Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande

Band: 83 (1957)

Heft: 22

Artikel: Contribution à l'étude de la notion de travail continu maximum et de ses applications pratiques: notamment au cas des installations dites de force et chauffage

Autor: Colombi, Ch.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-62801

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: 13.07.2025

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

83e année 26 octobre 1957 N° 22

BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

Abonnements:
Suisse: 1 an, 26 francs
Etranger: 30 francs
Pour sociétaires:
Suisse: 1 an, 22 francs
Etranger: 27 francs
Prix du numéro: Fr. 1.60
Ch. post. « Bulletin technique de la Suisse romande » N° II. 57 75, à Lausanne.

Adresser toutes communications concernant abonnements, changements d'adresse, expédition à **Imprimerie La Concorde, Terreaux 31, Lausanne**

Rédaction
et éditions de la S. A. du Bulletin technique (tirés à part), Case Chauderon 475
Administration de la S.A. du Bulletin Technique
Ch. de Roseneck 6 Lausanne

Paraissant tous les quinze 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 polytechnique de l'Université de Lausanne et des Groupes romands des anciens élèves de l'Ecole polytechnique fédérale

Comité de patronage — Président: J. Calame, ingénieur, à Genève; Vice-président: † G. Epitaux, architecte, à Lausanne — Membres: Fribourg: MM. H. Gicot, ingénieur; M. Waeber, architecte — Vaud: MM. A. Gardel, ingénieur; A. Chevalley, ingénieur; E. d'Okolski, architecte; Ch. Thévenaz, architecte — Genève: MM. Cl. Grosgurin, architecte; E. Martin, architecte — Neuchâtel: MM. J. Béguin, architecte; R. Guye, ingénieur — Valais: MM. G. de Kalbermatten, ingénieur; D. Burgener, 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; P. Waltenspuhl, architecte; R. Neeser, ingénieur.

Tarif des annonces

1/1 page		Fr. 275.—
1/2	»	» 140.—
1/4	»	» 70.—
1/8	»	» 35.—

Annonces Suisses S. A. (ASSA)

Place Bel-Air 2. Tél. 22 33 26
Lausanne et succursales

SOMMAIRE: *Contribution à l'étude de la notion de travail continu maximum et de ses applications pratiques*, par CH. COLOMBI, professeur honoraire de l'Université (Ecole polytechnique). — DIVERS: *Instituts techniques supérieurs.* — BIBLIOGRAPHIE. — LES CONGRÈS: *Société suisse de Mécanique des sols et des Travaux de fondation; 2e Congrès international de cybernétique; Cinquièmes journées de l'hydraulique.* — CARNET DES CONCOURS. — SERVICE DE PLACEMENT. — DOCUMENTATION GÉNÉRALE. — INFORMATIONS DIVERSES.

Supplément: « Bulletin S. I. A. », n° 14

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA NOTION DE TRAVAIL CONTINU MAXIMUM ET DE SES APPLICATIONS PRATIQUES

notamment au cas des installations dites de force et chauffage

par CH. COLOMBI, ingénieur, professeur honoraire de l'Université de Lausanne (Ecole polytechnique)

Après avoir recherché une définition du travail continu maximum (désigné généralement dans la littérature technique allemande par « maximale technische Arbeit ») et dans celle française par « énergie utilisable » on en montre la signification au moyen de divers exemples en recourant particulièrement à la représentation graphique très simple et claire de ce travail que l'on obtient au moyen de diagrammes ayant comme coordonnées l'enthalpie et le potentiel thermodynamique (diagrammes i—Φ ou M.i—M.Φ selon qu'on se réfère à 1 kg ou à 1 kmol de fluide). On applique ensuite les notions établies à l'étude des propriétés énergétiques des installations combinées dites de force et chauffage (production simultanée d'énergie mécanique et de chaleur de chauffage) en examinant particulièrement le cas de l'utilisation de la chaleur des gaz débités par une turbine à gaz, cas très simple choisi afin de bien mettre en évidence ce qui apparaît essentiel dans l'appréciation de l'économie des installations en cause. Quelques considérations concernant les relations qui existent entre les déductions faites et celles auxquelles on arrive en utilisant les facteurs de rendement couramment employés dans la pratique, les rapports entre les valeurs thermodynamiques établies et les valeurs marchandes des énergies livrées par une installation de force et chauffage, ainsi que de brefs rappels à une bibliographie récente terminent cette contribution.

1. Avant-propos

La notion de *travail continu maximum* qui est en somme une valeur de convertibilité de l'énergie thermique en énergie mécanique ou équivalente, est souvent utilisée dans les traités de chimie-physique et la littérature technique allemande en fait fréquemment usage sous la dénomination de *maximale technische Arbeit* (travail technique maximum) en particulier dans les parties des traités de thermodynamique réservés à la thermodynamique chimique. Dans les publications françaises (voir paragraphe 7 pour plus de détails) on la retrouve sous la désignation d'*énergie utilisable*.

Malgré cela il n'est pas très fréquent de la voir employée à des recherches concernant les machines et les installations thermiques destinées à la production d'énergie mécanique ou équivalente, quoiqu'elle fournisse dans ce domaine des indications précieuses.

Il est moins fréquent encore de la voir évoquée au sujet d'installations combinées dites de force et chauffage dans lesquelles on utilise la chaleur évacuée par une machine motrice thermique pour satisfaire aux besoins d'une installation de chauffage industriel ou autre. Bien plus, les rares mentions qui, à notre connaissance, ont été faites du travail continu maximum au sujet de ces installations combinées signalent que l'on ne peut en tirer des informations utiles en ce qui concerne leur économie.

En ce qui suit nous nous proposons de définir d'abord la notion précitée, puis d'étudier divers exemples afin d'en faire saisir la valeur et la signification de même que son utilité pratique. On montrera en outre que la détermination numérique, en chaque cas particulier, du travail continu maximum est rendue particulièrement simple, commode et évidente par l'emploi de diagrammes enthalpie-potentiel thermodynamique. Enfin on appliquera les résultats acquis à l'examen de l'économie énergétique d'installations combinées de force et chauffage pourvues de turbines à gaz et dont les services de chauffage seraient alimentés par les gaz débités par la turbine.

Nous aurons naturellement, en cours de route, quelques remarques complémentaires à formuler.

* * *

2. Définition et observations

Nous n'avons pas connaissance qu'une définition du travail continu maximum ait été formulée : cette notion est le plus souvent présentée comme une conséquence de la discussion de relations énergétiques générales. Aussi avons-nous cherché à établir un énoncé susceptible de servir de base aux recherches qui vont être exposées. En comparant diverses tentatives de rédaction nous nous sommes finalement arrêtés à la suivante :

Le travail continu maximum est le travail maximum que l'on peut obtenir dans un moteur thermique par conversion en travail mécanique ou équivalent de la chaleur d'un corps (ou système de corps) disponible à un état initial défini (comme tout autre état) par la connaissance simultanée de deux variables indépendantes et contraint, par des liaisons appropriées, d'atteindre un état final également déterminé : pour obtenir ce travail maximum le corps qui évolue ne peut effectuer que des transformations réversibles, soit des adiabatiques réversibles (isentropiques) et des isothermiques.

Quoique déjà assez complexe, cette définition n'est pas encore entièrement satisfaisante surtout au point de vue rigueur ; si nous l'avons formulée c'est notamment parce quelle met en évidence certaines circonstances importantes que nous allons énumérer. En effet cette définition montre :

a) que les transformations dont on s'occupe ont lieu dans un moteur thermique, donc dans une machine à fonctionnement continu ;

b) que l'on a affaire à une conversion d'une forme énergétique en une autre, soit d'énergie thermique en énergie mécanique, conversion qui ne peut intervenir intégralement que dans des cas-limite tel, par exemple, celui ou l'on disposerait d'une source froide à la température absolue nulle (0° K.) ;

c) que, par suite des contraintes qui lui sont imposées, le corps qui évolue doit atteindre un état final déterminé, mais que ces contraintes sont de nature spéciale si l'on veut obtenir le travail maximum désiré : elles obligent le corps à se transformer sans échanger de la chaleur avec des corps extérieurs et sans subir des dégradations (adiabatiques réversibles ou isentropiques), ou en équilibre, à des différences infiniment petites près, de température avec des sources de chaleur (qui sont, par définition, isothermes).

Les observations *a*) et *b*) justifient la désignation de *travail continu maximum* que nous utilisons dans la présente note car elles soulignent le fait que ce travail est fourni par une machine, soit de façon continue. De même soit dit pour la locution de *valeur de convertibilité* (d'une quantité de chaleur en travail mécanique) que l'on pourrait également préconiser. Ceci sans que nous attachions à cette question de nomenclature plus d'importance qu'elle n'en a et quoique nous y revenions dans nos conclusions.

Ce qui nous apparaît en revanche très important, c'est ce que relève l'observation *c*), c'est-à-dire le fait que seules des transformations isentropiques et isothermiques du corps qui évolue permettent de déterminer le travail maximum cherché. Or ces transformations sont justement définies par les relations que nous avons déjà signalées dans l'étude publiée par le *Bulletin technique de la Suisse romande* du 8 juillet 1957 et que nous répétons ici, en les référant cette fois à l'unité de poids du corps actif et non à son poids moléculaire (ce qui était particulièrement commode dans le cas de l'étude rappelée) et en les résolvant par rapport au travail.

$$A.\,\varphi.\,dp = di - T.\,ds \qquad (1)$$

et pour $s = ct.$, $A.\,\varphi.\,dp = di.$

$$A.\,\varphi.\,dp = d\Phi + s.\,dT \qquad (2)$$

et pour $T = ct.$; $A.\varphi.dp = d\Phi.$

L'équation (1) dérive de la définition de l'enthalpie, respectivement de ses variations di et la seconde de celle des variations du potentiel thermodynamique $d\Phi$.

Comme il est possible de relier deux états thermiques d'un corps par la succession d'une isentropique et d'une isotherme, il est évident que la somme des différences d'enthalpie et de potentiel thermodynamique donnera la solution du problème que nous nous sommes posé. Dès lors il apparaît tout aussi évident que le fait d'utiliser des diagrammes i-Φ facilitera grandement les déterminations puisqu'elles se résoudront en la mesure de simples différences d'abscisses et d'ordonnées.

La définition que nous avons donnée ci-dessus étant forcément un peu abstraite, nous allons chercher à montrer par quelques exemples comment on détermine le travail continu maximum, que nous désignerons par $A.L_m$, ce qui rendra plus concrète cette notion et en fera ressortir les diverses propriétés mieux qu'une discussion plus détaillée de sa définition même, définition dont la connaissance était cependant nécessaire, au moins à titre préliminaire, pour bien fixer les idées.

* * *

3. Exemples divers relatifs à la détermination du travail continu maximum

Exemple n° 1

Détermination du travail continu maximum que pourrait livrer 1 kmol (M) d'un gaz disponible à une pression donnée p_a ata et à une température T_a °K., gaz qui effectivement se refroidirait de la température T_a à la température T_z selon l'isobare $p_a = p_z$.

Ce problème, classique, correspond par exemple à celui de la détermination de la valeur en énergie mécanique de la chaleur du gaz considéré que l'on peut assimiler au produit de la combustion d'un combustible quelconque.

Pour simplifier nous admettrons que la chaleur spécifique à pression constante du dit gaz est constante, soit nous poserons $M.c_p = ct.$ (kcal/kmol.° ΔT)

Les représentations des transformations thermiques au moyen des diagrammes pression-volume et entropie-température absolue étant familières à tout ingénieur, nous allons les utiliser pour l'étude de ce premier exemple afin de montrer comment se présente, dans un cas concret, la succession des transformations à envisager.

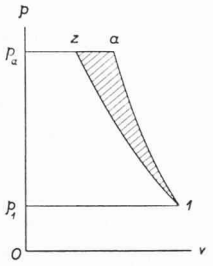

Fig. 1. — Représentation sommaire en diagramme pression-volume (p-v) de la suite des transformations isentropique $a \rightarrow 1$ et isothermique $1 \rightarrow z$ reliant les deux états extrêmes du refroidissement isobare $a \rightarrow z$ d'un gaz.

Dans la figure 1 relative au diagramme pression-volume, figure tracée à simple titre d'indication et sans tenir compte de valeurs calculées ni pour les pressions ni pour les volumes, l'état initial du gaz est représenté par le point a (pression = p_a ata., température = T_a °K.). En réalité le gaz se refroidit sous la pression constante p_a et doit atteindre, à la suite de cette cession de chaleur, l'état final z caractérisé par la pression $p_z = p_a$ et par la température $T_z < T_a$. Il est possible, au moins idéalement, de joindre les deux états a et z au lieu que par l'isobare (irréversible, puisque l'on admet la présence d'une seule source, froide, à la température T_z °K.) par deux transformations réversibles. La première de celles-ci est l'isentropique $a \rightarrow 1$ qui aboutit à l'état 1 pour lequel $p_1 < p_a$ et $T_1 = T_z$. La seconde est l'isotherme $1 \rightarrow z$ à la température T_z à laquelle correspond une compression de p_1 à $p_z = p_a$. C'est la somme des travaux fournis et absorbés par ces deux transformations réversibles qui donne le travail continu maximum. On sait qu'il est possible de représenter les travaux cités par des surfaces du diagramme p-φ : nous n'insistons pas sur cette question banale.

La figure 2 reproduit les mêmes évolutions dans le diagramme entropie-température absolue (s-T) ; la numérotation des points représentatifs des divers

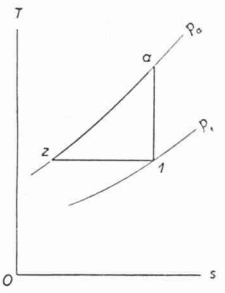

Fig. 2. — Représentation sommaire en diagramme entropie-température absolue (s-T) de la suite des transformations isentropique $a \rightarrow 1$ et isothermique $1 \rightarrow z$ reliant les deux états extrêmes du refroidissement isobare $a \rightarrow z$ d'un gaz.

états atteints par le gaz étant identique à ce qui a été fait pour la figure 1, toute explication complémentaire est superflue.

Ce qui a été dit au sujet de la figure 1 facilite la solution algébrique du problème. En effet le travail livré par le gaz sur les résistances extérieures au cours de la détente $a \rightarrow 1$ est donnée par

$$M.A.L_{a-1} = M.c_p.(T_1 - T_a)$$

avec $T_1 < T_a$.

Le travail absorbé par la compression $1 \rightarrow z$ vaut

$$M.A.L_{1-z} = A.M.R.T_z.1n\,\frac{p_z}{p_1}$$

avec $p_z < p_1$.

Le rapport $p_z : p_1$ est connu parce qu'il correspond à celui que définit la détente isentropique $a \rightarrow 1$ puisque

$$\frac{p_z}{p_1} = \frac{p_a}{p_1}.$$

Or d'après les lois qui régissent les transformations isentropiques des gaz parfaits

$$\frac{p_z}{p_1} = \left(\frac{T_a}{T_1}\right)^{\frac{\chi}{\chi-1}}$$

ou, avec $M.c_v$ = chaleur spécifique du gaz à volume constant (kcal/kmol. °Δ T), on a

$$\chi = M.c_p : M.c_v.$$

Comme

$$A.M.R = M.(c_p - c_v) = M.c_p\,.\,\frac{\chi}{\chi-1}$$

en remplaçant dans l'expression de $M.A.L_{1-z}$ on obtient

$$A.M.L_{1-z} = M.c_p.\ln\frac{T_a}{T_1} = M.c_p.\ln\frac{T_a}{T_z}$$

d'où pour la somme des travaux $A.M.L_{a-1} + A.M.L_{1-z}$

$$A.M.L_m = M.c_p.T_z.\left\{\left(1 - \frac{T_a}{T_z}\right) + \ln.\,\frac{T_a}{T_z}\right\}.$$

On sait cependant que

$$A.M.L_{a-1} = M.i_1 - M.i_z$$

et que

$$A.M.L_{1-z} = M.\Phi_z - M.\Phi_1$$

de sorte que tout le calcul algébrique peut être remplacé par la lecture des différences de $M.i$ et $M.\Phi$ ainsi qu'on le voit dans la partie d'un diagramme $M.i$—$M.\Phi$ établi pour le gaz-type caractérisé par $M.c_p = 5$ reproduite au moyen de la figure 3.

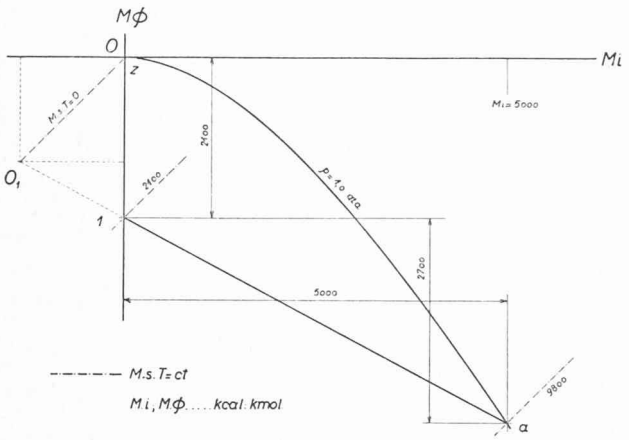

Fig. 3. — Refroidissement isobare d'un gaz dont la chaleur spécifique est $M.c_p = 5$ kcal/kmol.° ΔT (gaz-type) et détermination du travail continu maximum que l'on pourrait obtenir entre les mêmes conditions thermiques extrêmes.

Etat initial . . . . $p = 1{,}0$ ata $T = 1273°$ K (1000° C)
Etat final . . . . . $p = 1{,}0$ ata $T = 273°$ K (0° C)
(L'état final coïncide avec l'origine du diagramme)

Pour tracer cette figure on a admis

Etat initial . . . $p_a = 1{,}0$ ata ; $T_a = 1273°$ K
Etat final . . . $p_z = 1{,}0$ ata ; $T_z = 273°$ K

Le rapport des températures absolues vaut donc $T_a : T_z = 4{,}66307$

d'où

$$M.c_p.T_z.\left(1 - \frac{T_a}{T_z}\right) = -5000 \text{ kcal/kmol}$$

(valeur qui correspond naturellement à $-M.c_p.(T_a - T_z)$ puisque la différence des températures est de 1000°)

On a encore

$ln.T_a - ln.T_a = 1{,}53966$

d'où

$$M.c_p.T._y ln\,\frac{T_a}{T_z} = 2101{,}6 \sim 2100 \text{ kcal/kmol.}$$

Il résulte donc en définitive comme valeur du travail continu maximum

$$A.M.L_m = -5000 + 2100 = -2900 \text{ kcal/kmol.}$$

valeur qui correspond exactement aux lectures faites sur le diagramme dont dérive la figure 3.

L'examen du diagramme de la figure 3 fournit l'occasion de formuler quelques remarques. On observe en premier lieu que le choix de l'état final z qui, dans le cas particulier, coïncide avec celui admis comme origine du diagramme, n'a, du point de vue du principe des calculs et des représentations graphiques, aucune importance. Il implique seulement, pour le cas en discussion, que $M.i_z = O$; $M.\Phi_z = O$; $M.S_z.T_z = O$ donc $M.s_z = O$. En conséquence on a aussi $M.\Phi_1 = M.s_1.T_z$ ce qui donne pour l'entropie $M.s_1 = 2100 : 273 = 7{,}7$ kcal/kmol.°K. En outre $M.s_1.T_a = M.i_a - M.\Phi_a = 5000 - (-4800) = 9800$ kcal/kmol ce qui reconduit à $M.s_1 = 9800 : 1273 = 7{,}7$ kcal/kmol. °K.

On dispose ainsi facilement d'indications complémentaires pour chacun des états représentés, indications qui peuvent être fort utiles pour certains calculs.

Exemple n° 2

Nous nous proposons d'examiner ici deux cas :

a) Détente isentropique d'un gaz disponible à un état initial connu (état *a*) poussée jusqu'à obtention d'une pression finale p ou jusqu'à un état final z défini par la connaissance de p_z et de la température T_z.

b) Détente adiabatique non réversible partant du même état initial a et aboutissant à la même pression finale p_z ou au même état final z que la détente isentropique.

Les données générales ainsi que celles numériques relatives à cet exemple sont fournies par la figure 4

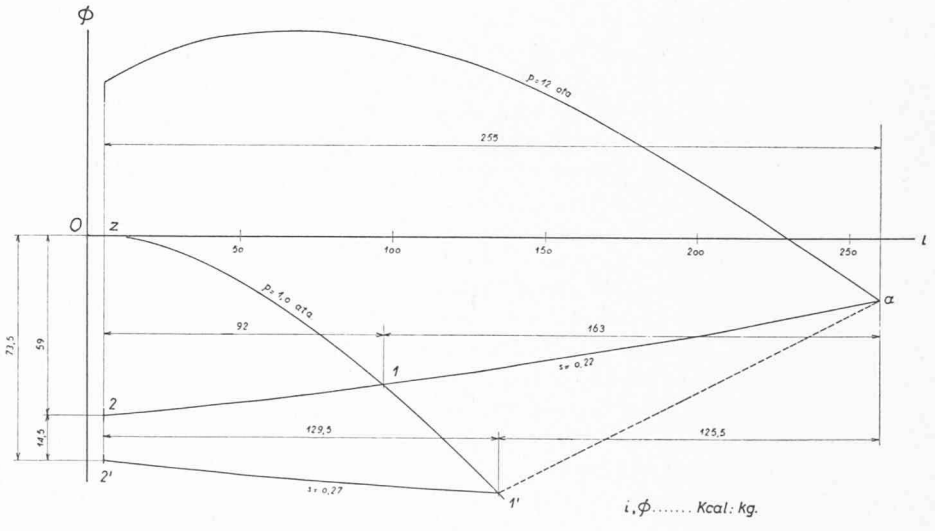

Fig. 4. — Représentation en diagramme $i - \Phi$ pour l'air (c_q variable linéairement avec la température) de détentes intervenant à partir d'un état initial a et aboutissant soit à une pression finale p_z, soit à un état final défini par la connaissance de cette pression et de la température T_z°K (source froide). Deux cas sont représentés pour la transformation entre a et p_z :

$a \rightarrow 1$ = transformation isentropique
$a \rightarrow 1'$ = transformation adiabatique irréversible.

établie sur la base d'un diagramme $i - \Phi$ tracé pour 1 kg d'air dont la chaleur spécifique sous pression constante varie linéairement avec la température.

Cas a). — La détente étant isentropique à partir de l'état initial a, si elle se termine à la pression p_z soit à l'état représenté par le point 1, elle fournit un travail donné par $A.L_{a-1} = i_1 - i_a$.

Pour atteindre l'état final z on peut refroidir le gaz sous pression constante p_z de la température T_1 à la température T_z en lui soustrayant une quantité de chaleur $(i_1 - i_z)$ kcal/kg qui est absorbée par la source froide (milieu ambiant, directement ou indirectement p. ex.) ; c'est la solution courante de la pratique.

Il est cependant facile de concevoir, et on l'a d'ailleurs déjà relevé, que l'état z soit atteint, à partir de l'état a, au moyen de transformations réversibles, donc d'une détente isentropique $a \rightarrow 2$ suivie d'une compression isothermique $2 \rightarrow z$. Le travail livré au total serait alors

$$A.L_m = (i_2 - i_a) + (\Phi_z - \Phi_2) \qquad (3)$$

qui n'est autre que le travail continu maximum selon la définition précédente ; il correspond à la conversion la plus favorable en travail mécanique de l'énergie thermique disponible en a.

Le travail continu maximum $A.L_m$ est un résultat complet et rigoureux au point de vue thermodynamique tandis que le travail $A.L_{a-1}$, quoique présupposant une détente sans dégradations, par le fait que cette transformation réversible est suivie de l'isobare $1 \rightarrow z$, irréversible, met en évidence l'incapacité dans laquelle on se trouve pratiquement de convertir en travail une partie de ce qui pourrait l'être à la limite.

Il apparaît donc logique d'établir un rapport entre les deux travaux $A.L_{a-1}$ et $A.L_m$ rapport correspondant à un rendement idéal $\eta_i = A.L_{a-1} : A.L_m$ ou, explicitement :

$$\eta_i = \frac{i_1 - i_a}{(i_2 - i_a) + (\Phi_z - \Phi_2)}. \qquad (4)$$

Nous aurons par la suite l'occasion de modifier cette expression, mais, pour l'instant, nous voulons montrer un autre aspect de la question auquel nous aurons fréquemment recours.

On peut considérer le travail $A.L_m$ comme étant donné par la somme du travail effectif $A.L_{a-1}$et d'un travail complémentaire $A.L_{c.m} = (i_2 - i_1) + (\Phi_z - \Phi_2)$ qui est en fait le travail continu maximum que pourrait livrer le fluide s'il était disponible à l'état 1. En conséquence le rendement idéal devient

$$\eta_i = \frac{A.L_{a-1}}{A.L_{a-1} + A.L_{c.m}} \qquad (5)$$

et son inverse (notion que nous utiliserons aussi plus loin, mais dans un but parfaitement déterminé)

$$c_i = 1 + \frac{A.L_{c.m}}{A.L_{a-1}}. \qquad (6)$$

Ces données générales établies il est utile de voir, en partant des renseignements numériques fournis par le diagramme de la figure 4, à quels résultats on arrive dans un cas concret.

Les valeurs sur lesquelles nous nous sommes basés sont les suivantes :

Etat initial a) . pression $p_a = 12$ ata
enthalpie $i_a = 260$ kcal/kg
entropie $s_a = 0{,}22$ kcal/kg.°K
Etat final z) . pression $p_z = 1{,}0$ ata
enthalpie $i_z = 5{,}0$ kcal/kg
potentiel thermodynamique $\Phi_z \sim 0$.

Les lectures faites au diagramme donnent :

$i_1 - i_a = -163$ kcal/kg
$i_2 - i_1 = -92$ »
$i_2 - i_a = -255$ »
$\Phi_z - \Phi_2 = 59$ »

On déduit de ces indications :

$A.L_{a-1} = -163$ kcal/kg
$A.L_m = -255 + 59 = -196$ kcal/kg
$A.L_{c.m} = -92 + 59 = -33$ kcal/kg

d'où les rapports

$\eta_i = 163 : 196 = 0{,}832$
$c_i = 196 : 163 = 1{,}202$

valeur qui est également donnée par

$$c_i = 1 + (33 : 163) = 1 + 0{,}2025 = 1{,}202$$

Ces petits calculs montrent clairement la différence qui existe entre le travail $A.L_{a-1}$ livré par la détente isentropique lorsqu'elle est limitée à la pression p_z et le travail continu maximum ; ils mettent en outre en évidence la valeur nullement négligeable du travail continu complémentaire $A.L_{c.m}$.

Cas b). — Dans la même figure 4 sont représentées les transformations relatives au second des cas mentionnés. Le gaz (air) est disponible dans l'état initial a déjà déterminé. Les conditions finales qui doivent être atteintes sont également inchangées. Mais la détente entre l'état a et la pression p_z au lieu d'être isentropique est supposée comporter des irréversibilités (frottements, dégradations), soit être en fait une adiabatique irréversible. Ceci implique une augmentation de l'entropie du fluide au cours de la transformation qui intervient entre l'état a et la pression p_z. La détente en cause aboutit donc à l'état 1′ au lieu qu'à l'état 1 dont nous nous sommes occupés auparavant. On traduit généralement cette circonstance en posant

$$(i_1' - i_a) = \eta.(i_1 - i_a) \qquad (7)$$

relation qui définit le rendement η de la transformation selon l'usage courant dans les calculs de turbines p. ex.

Pour atteindre l'état z à partir de l'état 1′ on procède à un refroidissement isobare du fluide sous la pression p_z (éventuellement aux pertes de charge près). Mais nous savons que l'on peut remplacer idéalement cette transformation par la suite des transformations réversibles $1' \rightarrow 2'$ et $2' \rightarrow z$.

Le travail continu maximum $A.L_m$ n'a pas changé puisque les états initial et final du fluide sont restés les mêmes. Il a la valeur donnée par la relation

$$A.L_m = (i_2 - i_a) + (\Phi_z - \Phi_2)$$

tandis que le travail effectif $A.L_{a-1'} < A.L_{a-1}$. D'autre part le travail continu complémentaire vaut dans le cas qui nous occupe maintenant

$$A.L_{c.m} = (i_{2'} - i_{1'}) + (\Phi_z - \Phi_{2'}) \qquad (8)$$

valeur plus élevée que celle à laquelle nous étions arrivés pour le cas a.

Le travail que l'on pourrait obtenir en faisant suivre la détente réelle $a \rightarrow 1'$ des deux transformations réversibles connues qui définissent $A.L_{c.m}$ est

$$A.L_{a-1'} + A.L_{c.m} = (i_{1'} - i_a) + (i_{2'} - i_{1'}) + (\Phi_z - \Phi_{2'})$$

ou

$$A.L_{a-1'} + A.L_{c.m} = (i_z - i_a) + (\Phi_z - \Phi_{2'}) \qquad (9)$$

expression dont tous les éléments se déduisent sans autre du diagramme i—Φ.

En outre si l'on tient compte des définitions données pour les rendements η et η_i on arrive à des relations intéressantes.

Le travail réellement fourni par la détente est

$$A.L = \eta.A.L_{a-1}$$

ce qui donne

$$\eta_i = \frac{A.L_{a-1}}{A.L_m} = \frac{A.L}{\eta.A.L_m}$$

ou

$$\eta_i.\eta = \frac{A.L}{A.L_m} \qquad (10)$$

et avec

$$c_i = 1 : \eta_i \qquad c = 1 : \eta$$

$$c_i.c = \frac{A.L_m}{A.L}. \qquad (11)$$

D'après l'équation (6) on a encore

$$c_i = 1 + \frac{A.L_{c.m}}{c.A.L}$$

d'où

$$c.(c_i - 1) = \frac{A.L_{c.m}}{A.L} \qquad (12)$$

relation dans laquelle $A.L_{c.m}$ est le travail continu complémentaire valable pour le cas de la détente isentropique entre les états a et 1 donc, pour éviter toute confusion, $(i_2 - i_1) + (\Phi_z - \Phi_2)$, ou son analogue $s_i\,T_1 = T_z$.

Les rapports qui viennent d'être établis relient entre elles les deux notions de rendement idéal η_i et de rendement conforme à l'usage pratique et d'ailleurs très commode η ce qui établit tout naturellement la liaison entre celles de travail continu maximum, de travail continu complémentaire et celle de perte au sens que l'on attribue couramment à cette dernière.

Numériquement, d'après les indications de la figure 4 on a

$A.L_{a-1} = -163$ kcal/kg
$A.L_{a-1'} = A.L = -125{,}5$ kcal/kg
$A.L_{.m} = 255 \div 59 = -196$ kcal/kg
$A.L_{c.m} = -129{,}5 + 73{,}5 = -56$ kcal/kg

On rappelle en outre (voir cas a) que si la détente à partir de l'état a était isentropique on aurait

$A.L_{c.m} = -33$ kcal/kg

et que l'on a trouvé $c_i = 1{,}202$ respectivement $\eta_i = 0{,}832$.

En utilisant ces valeurs numériques on trouve

$\eta = A.L : A.L_{a-1} = 125{,}5 : 163 = 0{,}77$; $c = 1{,}299$
$\eta_i.\eta = 0{,}641$
$c_i.c = 1{,}562$
$c.(c_i - 1) = 33 : 125{,}5 = 1{,}299 \cdot 0{,}202 = 0{,}263$.

Les exemples que nous venons d'examiner montrent mieux qu'une discussion générale le parti que l'on peut tirer des notions de travail continu maximum et de travail continu complémentaire (cette dernière notion n'ayant, à notre connaissance, pas été employée jusqu'à maintenant). Nous pouvons donc aborder un problème concret appartenant à un domaine technique qui a soulevé et soulève encore de nombreuses discussions. Auparavant, cependant, quelques observations sont encore utiles.

* * *

4. Remarques complémentaires

En ce qui précède tout état du fluide qui évolue a été défini par la connaissance simultanée de deux variables indépendantes telles que la pression p, la température T, l'enthalpie i, etc. Tel est le cas notamment pour l'état initial de ce fluide quelle que soit la façon dont cet état initial a été atteint, aucune hypothèse n'ayant été faite au sujet des transformations au moyen desquelles on a obtenu cet état initial. Or, en fait, de nombreuses possibilités nous sont offertes pour atteindre un état quelconque d'un fluide, en particulier donc son état représenté par le point a de nos diagrammes. Pour fixer les idées un exemple pratique permet de se rendre compte de la variété des possibilités auxquelles nous venons de faire allusion.

Supposons le cas d'une turbine à gaz. Pour l'examen du cycle parcouru par le fluide qui y évolue nous admettrons que les gaz de la combustion sont assimilables à de l'air ce qui signifie que nous réduisons le cycle ouvert que nous avons en vue à un cycle fermé parcouru par de l'air atmosphérique. Cette simplification est souvent prise en considération : elle revient à négliger les différences qui existent entre les propriétés des gaz de la combustion lorsqu'ils ont repris la pression et la température du milieu et le milieu lui-même ce que l'on peut facilement éviter en recourant à des déterminations basées sur la connaissance des diagrammes $M.i$-$M.\Phi$ mais dont l'examen sort des limites de la présente note.

L'air aspiré par le compresseur de l'installation (les schémas des figures 6 et 8 que nous discuterons par la suite renseignent sur la disposition des machines et appareils) peut-être comprimé en une phase selon une adiabatique irréversible (fig. 6) ou en plusieurs phases analogues suivies chacune, sauf la dernière, d'une réfrigération isobare (fig. 8). Dans tous les cas ces compressions sont suivies d'un apport de chaleur isobare (accompagné en réalité de pertes et de chaleur)

plus ou moins important, mais tel que, en fin de compte, on arrive toujours à l'état initial a de la détente qui doit intervenir dans la (ou les) turbine (s). Le mode d'obtention de cet état a est donc différent, mais le résultat final ne change pas. Ce qui change en revanche c'est le rapport entre les dépenses de travail mécanique pour la compression et les fournitures de chaleur qui interviennent après réalisation de la compression.

Une étude plus approfondie de ce problème de répartition sort des limites de la présente note ; nous ne nous y arrêterons pas davantage ici d'autant plus que, en ce qui suit, nous tenons compte du travail de compression et de l'apport de chaleur par les calculs usuels et ne faisons intervenir en plus que le travail continu complémentaire que peut idéalement fournir le gaz évacué par la turbine (ou par la turbine de basse pression si la détente est à phases multiples).

Il nous semble cependant utile de noter encore que l'on peut définir le travail continu minimum qui concerne la compression d'un gaz d'une façon analogue à ce que nous avons vu au sujet du travail continu maximum dans le cas d'une détente, soit d'une fourniture de travail sur les résistances extérieures.

Plus encore : les notions exposées s'appliquent lorsque l'on considère les transformations qui interviennent pour un corps actif que l'on met successivement en contact avec deux sources, une chaude et une froide.

Pour ne considérer qu'un cas très simple, nous allons nous référer à un cycle de Carnot dont nous rappelons les caractéristiques au moyen de la figure 5 relative à sa représentation pour un gaz parfait à chaleur spécifique $M.c_p$ constante dans un diagramme $M.i$-$M.\Phi$. Un simple coup d'oeil à cette figure montre que le travail du cycle moteur 1-2-3-4-1 est exprimé par la différence de deux travaux continus maxima tels que $A.L_m$ effectués l'un avec contact entre le corps

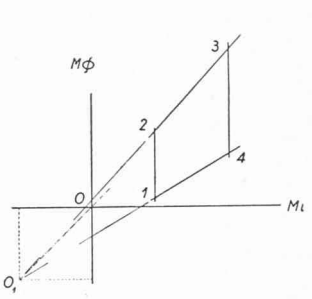

Fig. 5. — Représentation sommaire en diagramme $M.i$—$M.\Phi$ d'un cycle de Carnot parcouru par un gaz parfait ($M.c_p = 5$ kcal/-kmol.°ΔT) $1 \rightarrow 2$ = compression isothermique à la température de la source froide ; $2 \rightarrow 3$ = compression isentropique ; $3 \rightarrow 4$ = détente isothermique à la température de la source chaude ; $4 \rightarrow 1$ = détente isentropique.

actif et la source chaude, l'autre avec contact entre le corps actif et la source froide.

En effet si le corps actif est en contact avec la source chaude le chemin réversible 3-4-1 donne comme travail livré sur les résistances extérieures

$$A.L_{3-4-1} = A.L_{m.1} = (\Phi_4 - \Phi_3) + (i_1 - i_4).$$

Si, d'autre part, le corps actif est en contact avec la source froide le travail continu maximum qu'il peut fournir vaut

$$A.L_{3-2-1} = A.L_{m.2} = (i_2 - i_3) + (\Phi_1 - \Phi_2)$$

travail qui en fait correspond à des compressions.

La différence entre ces deux travaux est égale au travail livré par le cycle considéré

$$A.L_C = A.L_{m.1} - A.L_{m.2} = (\Phi_4 - \Phi_3) - (\Phi_1 - \Phi_2).$$

On peut donc dire que le travail du cycle de Carnot moteur est déterminé par la différence de deux travaux présentant les caractères propres à des travaux continus maxima tout en notant que le cycle étant fermé on peut choisir arbitrairement les états à considérer comme initial et comme final. Naturellement la même conclusion est valable, compte tenu des signes travail) absorbé et non livré) pour un cycle de Carnot récepteur (cas des thermo-pompes).

(A suivre.)

DIVERS

Instituts techniques supérieurs

Nous publions ci-dessous, à la demande du Secrétariat central de la S.I.A., l'arrêté du Conseil d'Etat du canton de Genève du 21 septembre 1957 interdisant à l'« Institut technique supérieur de Genève » de continuer à utiliser cette désignation, à donner un enseignement et à décerner des diplômes quelconques, particulièrement de prétendus « diplômes suisses d'ingénieur ».

Nos lecteurs savent en effet qu'un certain nombre d'« instituts » ayant un domicile en Suisse, se disant être des « écoles libres d'ingénieurs », décernent à l'étranger et de préférence en Italie, à la suite de cours par correspondance, de prétendus « diplômes suisses d'ingénieur, respectivement d'architecte » dont ils affirment qu'ils ont en Suisse exactement la même valeur que tout autre diplôme d'ingénieur ou d'architecte, qu'ils sont délivrés conformément à la législation fédérale, qu'ils ont dans notre pays une valeur légale, qu'ils sont reconnus dans le monde entier, etc. A en croire leur propagande, les « instituts » eux-mêmes seraient officiellement reconnus par l'Etat et contrôlés par les départements compétents de l'instruction publique ; ils auraient même le rang d'universités.

Il n'y a rien à objecter, en soi, à l'enseignement privé donné par correspondance. En revanche, la délivrance abusive de diplômes porte atteinte d'une manière grave à la réputation jusqu'ici excellente de l'enseignement suisse en général et plus particulièrement à celle de nos hautes écoles techniques et de leurs diplômés.

Il faut vivement souhaiter que les autres cantons intéressés, suivant le bon exemple de Genève, prennent des mesures semblables qui devraient permettre aux autorités étrangères, notamment italiennes, de réagir efficacement contre des abus de part et d'autre indésirables et regrettables.

RÉPUBLIQUE ET CANTON DE GENÈVE

Arrêté

interdisant à l'« Institut technique supérieur » et à sa délégation générale pour l'Italie à Gênes, d'utiliser le nom de