des différentielles exactes (comme l'entropie s d'ailleurs). Il sera donc toujours possible de définir Δi , $\Delta\Phi$ ou les sommes et les différences de ces quantités, car on pourra toujours imaginer une suite de transformations, un chemin, reliant deux états thermiques d'un corps ou d'un système de corps. Par contre, les valeurs des termes de la somme $i + \Phi$ varient selon les cas, respectivement selon la nature des transformations réelles, et dans de nombreux problèmes, ainsi que nous aurons l'occasion de le voir, la difficulté réside en la répartition de la somme connue en deux termes dont les significations physiques soient bien définies et également connues.

Ces quelques rappels, très sommaires, suffisent pour montrer quelles sont les origines du diagramme étudié et quelles sont les propriétés dont il jouit en ce qui concerne ses applications. Naturellement tout ce qui concerne les détails de constructions de ces représentations graphiques n'apparaît pas en ce résumé, tout en ayant été exposé dans la première partie de la présente étude. Quoique fort important au point de vue thermique cet aspect de la question nous a semblé pouvoir rester sans mention spéciale en ces lignes destinées uniquement à mettre en

lumière les propriétés d'usage ou d'application des diagrammes $i - \Phi$.

II. Etude d'exemples de transformations simples au moyen du diagramme $i - \Phi$.

Nous allons maintenant passer en revue quelques transformations particulièrement intéressantes et caractéristiques en ayant recours au diagramme $i - \Phi$. Dans le présent paragraphe nous examinerons deux cas très simples en réservant l'étude d'autres plus complexes aux paragraphes suivants.

a) *Transformations isothermiques et isentropiques de l'air atmosphérique et leur comparaison.* — Il est notoire que lorsque l'on étudie la compression d'un gaz, on compare toujours ce phénomène réel soit à une compression isothermique, soit à une compression isentropique, selon que la machine dans laquelle il se passe est ou n'est pas réfrigérée. Il est de même connu que l'on établit ainsi la notion de rendement référé à l'isotherme ou à l'isentrope d'une compression réelle donnée. On sait enfin que la compression isothermique d'un gaz exige un certain échange de chaleur entre le gaz et l'agent réfrigérant qui est supposé (cas-limite) se trouver en équilibre de température avec ce gaz, et enfin que le travail de compression selon une isotherme est inférieur au travail de compression selon une isentrope. Ainsi que le montre cette simple énumération, les deux transformations nommées sont particulièrement intéressantes dans la technique de la compression des gaz qui est elle-même une branche importante de la thermodynamique appliquée. Il est, par suite, utile de comparer entre eux ces deux types de transformations et d'examiner de plus près certaines de leurs particularités.

Pour donner à nos explications une forme plus concrète, nous nous proposons de comparer les compressions isentropique et isothermique de l'air atmosphérique pris à la pression de 1 kg/cm^2 à la température de 15°C et refoulé à la pression de 6 kg/cm^2 . Dans le graphique de

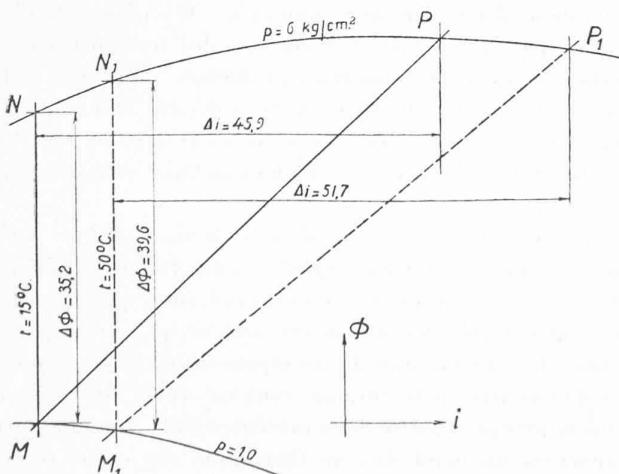


Fig. 4. — Compressions isothermique et isenthalpique de l'air représentées dans le diagramme $i - \Phi$.

la figure 4 nous avons reproduit, selon le diagramme $i - \Phi$ pour l'air reproduit à la figure 3, les deux lignes de compression en cause. Précisément, dans cette figure, M correspondant à l'état initial qui vient d'être défini, la compression isothermique est représentée par la droite verticale MN (pour un gaz parfait, et nous considérons l'air comme tel, une isotherme est formellement équivalente à une isenthalpe, puisque, dans ce cas, i est une fonction de T seulement); la compression isentropique par contre est représentée par la ligne inclinée $s = ct$ qui contient le point M , soit par la ligne MP . Il est utile de préciser encore que le point M lui-même est défini par le fait qu'il se trouve sur la courbe $p = 1 \text{ kg/cm}^2$ d'une part et sur la droite $t = 15^\circ\text{C}$ d'autre part, soit à l'intersection de ces deux lignes. Ceci conformément aux prémisses susmentionnées.

Les indications rappelées au § I montrent que le travail de la compression isentropique est donné par la différence des valeurs de l'enthalpie i au point P et au point M (état final et état initial) soit par $i_P - i_M$. Il suffit donc de lire, à l'échelle des abscisses i , la distance entre le point P et la verticale par M pour connaître, en Cal., le travail cherché. Nous obtenons ainsi :

$$i_P - i_M = \Delta i_{s=ct} = 45,9 \text{ Cal/kg.}$$

De même nous savons que le travail de la compression isothermique est égal à la différence des valeurs du potentiel thermodynamique au point N et M , soit $\Phi_N - \Phi_M$. Il suffit donc de lire à l'échelle des ordonnées (qui, dans les diagrammes annexés, a été choisie, pour des raisons d'ordre pratique, égale à celle des abscisses), la distance entre le point N et l'horizontale par M pour connaître, en Cal., le travail cherché. On a ainsi :

$$\Phi_N - \Phi_M = \Delta \Phi_{t=ct} = 35,2 \text{ Cal/kg.}$$

Le rapport entre les deux travaux qui viennent d'être déterminés est

$$45,9 : 35,2 = 1,304$$

La même figure 4 contient encore les lignes M_1N_1 et M_1P_1 relatives à un second exemple de comparaison entre une compression isothermique et une isentropique; ces lignes sont notées en pointillé. Cet exemple se différencie du premier par le fait que la température initiale de la compression a été choisie de 50°C , la pression étant toujours de 1 kg/cm^2 .

Il donne comme résultats :

$$\Delta i_{s=ct} = 51,7 \text{ Cal/kg.} \quad \Delta \Phi_{t=ct} = 39,6 \text{ Cal/kg.}$$

soit un rapport de

$$51,7 : 39,6 = 1,305.$$

Enfin, toujours en tenant compte uniquement des lectures du diagramme, on obtient pour les compressions isentropiques les températures finales suivantes :

avec une température initiale

$$\begin{aligned} t_M &= 15^\circ\text{C} & \text{ou} & \quad T_M = 288,1^\circ\text{K} \\ t_P &= 202,5^\circ\text{C} & \text{ou} & \quad T_P = 475,6^\circ\text{K} \end{aligned}$$

avec une température initiale

$$t_{M1} = 50^\circ C \quad \text{ou} \quad T_{M1} = 323,1^\circ K \\ t_{P1} = 261,3^\circ C \quad \text{ou} \quad T_{P1} = 534,4^\circ K$$

Finalement pour le cas $t_M = 15^\circ C$, on lit au diagramme $i - \Phi$ une différence d'entropie de $\Delta s = -0,122$ entre l'état M et l'état N , initial et final de la compression isothermique.

Il nous semble utile de contrôler certains de ces résultats par les procédés de calcul usuels, pour donner une idée du degré d'exactitude auquel on peut s'attendre en prenant comme base les lectures des diagrammes.

Un premier calcul de contrôle est donné par la détermination suivante de la variation d'entropie lors de la compression isothermique à $15^\circ C$. Puisque $i = f(t)$ la différence de Δi et de $\Delta\Phi$ se réduit dans ce cas à

$$-\Delta\Phi = \int d(s \cdot T) = T \cdot \Delta s$$

et

$$\Delta s = -\frac{\Delta\Phi}{T}$$

valeur qui devient, en tenant compte des lectures faites

$$\Delta s = -\frac{35,2}{288,1} = -0,122$$

ce qui correspond exactement à la lecture du diagramme.

Pour les compressions isentropiques en considérant $\alpha = \frac{c_p}{c_v}$ comme donné par le rapport des deux constantes qui interviennent dans les expressions adoptées pour les chaleurs spécifiques seulement, on a $\alpha = 1,4$. On sait, par des formules simples de la thermodynamique des gaz parfaits, que :

$$\frac{T_P}{T_M} = \frac{T_{P1}}{T_{M1}} = \left[\frac{p_p}{p_m} \right]^{0,4} = 6^{0,4} = 1,668$$

d'où

$$T_P = 480,8^\circ K \quad \text{et} \quad T_{P1} = 539,5^\circ K.$$

Les températures moyennes pour les deux compressions isentropiques considérées, en calculant sur les derniers chiffres notés, sont : de 111,4 et 158,25 $^\circ C$, ce qui conduit, pour les chaleurs spécifiques, c_p , à 0,245 et 0,247. Avec des différences de températures de 192,8 et 216,5 $^\circ C$, ces chaleurs spécifiques à pression constante donnent respectivement $\Delta i = 47,3$ Cal/kg (contre 45,9 Cal/kg lues) et $\Delta i = 53,55$ Cal/kg (contre 51,7 Cal/kg lues).

Les écarts que nous venons de mettre en évidence seraient trop forts, à notre avis, s'ils ne correspondaient pas simplement à des résultats de première approximation. En effet, les températures finales ont été calculées sur la base d'un rapport des chaleurs spécifiques de 1,4, tandis que, en tenant compte des valeurs réelles de ces chaleurs spécifiques, leur rapport n'est plus que de 1,392 avec $t_M = 15^\circ C$ et 1,388 avec $t_M = 50^\circ C$.

Ces dernières valeurs conduisent, pour la température initiale de $15^\circ C$, à une température finale $T_P = 477,1^\circ K$, ainsi qu'à une différence d'enthalpie de 46,35 Cal/kg ; pour la température initiale de $50^\circ C$, à

une température finale de $T_{P1} = 532,6^\circ K$, ainsi qu'à une différence d'enthalpie de 51,7 Cal/kg.

Ces derniers résultats ne s'écartent pas sensiblement des lectures du diagramme (moins de 1 % pour l'une d'elles seulement). On pourrait donc considérer l'exactitude obtenue par les lectures du diagramme comme du même ordre que celle que l'on a par les calculs à la règle de 500 mm au moyen de laquelle sont faites toutes les déterminations que nous avons établies pour le présent travail. Mais la concordance de la représentation graphique avec la réalité est en fait meilleure que ce n'est le cas pour le calcul, vu que l'on tient, dans le graphique, immédiatement compte de la variabilité des chaleurs spécifiques.

b) *Transformations isothermiques et isentropiques d'une vapeur surchauffée (CO₂) et leur comparaison.* — L'étude de ce cas est intéressante, car elle permet de mettre en évidence les écarts qui existent entre les vapeurs surchauffées et les gaz parfaits, écarts dont souvent on ne considère pas toutes les conséquences et qui jouent pourtant un rôle très important dans les calculs relatifs aux compresseurs et aux installations qui travaillent avec ces vapeurs.

Pour examiner ces dites transformations nous allons choisir un cas concret, comme cela a été fait ci-dessus. Premièrement on adoptera un corps déterminé : nous avons déjà nommé le CO₂, dont les propriétés sont ici très favorables (voisinage de l'état critique) pour les recherches que nous avons en vue. Secondelement on fixera le domaine dans lequel les transformations ont lieu.

Dans le cas particulier, la pression initiale, la température initiale (qui ensemble déterminent le point A du graphique de la fig. 5), ainsi que la pression finale ont été choisies arbitrairement et uniquement dans le but d'avoir

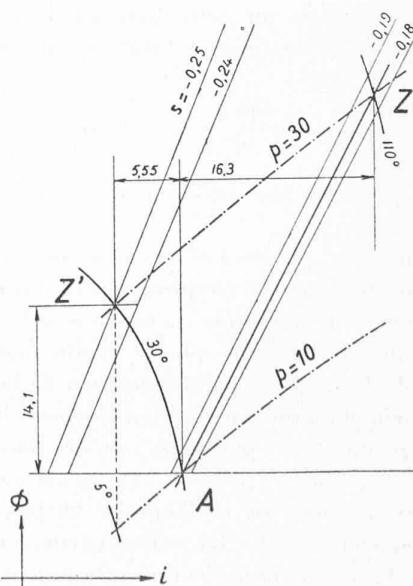


Fig. 5. — Compressions isothermique et isenthalpique de vapeurs surchauffées de CO₂.

des compressions qui montrent aussi clairement que possible les faits que nous tenons à signaler.

Les valeurs admises sont :

$$t_A = 30^\circ\text{C} \quad p_A = 10 \text{ kg/cm}^2 \quad \rho_A = 30 \text{ kg/cm}^2$$

En partant de ces données on trouve les valeurs suivantes par lecture du diagramme $i - \Phi$ pour la compression isothermique AZ' que nous voulons étudier en premier lieu :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= 14,1 \text{ Cal/kg} \\ \Delta i &= -5,55 \text{ Cal/kg} \\ \Delta s &= -0,0644. \end{aligned}$$

Il résulte de ces chiffres premièrement l'indication (sur laquelle nous nous sommes déjà expliqués) concernant le travail de compression isothermique qui est donc ici de 14,1 Cal/kg, mais encore toutes autres données utiles relatives à la chaleur échangée au cours de la transformation. Cette chaleur peut se déterminer facilement comme suit : la différence entre les valeurs de i et Φ au début et à la fin de la transformation isothermique est donnée par l'expression générale

$$\Delta i - \Delta\Phi = \Delta(sT)$$

qui, T étant constante, se réduit à

$$\Delta i - \Delta\Phi = T \cdot \Delta s = Q.$$

Or, pour une vapeur surchauffée, i n'est pas, comme pour un gaz parfait, une fonction de la température seulement, mais varie par contre même lorsque T reste constant. En fait i au cours de la transformation examinée diminue de 5,55 Cal/kg, tandis que Φ augmente de 14,1 Cal/kg. Il résulte de là

$$Q = -5,55 - 14,1 = -19,65 \text{ Cal/kg.}$$

Telle est donc la quantité de chaleur que l'on doit soustraire au CO_2 dans les conditions notées pour que sa compression se fasse sous la température constante de 30°C .

On peut retrouver sur cette base aussi la différence d'entropie entre l'état final et l'état initial. Cette différence est

$$\Delta s = -\frac{19,65}{303,1} = -0,0648$$

tandis que la valeur lue directement au diagramme est de -0,0644.

La circonstance qui vient d'être mise en évidence par l'exemple traité constitue en quelque sorte un pendant à la diminution de température qu'entraîne le laminage du CO_2 (effet Joule-Thomson) qui est rendu manifeste au graphique de la figure 5 par l'indication de la température à laquelle aboutit, pour une pression de 10 kg/cm², un laminage dont les conditions initiales seraient $p = 30 \text{ kg/cm}^2$ et $t = 30^\circ\text{C}$ (point Z'). On remarquera que la température au cours de ce laminage au lieu de rester à 30°C descend à 5°C . La contre-partie, en quelque sorte de ce fait bien connu (contre-partie dont la notion est souvent perdue de vue) est justement la circonstance que nous avons cherché à mettre en évidence et qui peut

être résumée en disant que la compression isothermique d'une vapeur pour laquelle l'enthalpie n'est pas une fonction de la température seulement, exige la soustraction au corps comprimé d'une certaine quantité de chaleur en plus de celle équivalente au travail de compression. Cette soustraction de chaleur supplémentaire varie selon les circonstances, soit selon la région d'un diagramme représentatif de l'état thermique d'un corps dans laquelle se trouve l'isotherme considérée.

Pour la compression isentropique AZ , par contre, la lecture du diagramme $i - \Phi$ annexé donne les indications suivantes rappelées par la figure 5 :

$$\Delta i = 16,3 \text{ Cal/kg} \quad t_z = 110^\circ\text{C}$$

ce qui caractérise complètement ce type de compression.

Il résulte immédiatement des chiffres relevés que le rapport entre le travail de compression isothermique et le travail de compression isentropique est, dans le cas examiné, de

$$\frac{16,3}{14,1} = 1,156.$$

Ces quelques données montrent que le diagramme $i - \Phi$ fournit dans le cas pris en considération comme dans le cas examiné auparavant, par de simples lectures et de simples mesures de longueur, tous les éléments utiles aux calculs relatifs aux deux types fondamentaux de compression examinés. Non seulement cette circonstance se trouve vérifiée dans le cas des vapeurs surchauffées, mais précisément dans ce cas (qui est particulièrement important pour la pratique et plus délicat que celui des gaz parfaits) le moyen graphique en discussion permet de connaître sans complication et difficulté aucune, toutes les particularités des phénomènes examinés dont la détermination exige, lorsque l'on a recours à d'autres représentations graphiques, l'intervention de calculs qui sont ici superflus.

(A suivre.)

La combustion du bois dans les installations de chauffages centraux.

M. le professeur P. Schläpfer et M. O. Stadler ont publié sous ce titre dans la revue « Heizung und Lüftung »¹ les résultats d'études entreprises par le Laboratoire fédéral d'essai des matériaux (section technique de la chaleur et de la combustion) avec la collaboration de l'Association suisse d'Economie forestière. Nous pensons rendre service à nos lecteurs, architectes et ingénieurs, en reproduisant ici l'essentiel de cette communication qui constitue une remarquable contribution à la solution d'un problème dont l'actualité est évidente. (Réd.)

I. La théorie de la combustion du bois.

1. Les propriétés du bois.

Le bois est le combustible solide le plus riche en gaz, puisque sa substance pure contient plus de 85 % de matières volatiles qui, par chauffage en l'absence d'air, se dégagent déjà à des

¹ Cette revue, organe de l'Association suisse des constructeurs de chauffages centraux, a bien voulu mettre à notre disposition les clichés de cet article. (Réd.)