Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande

Band: 66 (1940)

Heft: 16

Artikel: Une nouvelle représentation graphique des transformations chaleur-travail: le diagramme enthalpie-potentiel thermodynamique (i-Ø) et ses applications

Autor: Colombi, Ch.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-50662

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: 14.07.2025

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

66e année 10 août 1940 N° 16

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 & Cie, 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.

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

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* (suite et fin), par M. Ch. Colombi, ingénieur, professeur à l'Ecole d'ingénieurs de l'Université de Lausanne. — *Ecole d'ingénieurs de l'Université de Lausanne : Nominations ; Diplômes ; Doctorat ès sciences techniques.* — Bibliographie. — Service technique de placement. — Documentation : *Le chauffage de l'eau par l'électricité.*

Une nouvelle représentation graphique des transformations chaleur-travail.

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.

(Suite et fin)[1].

III. Représentation de transformations au cours desquelles du travail mécanique est converti en chaleur et qui sont suivies d'une réfrigération sous pression constante (isobare).

Des transformations qui satisfont à la définition donnée par le titre de ce paragraphe sont courantes et importantes au point de vue pratique. Supposons un fluide en mouvement à l'intérieur de canaux mobiles ou du diffuseur d'un élément de turbo-compresseur. Dans ces canaux le fluide subit des frottements (tourbillons et frottements contre les parois) qui convertissent en chaleur une partie de l'énergie cinétique acquise par le fluide, soit de l'énergie qui lui est livrée sous la forme de travail mécanique fourni à l'arbre moteur. Le travail total reçu par le fluide est donc constitué par le travail de compression proprement dit additionné du travail converti en chaleur. On peut, en ce qui concerne la réfrigération, distinguer deux cas. Dans le premier de ceux-ci la réfrigération du fluide comprimé aurait lieu d'une façon continue ; dans le second, le fluide ne serait réfrigéré qu'à la fin de la compression examinée. Nous nous réservons de revenir avec plus de détails sur les deux possibilités qui viennent d'être mentionnées en étudiant plus particulièrement les turbo-compresseurs et les transformations qui les concernent. Pour le moment, nous nous limitons à examiner le principe des transformations en cause, en commençant par la seconde des alternatives citées.

L'équation de définition de di montre que la variation élémentaire de l'enthalpie comprend le travail de compression $A.v.dp$ que l'on peut considérer comme ayant lieu sans échanges de chaleur additionné d'un apport de chaleur représenté, quelle que soit la cause de cet apport, par le terme $T.ds$. On peut imaginer une infinité de répartitions différentes entre ces deux termes, respectivement entre leurs intégrations, ou encore, pour un travail de compression donné $A \int v.dp$ une infinité de termes additifs de la forme $\int T.ds$. Mais dans le cas dans lequel nous nous plaçons ici, soit lorsque nous considérons une transformation sans échanges de chaleur avec l'extérieur, le terme $\int T.ds$ ne peut représenter qu'une quantité équivalente de travail mécanique transformé en chaleur. Ceci signifie aussi que la totalité de la différence d'enthalpie représente le travail de compression réel absorbé par le corps comprimé. Pour fixer les idées, il est utile de recourir à un exemple concret. Dans ce but, on a considéré, comme le montre la figure 6, la compression de l'air entre $p_a = 1$ kg/cm² $t_a = 15°C$ et $p_2 = 3$ kg/cm². Premièrement, les compressions isothermiques et isentropiques sont connues par les procédés

[1] Voir *Bulletin technique* du 13 juillet 1940, p. 149.

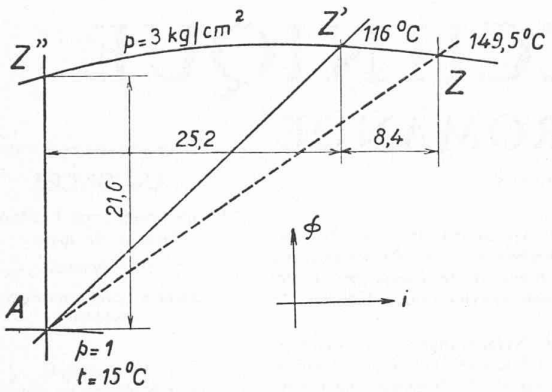

Fig. 6. — Compression de l'air atmosphérique accompagnée de pertes et suivie d'une réfrigération isobare (à 3 kg/cm²).

décrits en ce qui précède. On obtient ainsi pour la compression isothermique (AZ'')

$$\Delta\Phi = 21{,}6 \text{ Cal/kg},$$

et pour la compression isentropique (AZ')

$\Delta i = 25{,}2$ Cal/kg, avec une température finale de 116^oC.

Le travail réel qui doit être fourni au total à la machine dans laquelle a lieu la compression comprend :

le travail théorique (isentropique dans le cas qui nous occupe),

une majoration du travail de compression due au fait que les volumes spécifiques du fluide augmentent par suite de l'apport de chaleur dû aux pertes et par rapport aux volumes spécifiques de la compression théorique,

le travail converti en chaleur.

Avec les notations (travaux exprimés en Cal/kg)

$A.\mathfrak{L}_s$ = travail de compression isentropique,

$A.\mathfrak{L}_m$ = majoration du travail de compression due à l'augmentation des volumes spécifiques.

$A.\mathfrak{L}_f$ = travail de frottement converti en chaleur,

on a pour le travail total réel :

$$A.\mathfrak{L}_r = A.(\mathfrak{L}_s + \mathfrak{L}_m + \mathfrak{L}_f).$$

Ceci posé, nous admettons comme rapport entre $\mathfrak{L}_s$ et $\mathfrak{L}_r$ (rendement de la compression référé à l'isentrope) la valeur de 0,75, ce qui donne

$$A.(\mathfrak{L}_m + \mathfrak{L}_f) = \frac{1}{3} A.\mathfrak{L}_s.$$

La valeur de $A.\mathfrak{L}_s$ lue au diagramme est, comme noté, de 25,2 Cal/kg, de sorte que

$$A.(\mathfrak{L}_m + \mathfrak{L}_f) = i_z - i'_z = 8{,}4 \text{ Cal/kg}$$

et

$$A.\mathfrak{L}_r = 33{,}6 \text{ Cal/kg}.$$

La différence totale d'enthalpie ainsi calculée fixe le point final réel Z de la compression ($t_z = 149{,}5^oC$).

Si l'on veut ramener l'air comprimé dont la température atteint $149{,}5^oC$ à la fin de la compression réelle, à sa température initiale, il est nécessaire, après la compression, de lui soustraire, le long d'une transformation isobare, une certaine quantité de chaleur qui est définie par $\Delta i = \int T.ds$ puisque $p = ct.$, soit la différence d'enthalpie

$$i_z - i''_z = 33{,}6 \text{ Cal/kg}$$

en tenant compte des notations de la figure 6.

Ces transformations, dont l'importance est évidente pour l'étude des compresseurs centrifuges, sont donc très faciles à représenter et à définir numériquement au moyen des diagrammes $i - \Phi$. On remarquera en outre que l'on peut caractériser la qualité de la transformation réelle par un coefficient *ad hoc*, coefficient de rendement qu'il est possible de référer (on verra ensuite dans quelles conditions) soit à la compression isothermique, soit à la compression isentropique, ainsi que nous l'avons d'ailleurs déjà fait occasionnellement. Dans le cas examiné, en désignant par η_t le rendement référé à l'isotherme et par η_s celui référé à l'isentrope on obtient :

$$\eta_t = \frac{21{,}6}{33{,}60} = 0{,}642 \qquad \eta_s = \frac{25{,}2}{33{,}60} = 0{,}75.$$

Cette dernière valeur est, comme de juste, conforme à l'hypothèse que nous avions admise pour la détermination des pertes.

IV. Représentation de transformations au cours desquelles du travail mécanique est converti en chaleur, tandis que le fluide comprimé est constamment ramené à sa température initiale par une réfrigération continue.

Cette transformation, à laquelle il a déjà été fait allusion, est plus complexe à examiner que celle que nous avons étudiée au paragraphe précédent, du moins pour ce qui concerne l'explication de ses détails, car l'ensemble peut être représenté, au moyen du diagramme $i - \Phi$, d'une façon tout aussi simple que celle que nous avons vue au sujet des transformations isentropiques et des transformations adiabatiques accompagnées de phénomènes irréversibles.

On peut parfaitement concevoir une transformation au cours de laquelle du travail mécanique est converti en chaleur tandis que le fluide comprimé est constamment ramené à sa température initiale (ou à une température différente de cette dernière et préalablement choisie, mais nous ne considérons pas ce dernier cas en ce qui suit) par une réfrigération continue, comme étant constituée par une suite de petites transformations partielles (à la limite des transformations infiniment petites) se succédant de la façon que voici. Une transformation sans transmission de chaleur (adiabatique), mais qui comporte une conversion de travail mécanique en chaleur, amène le fluide de la pression initiale à une certaine pression intermédiaire entre cette pression initiale et la pression finale de la compression prise dans son ensemble. Une seconde modification isobare diminue la température du fluide comprimé de telle sorte que la température finale correspondante soit inférieure à la température initiale qui restera comprise entre les deux limites de température atteintes ; cette réduction isobare de la

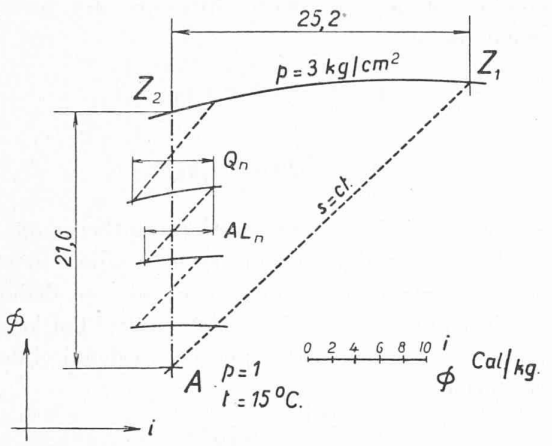

Fig. 7. — Compression isothermique de l'air envisagée comme une suite de transformations isentropiques et isobares.

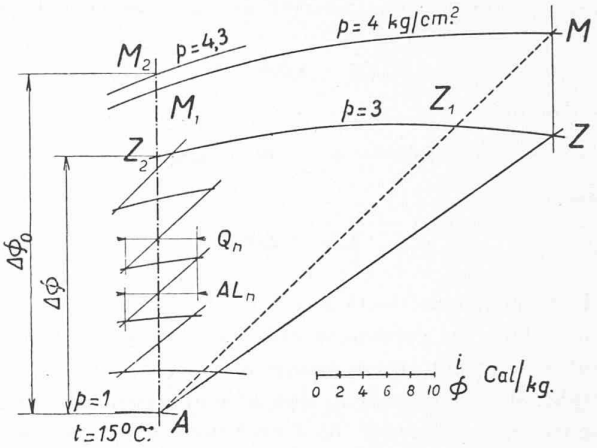

Fig. 8. — Compression isothermique de l'air envisagée comme une suite de transformations adiabatiques (avec pertes) et isobares.

température comporte naturellement un échange de chaleur. Une seconde compression adiabatique avec conversion de travail mécanique en chaleur permet d'atteindre une seconde pression intermédiaire entre l'initiale et la finale, plus élevée que celle mentionnée, et comporte naturellement une élévation de la température que l'on compensera par un refroidissement isobare analogue à celui déjà pris en considération. Ainsi, successivement, par une série d'adiabatiques non réversibles, suivies chacune d'une réfrigération isobare, on atteint la pression finale de compression désirée, de même que la température finale que l'on s'est imposée.

Dans le but de bien mettre en évidence ce qui vient d'être signalé et de contrôler par une application numérique l'exactitude des déterminations mentionnées, dont quelques conséquences pourront ainsi être plus facilement montrées, on a étudié les deux cas concrets auxquels se réfèrent les figures 7 et 8.

La première de ces figures concerne la compression sans pertes (pertes = transformation de travail en chaleur) de 1 kilogramme d'air entre les pressions de 1 kg/cm² et 3 kg/cm² (température initiale de 15°C) représentée au moyen d'un diagramme $i - \Phi$. Comme on sait les transformations fondamentales à considérer, sont l'isentropique AZ_1 et l'isothermique AZ_2 auxquelles correspondent respectivement les travaux $\Delta i = 25{,}2$ Cal/kg et $\Delta\Phi = 21{,}6$ Cal/kg. L'isotherme a été remplacée par une suite d'isentropes et d'isobares; chacune des isentropes correspond à un travail de compression tel que celui représenté par le segment $\Delta i_n = A.\mathfrak{L}_n$; chacune des isobares correspond à un échange de chaleur $\Delta i'_n = Q_n$ Cal/kg. Or si, au moyen des indications des graphiques, on établit la somme de ces quantités entre l'état initial A et l'état final Z_2 on trouve

$$\sum_A^{Z_2} A\mathfrak{L}_n = 21{,}9 \text{ Cal/kg.} \qquad \sum_A^{Z_2} Q_n = 21{,}9 \text{ Cal/kg.}$$

Cette vérification numérique montre que la suite de transformation envisagée conduit, à très peu de chose près, à un résultat identique à celui auquel on arrive pour une transformation isothermique telle que la AZ_2. Pour des répartitions en éléments infiniment petits on a, avec des travaux $A.d\mathfrak{L}_n$ et des échanges de chaleur dQ_n :

$$\sum_A^{Z_2} A\mathfrak{L}_n = A\int_A^{Z_2} d\mathfrak{L}_n \qquad \sum_A^{Z_2} Q_n = \int_A^{Z_2} dQ_n .$$

Ce qui, en conformité de la constatation faite ci-dessus, signifie

$$A\int_A^{Z_2} d\mathfrak{L}_n = \int_A^{Z_2} dQ_n = \Delta\Phi = \Phi_{Z_2} - \Phi_A .$$

Il importe de montrer que cette conclusion est justifiée, non seulement par des déterminations telles que celle décrite, mais d'une façon générale. Le raisonnement suivant permet de le faire. On sait que :

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

ce qui donne, pour une transformation élémentaire isentropique quelconque, telles que celles qui figurent dans la suite des compressions par laquelle on remplace celle isothermique étudiée

$$di - d\Phi = s.dT.$$

En intégrant

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

Faisons la somme des deux membres de l'égalité ci-dessus pour les n isentropiques déjà citées. On a

$$\sum_o^n \Delta i - \sum_o^n \Delta\Phi = \sum_o^n s.\Delta T.$$

Si l'on choisit des différences de température ΔT faibles, quelles que soient les valeurs successives de s que l'on fait entrer en ligne de compte, la différence des sommes notées au membre de gauche sera faible. Elle tend vers 0 lorsque les valeurs de ΔT tendent vers 0, soit lorsque l'on procède au refroidissement du fluide comprimé de telle façon que sa température ne s'écarte, au cours des compressions isentropiques successives, qu'infiniment peu de la température initiale. C'est justement le cas limite en-

visagé ci-dessus que l'on retrouve ici, cas pour lequel

$$\sum_{o}^{n} \Delta i - \sum_{o}^{n} \Delta \Phi = 0$$

ou comme

$$\sum_{o}^{n} \Delta \Phi = \Phi_{Z_2} - \Phi_A = \Delta \Phi_o$$

aussi

$$\sum_{o}^{n} \Delta i = \Delta \Phi_o .$$

Dans l'exemple traité à la figure 8, nous nous sommes placés dans des conditions différentes et qui correspondent exactement au cas énoncé dans le titre de ce paragraphe. Il a été supposé ici que la compression est accompagnée de pertes, soit de conversions d'énergie mécanique en chaleur. Dans ce cas, comme on sait, une transformation adiabatique n'est pas réversible, soit pas isentropique ; elle aboutit donc, en partant de l'état initial A (identique à celui considéré ci-dessus) non pas à un état final Z_1 sur l'isentrope contenant l'état A et sur l'isobare $p = 3$ kg/cm², mais à un état final Z situé à droite (entropies et enthalpies croissantes) de cet état Z_1. Les pertes que l'on aurait si la transformation avait lieu sans échange de chaleur seraient données par la différence d'enthalpie $i_z - i_{z_1}$ qui a été déterminée en admettant un certain pourcentage de perte (comme dans le cas du paragraphe précédent) par rapport à la transformation AZ_1.

Pour fixer les idées, comme dans le cas envisagé $i_{z_1} - i_a = \Delta i_s$ qui représente le travail absorbé par la compression isentropique a comme valeur

$$\Delta i_s = 25{,}2 \text{ Cal/kg},$$

on a pour la transformation réelle qui aboutit à l'état Z

$$\Delta i = 33{,}6 \text{ Cal/kg}.$$

Jusqu'ici rien de nouveau par rapport aux déterminations précédentes. Avec la remarque que le rapport de la première sur la seconde des différences d'enthalpie notées définit le facteur de perte au sens que nous connaissons par ce qui précède.

Pour étudier la transformation en tenant compte des pertes d'une part et de la réfrigération continue d'autre part, sur des bases semblables à celles adoptées dans les calculs qui précèdent, on a considéré le facteur de pertes comme constant pour les divers éléments dans lesquels est décomposé l'ensemble de la transformation. Ces éléments sont constitués chacun maintenant par une transformation adiabatique avec conversion d'énergie mécanique en chaleur, telle que $A\mathfrak{L}_n$ soit égale au travail de la compression isentropique entre l'état initial et la pression finale de la partie de la compression totale prise en considération, augmenté de la perte déterminée par le pourcentage défini ci-dessus et supposé constant. Les quantités Q_n correspondent aux calories enlevées sous pression constante dans le but de ramener, à la fin de l'ensemble des transformations, le fluide à sa température initiale. En lisant les longueurs déterminées au diagramme $i - \Phi$ par un choix arbitraire des pressions intermédiaires on a :

$$\sum_{A}^{Z_2} A\mathfrak{L}_n = 28{,}9 \text{ Cal/kg}$$

$$\sum_{A}^{Z_2} Q_n = 29{,}0 \text{ Cal/kg}.$$

Mais le travail de compression isothermique est $\Delta\Phi = 21{,}6$ Cal/kg d'où, en considérant toujours le pourcentage de perte admis comme constant, on déduit le travail de compression réel par $\Delta\Phi_o = 28{,}8$ Cal/kg, respectivement on retrouve le rapport 0,75 défini ci-dessus sous la forme

$$\frac{21{,}6}{28{,}9} = 0{,}75.$$

Les écarts dus aux lectures sont manifestement négligeables. On constate donc sur la base de cette comparaison que le travail effectif de compression est donné par la différence de potentiel thermodynamique entre l'état initial et la pression finale augmentée des pertes définies par le coefficient de pertes même (ou par celui de rendement).

En d'autres mots, une transformation isothermique affectée ou non de pertes (conversions d'énergie mécanique en chaleur) est équivalente au point de vue des travaux absorbés et des quantités de chaleur échangées à une suite de petites transformations adiabatiques affectées d'un même pourcentage de pertes et suivies chacune d'une réfrigération isobare.

Cette équivalence a été démontrée ci-dessus pour le cas de transformations adiabatiques réversibles soit isentropiques. Pour le cas de transformations adiabatiques avec pertes, elle n'a été mise en évidence que par la comparaison numérique qui précède, soit donc de façon empirique. On va maintenant examiner, par un procédé de raisonnement identique à celui utilisé pour les isentropiques susdites, le cas de transformations adiabatiques avec pertes.

Ce raisonnement peut se faire facilement en tenant compte des indications du croquis de la figure 9 qui se

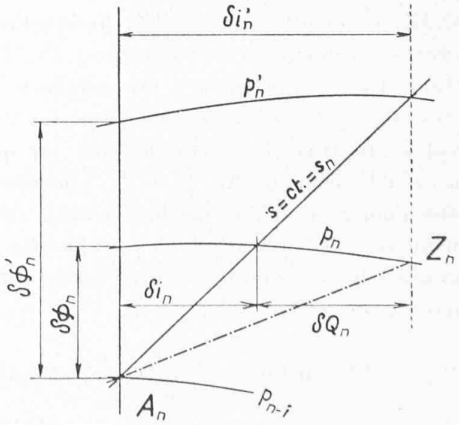

Fig. 9. — Elément de la suite représentée à la figure 5.

réfère à une transformation intermédiaire "n" appartenant à la série de celles en lesquelles on suppose décomposée la transformation réelle. L'état initial est fixé par le point A_n appartenant à une isentropique s_n et à l'isobare p_{n-1}. Comme la compression (que l'on suppose définie par des variations très petites des différentes variables qui entrent en jeu et notamment de la température) est affectée de pertes, elle ne se fera pas selon la ligne $s_n = ct$ mais selon une autre ligne, dont le détail est ici sans intérêt, qui aboutit à l'état final représenté par le point Z_n sur l'isobare p_n. A cette compression correspond donc un travail théorique représenté par δi_n plus une variation d'enthalpie résultant de la transformation d'énergie mécanique en chaleur et d'une majoration du travail de compression (pertes) que l'on représente par δQ_n. Au total, la variation d'enthalpie à considérer est donc

$$\delta i_n + \delta Q_n = \delta i'_n.$$

Si elle correspondait à une transformation isentropique, cette variation d'enthalpie permettrait d'atteindre une pression $p'_n > p_n$. On peut donc raisonner sur cette compression jusqu'à la pression p'_n comme on a raisonné auparavant en ce qui concerne la compression sans pertes. Il résulte immédiatement :

$$\delta i'_n - \delta \Phi'_n = s_n \cdot \delta T_n$$

Pour une série de transformations isentropiques telles que celles déjà définies on a donc

$$\left.\begin{array}{l} \delta i_1' - \delta \Phi'_1 = s_1 \cdot \delta T_1 \\ \delta i_2' - \delta \Phi_2' = s_2 \cdot \delta T_2 \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \delta i_n' - \delta \Phi_n' = s_n \cdot \delta T_n \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{array}\right\}$$

Si l'on choisit des différences de température suffisamment faibles pour que l'on puisse les assimiler à 0 on a

$$\Sigma \delta i'_n = \Sigma \delta \Phi'_n.$$

Un raisonnement identique conduit en outre à l'égalité :

$$\Sigma \delta i_n = \Sigma \delta \Phi_n.$$

Or comme

$$\Sigma \delta Q_n = \Sigma \delta i'_n - \Sigma \delta i_n$$

il résulte aussi

$$\Sigma \delta Q_n = \Sigma \delta \Phi'_n - \Sigma \delta \Phi_n$$

ou

$$\Sigma \delta Q_n = \Delta \Phi_o - \Delta \Phi$$

$\Delta \Phi_o$ et $\Delta \Phi$ ayant les significations rappelées par les notations de la figure 8, soit $\Delta \Phi_o = AM_2$ et $\Delta \Phi = AZ_2$.

On déduit de là que l'état final d'une transformation avec pertes et réfrigération continue est déterminé simplement en portant à partir de l'état initial une différence de Φ correspondante au travail disponible pour la compression ($\Delta \Phi_o$) puis en retranchant une différence de Φ égale aux pertes dues aux irréversibilités. Ceci équivaut à dire qu'une succession de petites transformations adiabatiques et irréversibles (soit affectées de pertes) suivie chacune d'une transformation élémentaire isobare ramenant le fluide à sa température initiale est équivalente à une transformation isothermique entre les mêmes limites de pression et que la quantité d'énergie représentative des pertes par irréversibilité est identique dans les deux cas.

Il y a là un moyen très commode d'étude et de représentation des transformations avec réfrigération continue, telles que nous les avons définies ci-dessus, moyen qui permet en outre de mettre en évidence les effets des pertes sur les pressions atteintes dans les machines et parties de machines où ces pertes se manifestent.

Pour terminer, nous notons que la figure 8 a été complétée par quelques indications qui donnent des renseignements de détails utiles sur les conséquences de la réfrigération continue. Comme on a vu ci-dessus les transformations adiabatiques et isobares en lesquelles on a décomposé la compression réelle entre les états A et Z_2 représentent une différence de potentiel thermodynamique

$$\Delta \Phi = 21{,}6 \text{ Cal/kg}$$

tandis que le segment AM_2 donne

$$\Delta \Phi_o = 28{,}8 \text{ Cal/kg}$$

ce qui amène le point de M_2 à se trouver sur l'isobare 4,3 kg/cm².

Par contre, une transformation unique, accomplie selon une loi telle que les pertes soient représentées au moyen du même facteur de rendement appliqué à l'isentrope qui passe par A, détermine sur l'isobare $p = 3$ kg/cm² deux points Z et Z_1 tels que les distances horizontales entre les points notés et la verticale par A sont

pour Z_1 . . . . . $\Delta i = 25{,}2$ Cal/kg
pour Z . . . . . $\Delta i = 33{,}6$ Cal/kg.

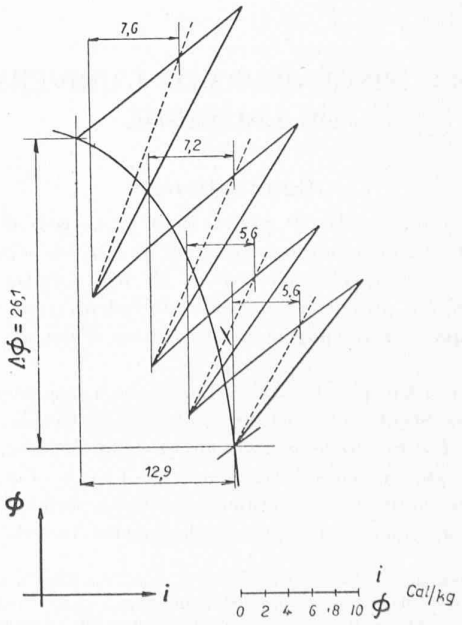

Fig. 10. — Exemple de compression isothermique du CO_2 décomposée en adiabates et isobares.

Si la transformation était isentropique entre A et l'état final M, pour $\Delta i = 33{,}60$ Cal/kg on aboutirait à une pression finale de 4,0 kg/cm² (au lieu de 4,3). Cette constatation met en évidence la conséquence pratique de la réfrigération continue sur les limites de pression entre lesquelles travaille une machine, on se l'explique d'ailleurs facilement même en ne prenant en considération que la circonstance connue au point de vue graphique de l'inclinaison variable des lignes $s = ct$ dans le diagramme $i - \Phi$.

Pour compléter ces notes, nous avons estimé de quelque utilité de montrer, par la figure 10, une répartition arbitraire de la compression isothermique du CO_2 sous 30^oC, avec pertes choisies aussi arbitrairement pour chaque partie de la répartition admise. Il résulte des mesures de longueurs faites au moyen du diagramme $i - \Phi$ annexé

$$\Sigma \delta i = 26{,}0 \qquad \Delta\Phi = 26{,}1$$

de sorte que l'on peut dire que les raisonnements exposés ci-dessus ne subissent pas de changement. Il y a lieu par contre de remarquer que la somme des échanges de chaleur pour les réfrigérations isobares est ici, d'après les mesures relevées au diagramme, supérieure de 13,0 Cal/kg à celle des δi par le fait que l'isotherme considérée s'écarte, comme on sait, notablement de l'isenthalpe.

Enfin on notera que nous avons établi les calculs qui précèdent en suivant une voie détournée et, de ce fait, un peu longue. Mais à dessein, afin de mettre en évidence la possibilité de procéder par des moyens purement graphiques aux déterminations utiles au point de vue pratique. Des conclusions identiques à celles auxquelles nous sommes arrivés se déduisent immédiatement des équations de di et de $d\Phi$ pour s, respectivement T, constant, dès que l'on admet des variations assez faibles de la pression pour que l'on puisse considérer le volume comme constant[1].

ÉCOLE D'INGÉNIEURS DE L'UNIVERSITÉ DE LAUSANNE

Nominations.

Dans sa séance du 30 juillet 1940, le Conseil d'Etat du canton de Vaud a nommé directeur de l'*Ecole d'ingénieurs de l'Université*, en remplacement de M. Jean Landry, décédé, M. *A. Stucky*, professeur ordinaire de Calcul et de Travaux hydrauliques, d'Aménagement de chutes d'eau et de Fondations.

C'est en 1926 que débuta, à Lausanne, l'enseignement du professeur Stucky et c'est lui qui créa et dirigea dès leur début le *Laboratoire d'hydraulique* et celui de *Géotechnique*, les deux plus récents laboratoires de l'Ecole d'ingénieurs. Appelé au cours de ces dernières années à élaborer les projets et à assumer la direction de la construction de très importants ouvrages en Suisse et à l'étranger, il jouit, chez nous et au dehors, auprès de ses collègues et de ses étudiants, d'une autorité incontestée. Tous ceux qui eurent, jusqu'à ce jour, l'heureux privilège de bénéficier d'une façon ou d'une autre de sa grande expérience et tout spécialement ses anciens élèves, ont appris avec grande joie cette nomination, heureux de voir échoir en de si bonnes mains « l'Ecole » à laquelle ils sont restés et resteront d'autant plus attachés.

Nous sommes persuadés d'être auprès du professeur Stucky l'interprète de nos lecteurs en lui adressant nos vives félicitations et en lui disant combien aujourd'hui est grande notre satisfaction et notre confiance dans l'avenir de notre haute école technique romande.

* * *

C'est également dans l'une de ses dernières séances que le Conseil d'Etat vaudois a nommé professeur ordinaire de Géologie à l'Ecole d'ingénieurs et à la Faculté des sciences de l'Université de Lausanne, en remplacement du professeur M. Lugeon, atteint par la limite d'âge[1], M. *Elie Gagnebin*.

M. *Oulianof* a été nommé professeur extraordinaire et donnera aux élèves constructeurs de l'E. I. L. un cours intitulé « Eléments de pétrographie technique ».

Diplômes.

La Commission universitaire, sur préavis du Conseil de l'Ecole d'ingénieurs, a décerné les diplômes suivants :

Ingénieur-constructeur :

MM. Bergmann, Hermann
Cosandey, Maurice[2]
Genton, David
Israël-Nayir, Joseph
Rey, Edmond
Stucky, Jean-Pierre
Verrey, Frédéric
Vingerhœts, Gotfried[3]
Welti, Frédéric

Ingénieur-mécanicien :

MM. Godet, Jean-Louis
Strub, René[4]

Ingénieur-électricien :

MM. Antonioli, César
Baud, Albert[5]
Maire, René
Valloton, Jean Pierre

Ingénieur-chimiste :

MM. Chervet, Eric
Grandjean, Philippe
Preitner, C.-Gaston
Von der Mühll, Martin

Ont en outre obtenu le *certificat de capacité* attestant la fin des études théoriques régulières, les candidats suivants au diplôme fédéral de *géomètre du registre foncier* :

MM. Byrde, Pierre
Droz, René
Etter, Marcel
Milliet, Pierre.

[1] Nous signalons à nos lecteurs que M. le professeur *Colombi* a publié au n° 4, Band 115, de la *Schweizerische Bauzeitung*, un article intitulé « Application d'un nouveau diagramme thermodynamique i-φ à l'étude du cycle d'une turbine aéro-dynamique ». C'est un cas particulier de la méthode exposée ici. *(Réd.)*

[1] Voir *Bulletin technique* du 13 juillet 1940, p. 158, quelques lignes concernant la dernière leçon du professeur M. Lugeon.

[2] Lauréat du prix de l'*Association amicale des anciens élèves de l'Ecole d'ingénieurs de Lausanne.*

[3] Lauréat du prix *W. Grenier.*

[4] Lauréat du prix *A. Dommer* et du prix *W. Grenier.*

[5] Lauréat du prix de la *Société vaudoise des ingénieurs et des architectes.*