

# Le calcul thermodynamique des compresseurs centrifuges

Autor(en): **Valdenazzi, L.-G.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin technique de la Suisse romande**

Band (Jahr): **75 (1949)**

Heft 5

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-56858>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

Paraissant tous les 15 jours

**ABONNEMENTS :**Suisse : 1 an, 20 francs  
Etranger : 25 francs

Pour sociétaires :

Suisse : 1 an, 17 francs  
Etranger : 22 francsPour les abonnements  
s'adresser à la librairie**F. ROUGE & Cie**  
à LausannePrix du numéro :  
1 Fr. 25

**Organe de la Société suisse des ingénieurs et des architectes, des Sociétés vaudoises et genevoises 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 : R. NEESER, ingénieur, à Genève; Vice-président : G. EPITAUX, architecte, à Lausanne; secrétaire : J. CALAME, ingénieur, à Genève. Membres : *Fribourg* : MM. † L. HERTLING, architecte; P. JOYE, professeur; *Vaud* : MM. F. CHENAUX, ingénieur; E. D'OKOLSKI, architecte; A. PARIS, ingénieur; CH. THÉVENAZ, architecte; *Genève* : MM. L. ARCHINARD, ingénieur; E. MARTIN, architecte; E. ODIER, architecte; *Neuchâtel* : MM. J. BÉGUIN, architecte; G. FURTER, ingénieur; R. GUYE, ingénieur; *Valais* : MM. J. DUBUIS, ingénieur; D. BURGNER, architecte.

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

**TARIF DES ANNONCES**Le millimètre  
larg. 47 mm.) 20 cts.Réclames : 60 cts. le mm.  
(largeur 95 mm.)Rabais pour annonces  
répétées**ANNONCES SUISSES S.A.**5, Rue Centrale  
Tél. 2 33 26LAUSANNE  
et Succursales**CONSEIL D'ADMINISTRATION DE LA SOCIÉTÉ ANONYME DU BULLETIN TECHNIQUE**

A. STUCKY, ingénieur, président; M. BRIDEL; G. EPITAUX, architecte; R. NEESER, ingénieur.

**SOMMAIRE :** *Le calcul thermodynamique des compresseurs centrifuges*, par L.-G. VALDENAZZI, ing. méc. et naval. — *Centre scolaire du Crêt à Neuchâtel* : Concours d'architecture. — Société suisse des ingénieurs et des architectes : *Communiqué du Secrétariat*. — **BIBLIOGRAPHIE.** — **SERVICE DE PLACEMENT.**

## Le calcul thermodynamique des compresseurs centrifuges

par L.-G. VALDENAZZI, ing. méc. et naval,

chargé du Cours de machines thermiques et hydrauliques à l'Université de Gênes,  
chef du Bureau des études et expériences spéciales, Ansaldo S. A., Gênes

Le calcul d'un turbocompresseur est toujours effectué en deux phases; dans la première, appelée « Calcul thermodynamique », on cherche, au moyen des lois de la Thermodynamique et en adoptant des valeurs fixées par l'expérience pour les rendements, à déterminer l'état du fluide entre les différents éléments fixes ou mobiles de la machine. Le but final de cette étude est de pouvoir tracer sur un diagramme d'état quelconque (par exemple le diagramme de Mollier ou le diagramme du professeur Colombi) l'allure la plus probable de la compression.

Dans la deuxième phase, ou « Calcul aérodynamique », on se propose la détermination de la forme et des dimensions des éléments composant le turbocompresseur, en se servant des résultats de la première phase. En général ces deux phases ne sont pas indépendantes, mais on corrige les hypothèses qui ont conduit à la prédétermination de l'allure de la compression, pour répéter cette dernière jusqu'à une solution satisfaisante.

La littérature technique est ordinairement pauvre au sujet du calcul thermodynamique, notamment pour les turbocompresseurs réfrigérés; les auteurs, dans ce dernier cas, conseillent de tracer directement sur le diagramme entropique TS ou sur le diagramme de Mollier l'allure « probable » de la compression sur la base de l'expérience personnelle ce qui conduit à un grand nombre de tentatives et limite la possibilité d'effectuer ces calculs aux ingénieurs ayant à leur disposition un grand nombre de données expérimentales.

D'autres auteurs, au contraire, développent des calculs très compliqués, basés sur la détermination de la transmission de la chaleur à travers les parois du turbocompresseur. Ces calculs

sont fondés sur des hypothèses [1] [2]<sup>1</sup> simplificatrices sur la forme des conduits parcourus par le gaz et sur le coefficient de transmission de la chaleur et présentent le défaut du manque de simplicité, pour ne pas parler de l'incertitude des résultats<sup>2</sup>.

Guidés par ces considérations, l'auteur de cet article s'est proposé d'élaborer une méthode de calcul thermodynamique pour les turbomachines à gaz, à la fois simple et conforme à l'expérience, et basée sur un nombre restreint de coefficients expérimentaux de détermination simple. Les lignes qui suivent exposent le résultat de cette recherche pour les turbocompresseurs centrifuges, réfrigérés ou non. La généralisation aux autres turbomachines à gaz est très facile et fera l'objet d'une étude successive.

1. Les turbocompresseurs réfrigérés qui présentent un intérêt pratique en vue des applications sont ceux du type centrifuge. La réfrigération peut être interne, externe ou mixte. Dans le premier cas le fluide réfrigérant circule à l'intérieur de la machine; par exemple, dans le cas de la figure 1 qui représente une forme type de turbocompresseur

<sup>1</sup> Les chiffres entre crochets se rapportent à la bibliographie citée à la fin de l'article.

<sup>2</sup> Pour donner une idée de l'incertitude que l'on a dans l'étude de la transmission de la chaleur du gaz à l'eau de réfrigération, il suffit de rappeler que dans le cas très simple d'un tuyau cylindrique parcouru par de l'air chaud, les formules pour le coefficient de transmission fournies par les différents auteurs (Grocher, Jordan, Nusselt, Babcock et Wilcox, Schack) diffèrent de quelque dizaines de pour cent entre elles. De plus, si l'on considère que le coefficient de transmission est fonction de la forme des conduits et de l'état du gaz, on peut apprécier la soi-disant rigueur des méthodes suivies par les auteurs précités.

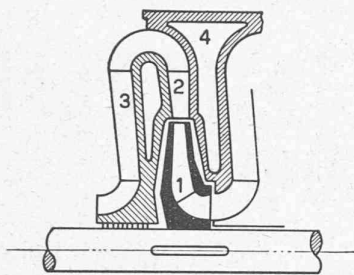


Fig. 1. — Élément de turbocompresseur centrifuge.

1. Roue. — 2. Diffuseur. — 3. Conduit de retour. — 4. Eau de réfr. évent.

centrifuge, le conduit de retour est indiqué par le chiffre 3. On peut aisément voir sur la figure que dans ce cas la roue est très peu réfrigérée, et même que le diffuseur et le conduit de retour ont une réfrigération limitée. Cette solution n'est actuellement employée que pour des machines de faible puissance.

Dans le second cas, la réfrigération est effectuée au-dehors de la machine, avec l'emploi de réfrigérants. Des conduits relient le corps de la machine aux réfrigérants ; cette solution est caractérisée par un certain encombrement, mais aussi par un meilleur rendement de la compression. Le troisième cas correspond à l'emploi simultané de la réfrigération interne et externe, avec les avantages et désavantages que l'on peut aisément imaginer.

2. Généralités sur l'allure de la compression dans le turbocompresseur centrifuge. — Les équations caractéristiques de la compression sont les suivantes :

$$i_2 - i_1 = A \int_1^2 v \cdot dp - q + AL_p \quad (1)$$

$$L = \int_1^2 v dp + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2g} + L_p \quad (2)$$

quand on néglige l'effet de la pesanteur du gaz comprimé. Dans ces formules :

$i$ = enthalpie du gaz	Kcal/kg
$v$ = volume spécifique	$m^3/kg$
$q$ = chaleur échangée avec le milieu extérieur	Kcal/kg
$c$ = vitesse du gaz	m/sec
$A$ = équivalent thermique du kpm	1/427 kcal/kgm
$L_p$ = travail perdu par résistances passives	Kgm/Kg
$g$ = accélération de la pesanteur	9,81 m/sec <sup>2</sup>
$p$ = pression du gaz	Kg/m <sup>2</sup>

Les chiffres 1 et 2 se rapportent respectivement aux états initial et final du gaz soumis à la compression.

La seconde des relations écrite représente le travail que l'arbre doit fournir aux organes mobiles de la machine pour effectuer la compression. Nous appellerons ce travail « travail intérieur de compression ». Il diffère du « travail total extérieur de compression », c'est-à-dire du travail fourni par la machine d'entraînement, car dans sa valeur les pertes mécaniques dans les paliers, les pertes par ventilation et volumétriques ne sont pas envisagées. On réserve le nom simple de « travail de compression » au terme

$$L_{compr} = \int_1^2 v dp$$

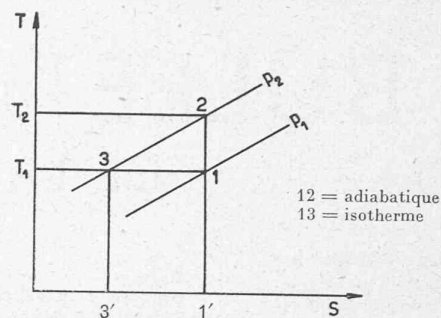


Fig. 2.

représentant la partie du travail fourni par la roue, qui est employée pour la compression du gaz. Ce terme n'est pas indépendant des autres, car on sait parfaitement que l'un des effets de résistances passives est d'augmenter le volume spécifique du gaz et par conséquent le travail de compression.

On sait ainsi que la réfrigération du gaz pendant la compression a pour effet de limiter l'augmentation du volume spécifique dû au réchauffage du gaz, et par conséquent de diminuer le travail de compression. Une réfrigération parfaite est celle qui permet de conserver la température du gaz inaltérée pendant la compression. En ce cas le turbocompresseur prend le nom de turbocompresseur isothermique.

3. La représentation graphique de la compression sur le diagramme entropique  $TS$  a des avantages particuliers pour l'étude que nous sommes en train d'exposer. Rappelons, par conséquent, les propriétés les plus importantes de ce diagramme :

a) Une transformation adiabatique, qui est aussi isentropique<sup>1</sup>, y est représentée par un segment vertical entre les deux isobares  $p_1$  et  $p_2$  (fig. 2) et une transformation isothermique par un segment horizontal.

b) L'aire trapézoïdale  $1' 2 3 3'$  (fig. 2) représente le travail total intérieur de compression pour une transformation idéale isentropique. L'aire rectangulaire  $1' 1 3 3'$  représente le travail total intérieur pour une transformation réelle sans réfrigération. Enfin, l'aire (fig. 4)  $1_1 2' 3 3'$  représente la même grandeur pour une compression réelle réfrigérée.

c) Dans la figure 2 et pour une transformation adiabatique idéale, l'aire triangulaire  $123$  représente le travail de compression supplémentaire à ajouter au travail de compression isothermique, supplément dû à l'augmentation du volume spécifique dérivant du manque de réfrigération.

d) Dans la figure 3, relative à la compression réelle non réfrigérée, l'aire triangulaire  $123$  a la signification exposée à l'alinéa précédent ; l'aire  $1 2 2'$  hachurée représente l'accroissement ultérieur du travail de compression par augmentation du volume spécifique, dû à l'apport de la chaleur relatif aux résistances passives ; enfin l'aire  $2_1 1 2' 2'_1$  représente, en unités thermiques, les pertes provoquées par les dites résistances.

<sup>1</sup> Il y a, à ce sujet, quelques différences d'opinion parmi les auteurs. Nous avons considéré les pertes exprimées par  $L_p$  comme source externe de chaleur ; une transformation adiabatique doit être caractérisée par  $L_p = 0$ , par définition. D'autres auteurs appellent adiabatique la transformation s'effectuant sans transmission de chaleur avec l'extérieur de la machine,  $L_p$  étant différent de zéro.

La transformation peut être isentropique pour le fluide comprimé quand la réfrigération est telle qu'on évacue exactement la chaleur produite par les pertes  $L_p$  et la ligne de compression est un segment vertical sur le diagramme  $TS$ , mais le travail emprunté à l'arbre moteur est différent du travail correspondant à une transformation adiabatique. Une transformation adiabatique est isentropique, mais l'affirmation réciproque n'est pas possible. Nous parlerons pourtant de rendement adiabatique et non pas de rendement isentropique.



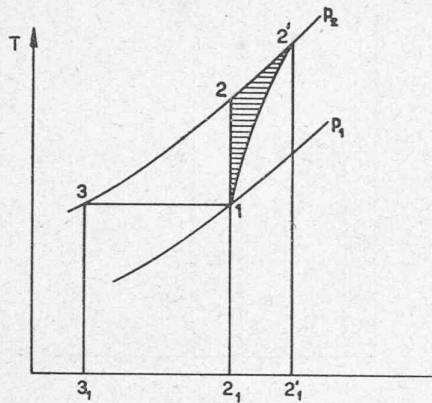


Fig. 3.

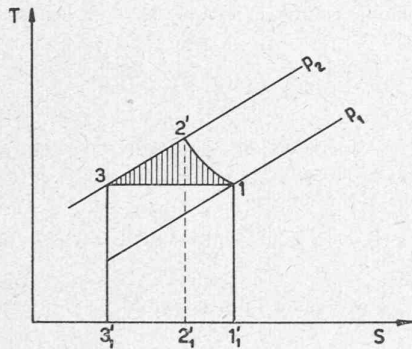


Fig. 4.

e) Dans la figure 4, relative à la compression réelle réfrigérée, l'aire triangulaire 1 2' 3 représente l'augmentation du travail de compression, à ajouter au travail de compression isotherme, par accroissement du volume spécifique; l'aire 1' 1 2' 2' 1' représente la somme algébrique de l'équivalent thermique du travail dû aux résistances passives et de la chaleur évacuée par l'eau de réfrigération.

4. Quand les pressions  $p_1$  et  $p_2$  ne diffèrent pas trop entre elles, on peut considérer la compression réelle comme polytropique, c'est-à-dire s'effectuant suivant la loi :

$$p v^m = C^{te}$$

où  $m$  est un exposant fonction des pertes et de la réfrigération. Il est facile de démontrer que la fonction écrite est représentée sur le diagramme  $TS$  par une courbe exponentielle. Si la différence entre les pressions initiale et finale de la compression est suffisamment petite on peut, par un développement en série, substituer à un segment de cette exponentielle un segment de droite. L'augmentation de pression dans un élément d'un turbocompresseur est toujours assez faible pour permettre d'utiliser cette simplification.

5. Les considérations des paragraphes précédents se rapportent à un élément de turbomachine. Nous voulons maintenant examiner, sur le diagramme  $TS$ , l'allure de la compression dans un turbocompresseur réfrigéré du type centrifuge à plusieurs étages et à réfrigération interne, comprimant l'air.

En conséquence des pertes de charge dans le conduit d'aspiration et de la nécessité d'accélérer le gaz à comprimer dans la machine (car dans le cas le plus général il est immobile dans l'enceinte d'où l'on aspire), on aura une dépression à l'entrée de la première roue.

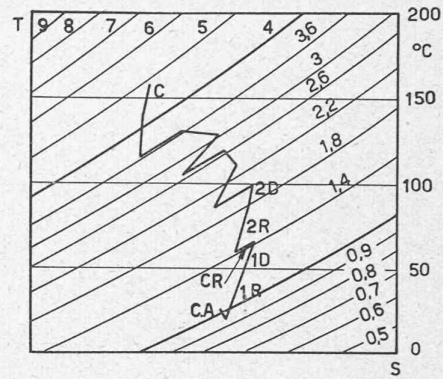


Fig. 5.

R = Roues D = Diffuseurs C = Colimaçon

Dans cette roue la pression du gaz augmente suivant une transformation représentée sur le diagramme  $TS$  par un segment incliné à droite (fig. 5) correspondant à une compression polytropique à exposant supérieur à 1,40, en conséquence des pertes aérodynamiques et du manque presque total de réfrigération de la roue. Le gaz sort de la roue à une vitesse élevée, vitesse qui est transformée en pression dans le diffuseur suivant. Le diffuseur est réfrigéré, mais la température du gaz à la sortie de la première roue n'est pas telle qu'elle assure une transmission de chaleur vraiment efficace. L'allure de la compression dans le premier diffuseur est encore caractérisée par un exposant polytropique supérieur à 1,40 et supérieur encore à l'exposant relatif à la roue, car les pertes hydrauliques dans les diffuseurs sont plus grandes que celles dans la roue.

Dans le conduit de retour, supposé ici parcouru à vitesse constante, on aura une certaine réfrigération, avec une certaine perte de charge. On peut répéter ici les considérations déjà faites au sujet du faible effet de réfrigération dû à la faible température du gaz.

Dans le deuxième étage et dans les suivants se produiront les mêmes phénomènes, avec cette différence que la réfrigération sera de plus en plus forte, par l'augmentation de la température du gaz comprimé. L'exposant de la polytropique de compression dans les diffuseurs devient peu à peu inférieur à 1,40 et la diminution de la température dans les conduits de retour de plus en plus évidente. On arrivera enfin, avec un nombre suffisant d'étages, à une température du gaz comprimé telle qu'un équilibre peut s'établir entre la cession de chaleur à l'extérieur et l'augmentation de la chaleur du gaz pendant la compression dans l'étage. On obtient ainsi ce que nous pourrions appeler une « pseudo-isothermie », car la température à la fin des différents étages reste toujours la même. La figure 5 représente cette allure de compression sur le diagramme  $TS$ .

On peut imaginer sans difficulté l'allure de la compression dans un compresseur à réfrigération externe (fig. 6) ou mixte, en se servant des résultats de l'analyse faite pour le compresseur à réfrigération interne.

6. Expression du travail de compression au moyen de grandeurs sans dimension. — Pour évaluer au préalable le travail réel absorbé par un compresseur et la perfection technique de la machine on a l'habitude, dans la technique, de comparer la compression de la machine réelle à celle d'une machine idéale sans perte par résistances passives, débitant le même gaz entre les mêmes pressions suivant une transformation idéale. Le plus souvent on suppose que la transformation

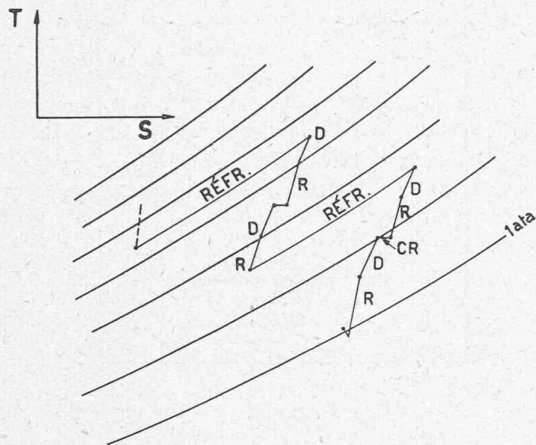


Fig. 6.

R = Roues D = Diffuseurs CR = Conduit de retour  
RERF. = Réfrigérants

dans cette machine idéale soit adiabatique, ou bien isotherme.

Nous examinerons le cas d'une compression isotherme.

Appelons  $L_{is}$  le travail nécessaire pour effectuer la compression du gaz dans un élément de turbocompresseur, dans l'hypothèse d'une réfrigération parfaite et de l'absence de toute résistance passive. Si nous renonçons à une partie des conditions idéales, en admettant une réfrigération imparfaite et en supposant nulles les pertes par résistances passives, on devra ajouter au travail de compression isotherme un terme dû à l'augmentation du volume spécifique par réchauffage du gaz. On aura le cas le plus défavorable en l'absence totale de réfrigération; le travail de compression est alors adiabatique et il est donné par l'équation

$$\begin{aligned} L_{ad} &= L_{is} + (L_{ad} - L_{is}) = \\ &= L_{is} \left( 1 + \frac{L_{ad} - L_{is}}{L_{is}} \right) = \\ &= L_{is} (1 + \alpha) \end{aligned}$$

$\alpha$  étant une grandeur sans dimensions. Sur le diagramme  $TS$  (fig. 7) la grandeur  $\alpha$  est représentée par le rapport de l'aire triangulaire 2 à l'aire rectangulaire 1.

L'effet de la réfrigération étant de diminuer le travail à ajouter à  $L_{is}$ , on en pourra tenir compte, en multipliant le terme

$$L_{is} (1 + \alpha)$$

par un coefficient inférieur à l'unité. Le travail absorbé par une compression caractérisée par une réfrigération imparfaite et par l'absence de pertes dues aux résistances passives sera donné par la relation :

$$[1 + (1 - \eta_r) \alpha] L_{is}$$

$\eta_r$  étant un coefficient qui sera nul en l'absence de réfrigération et égal à l'unité dans le cas d'une réfrigération parfaite. On lui donnera le nom de *degré de réfrigération* de l'élément envisagé.

Quand on passe au cas réel, c'est-à-dire à la compression avec pertes par résistances passives, les conditions les plus défavorables correspondent au manque de réfrigération. En ce cas l'exposant de la polytropique est supérieur à 1,40, et le travail de compression est sujet à une augmentation due à l'apport de la chaleur correspondante aux résistances passives. Sur la figure 7 cette chaleur est représentée par l'aire triangulaire 3. Si nous appelons  $\beta$  le rapport entre

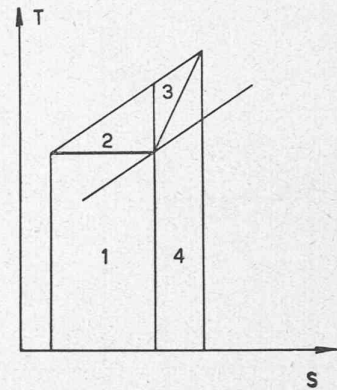


Fig. 7.

l'aire triangulaire 3 et l'aire 1, la plus grande valeur possible du travail de compression est donnée par la relation suivante :

$$\int_1^2 v \cdot dp = L_{is} [1 + (\alpha + \beta)]$$

L'effet de la réfrigération sera, comme auparavant, de réduire le travail  $(\alpha + \beta) L_{is}$ . On aura, en cas de réfrigération :

$$\int_1^2 v \cdot dp = L_{is} [1 + (1 - \eta_r) (\alpha + \beta)]$$

et le terme  $\eta_r$  sera égal à l'unité quand la compression sera isotherme.

Nous avons maintenant trouvé une expression du travail de compression. Si nous voulons alors passer à la détermination du travail total intérieur de compression dans l'élément envisagé, il faut que nous introduisions les pertes aérodynamiques engendrées par les résistances passives. On peut exprimer les pertes ci-dessus en fonction du travail de compression au moyen d'un facteur inférieur à l'unité, défini par la relation

$$L = \frac{L_{compr}}{\eta_m}$$

où  $L$  est le travail total intérieur de compression et  $\eta_m$  le rendement manométrique ou hydraulique, de l'élément.

On peut écrire :

$$L_p = L - L_{compr} = L - \eta_m L = (1 - \eta_m) L$$

si l'on indique par  $L_p$  les pertes dues aux résistances passives.

Le travail intérieur total de compression est ainsi donné par la relation :

$$L = \frac{1 + (1 - \eta_r) (\alpha + \beta)}{\eta_m} L_{is} \quad (3)$$

Cette relation n'est exacte que si la vitesse du gaz à l'entrée de l'élément est égale à celle à la sortie; l'équation (2) nous dit par exemple que dans le cas où la vitesse de sortie est plus grande que celle à l'entrée, le travail nécessaire à l'accélération est fourni par l'arbre de la machine. L'effet de la différence des vitesses peut être traduit par un coefficient de la même nature que  $\eta_m$ . Nous écrirons ainsi :

$$L = \frac{1 + (1 - \eta_r) (\alpha + \beta)}{\eta_m \eta_c} L_{is}$$

où  $\eta_c$  est un coefficient inférieur à l'unité au cas d'une accélération de la veine fluide et supérieur au cas contraire.



Le rapport  $L_{is}/L$  est par définition le rendement isothermique de l'élément, au cas où la transformation idéale à laquelle est comparée la transformation réelle s'effectue entre les mêmes pressions et à partir du même état. On a alors :

$$\frac{L_{is}}{L} = \eta_{is} = \frac{\eta_m \eta_c}{1 + (1 - \eta_r)(\alpha + \beta)} \quad (4)$$

7. La formule ci-dessus serait d'application immédiate si la turbomachine se composait d'un seul élément. Mais nous savons très bien que ce cas n'est jamais possible, car le turbo-compresseur le plus simple aura au moins une roue et un organe de diffusion. Nous devons alors faire quelques considérations supplémentaires.

Nous avons dit que pour évaluer la perfection technique de la machine on compare la compression réelle à celle d'une machine idéale à réfrigération parfaite (qui assure l'isothermie de la compression) et sans pertes par résistances passives, à partir du même état et entre les mêmes pressions. Nous pouvons ainsi (fig. 5) établir une correspondance entre les transformations dans les différents éléments de la machine réelle et les transformations dans les éléments de la machine idéale. La correspondance est établie si nous supposons que les pressions avant et après chaque élément des deux machines sont égales.

Nous pouvons alors observer qu'à partir déjà du premier diffuseur l'équation (4) n'est plus applicable, car les deux transformations, réelle et idéale de comparaison, ne partent plus du même état. La transformation réelle est caractérisée par une température de départ plus grande, qui représente l'effet des déviations de l'allure réelle de celle idéale dans les éléments précédents.

Nous pouvons maintenant définir un « travail isothermique idéal de l'élément », d'abord pris isolément et ensuite en rapport à toute la machine. Le premier est le travail que l'élément absorberait pour une transformation parfaitement idéale mais à partir de l'état réel auquel le gaz est arrivé par effet des irréversibilités des transformations précédentes : le second est le travail que l'élément absorberait pour la transformation isothermique idéale s'effectuant à la température d'aspiration de la machine (c'est-à-dire suivant la transformation de la machine idéale de comparaison).

Le travail de comparaison étant proportionnel à la température initiale de compression, le premier travail ci-dessus défini sera  $T/T_o$  fois plus grand que le second ;  $T$  est ici la température du gaz à l'entrée de l'élément envisagé et  $T_o$  la température de la transformation dans la machine idéale de comparaison. Le rendement de la transformation dans l'élément envisagé, rapporté à la transformation idéale à la température  $T_o$  est

$$\eta_{is} = \frac{T}{T_o} \frac{\eta_m \eta_c}{1 + (1 - \eta_r)(\alpha + \beta)} \quad (5)$$

car

$$L = \frac{T}{T_o} L_{is} \frac{1 + (1 - \eta_r)(\alpha + \beta)}{\eta_m \eta_c}$$

Si  $T'$  est la température à la sortie de l'élément (roue ou diffuseur) précédant celui envisagé, et si nous supposons qu'entre ces deux éléments il y ait une réfrigération (conduit de retour réfrigéré ou réfrigérant séparé de la machine), nous pourrions écrire :

$$\frac{T}{T_o} = \frac{T'}{T_o} \frac{T}{T'} = \lambda \cdot \mu$$

$\lambda$  étant un coefficient qui représente par sa grandeur l'effet (au point de vue de la compression successive) de l'irréversibilité de la compression précédente, et  $\mu$  un coefficient qu'on appellera effet de la réfrigération du conduit de retour ou effet du réfrigérant suivant le cas.

Les conduits de retour et les réfrigérants ont un autre effet, en plus de celui thermique, qui n'a aucune influence sur le rendement de la transformation dans l'élément successif, mais qui augmente le travail absorbé par la machine ; ce deuxième effet est celui des pertes de charge. Afin d'en tenir compte, pour le type de machine que nous étudions, il est avantageux d'introduire un coefficient  $\eta_p$  défini comme étant le rapport des travaux réels intérieurs absorbés par la machine en l'absence et en présence de ces pertes.

Enfin, si nous voulons passer du cas des travaux intérieurs au cas des travaux extérieurs, on doit tenir compte du rendement mécanique ou organique  $\eta_o$  qui représente l'effet des pertes dans les paliers et par ventilation, et du rendement volumétrique  $\eta_v$  qui représente l'effet des pertes par fuites. Ces deux rendements sont de même nature que  $\eta_p$ . Il est facile alors de se persuader que le rendement isothermique total d'un élément est :

$$\eta_{is,t} = \frac{\eta_m \eta_c \eta_p \eta_o \eta_v}{\lambda \mu [1 + (1 - \eta_r)(\alpha + \beta)]} \quad (6)$$

Nous avons ainsi défini par des coefficients sans dimensions le nombre exprimant la déviation totale de la transformation dans l'élément correspondant du compresseur idéal de comparaison. Les coefficients représentent, chacun à son tour, les différentes causes de la dite déviation.

8. Si  $L_r$  est le travail total emprunté par le compresseur à la machine d'entraînement et  $L_{is}$  le travail qu'emprunterait le compresseur idéal isothermique, le rendement isothermique total du compresseur est :

$$\bar{\eta}_{is,t} = \frac{L_{is}}{L_r}$$

Si  $L_{is,r}$  et  $L_{r,r}$  sont les travaux relatifs aux roues, et  $L_{is,d}$ ,  $L_{r,d}$  ceux relatifs aux diffuseurs, on aura :

$$L_r = \frac{L_{is}}{\bar{\eta}_{is,t}} = \sum \frac{L_{is,r}}{\eta_{is,r}} + \sum \frac{L_{is,d}}{\eta_{is,d}} \quad (7)$$

Avec cette relation nous avons rattaché l'évaluation totale de la perfection de la machine aux modalités de réalisation des phénomènes à l'intérieur de la machine même. Les équations (6) et (7) nous fournissent l'instrument nécessaire à l'étude thermodynamique des compresseurs centrifuges.

### 9. Détermination des coefficients sans dimensions.

#### a) Coefficient $\alpha$ et $\beta$

Pour arriver à la détermination de ces coefficients il est nécessaire d'exprimer l'augmentation de température dans l'élément de la turbomachine par effet de la compression. Nous conserverons encore l'hypothèse que l'on puisse représenter la compression dans l'élément par un segment de droite sur le diagramme  $TS$ . Sur la figure 8 on voit que l'augmentation de température est donnée par la hauteur du triangle hachuré.

L'aire de ce triangle est :

$$(1 - \eta_r)(\alpha + \beta) L_{is}$$

et sa base

$$\frac{L_{is}}{T_1}$$

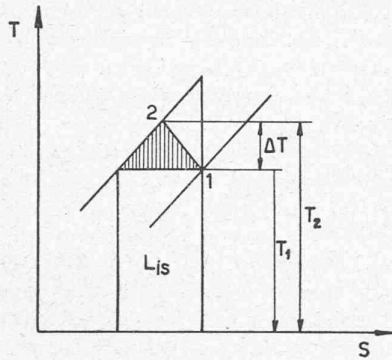


Fig. 8.

en cas de compression sans réfrigération on aura :

$$\Delta T = 2(\alpha + \beta) T_1 \quad (9)$$

Mais cette augmentation de température peut s'exprimer aussi comme rapport entre le travail total intérieur de compression et la chaleur spécifique à pression constante, par des propriétés bien connues :

$$\Delta T = \frac{L}{c_p} = \frac{[1 + (\alpha + \beta)] L_{is}}{\eta_m \cdot c_p} \quad (9')$$

Des équations (9) et (9') on tire

$$2(\alpha + \beta) T_1 = \frac{[1 + (\alpha + \beta)] L_{is}}{\eta_m c_p}$$

d'où

$$\alpha + \beta = \frac{1}{\frac{2\eta_m c_p}{Y} - 1} \quad (10)$$

ayant indiqué par Y le rapport

$$Y = \frac{L_{is}}{T_1} = \frac{2,303}{427} R \log \rho$$

$\alpha + \beta$  est donc fonction du rapport de compression, de la nature du gaz et du rendement hydraulique de l'élément. Il est aussi fonction de la température et de la pression quand on ne peut pas négliger ces deux grandeurs dans la détermination de  $c_p$ .

#### b) Coefficients $\lambda$ et $\mu$

Le coefficient  $\lambda$  est le rapport entre la température à l'entrée de l'élément et la température de l'isotherme idéale de comparaison. La température à la sortie d'un élément quelconque, suivant ce que nous avons dit dans les lignes précédentes, est :

$$T = [1 + 2(1 - \eta_{r,i})(\alpha_i + \beta_i)] T_i = T_i v_i$$

l'indice  $i$  indiquant ainsi les grandeurs relatives à l'élément envisagé, et  $T_i$  la température du gaz à l'entrée.

Si entre cet élément, que nous appellerons « élément  $i$  » et le précédent il y a un conduit de retour réfrigéré (ou un réfrigérant), la température à l'entrée de ce dernier sera

$$\frac{T_i}{\mu_i}$$

en considérant le conduit de retour (ou le réfrigérant) comme partie intégrante de l'élément suivant, nous avons donné à  $\mu$  l'indice  $i$ . Mais la température à l'entrée du réfrigérant est la température à la sortie de l'élément  $i-1$ ; on aura donc :

$$\frac{T_i}{\mu_i} = T_{i-1} [1 + 2(1 - \eta_{r,i-1})(\alpha_{i-1} + \beta_{i-1})] = T_{i-1} v_{i-1}$$

d'où :

$$T_i = \mu_i T_{i-1} v_{i-1}$$

La température à la sortie de l'élément  $i$  est alors :

$$\frac{T_{i+1}}{\mu_{i+1}} = v_i \mu_i v_{i-1} T_{i-1}$$

Si nous continuons à exprimer les différentes températures finales d'élément au moyen des augmentations de température dans les éléments précédents et des effets des conduits de retour (ou réfrigérants) en supposant théoriquement qu'entre tous les éléments du compresseur il y ait un conduit de retour (ou réfrigérant), sauf à caractériser ceux qui en réalité manquent par  $\mu = 1$ , la température à la sortie de l'élément  $n$  sera :

$$\prod_1^n \left\{ \mu_i [1 + 2(1 - \eta_{r,i})(\alpha_i + \beta_i)] \right\} T_o = \prod_1^n (\mu_i v_i) T_o$$

et l'on a évidemment :

$$\lambda = \prod_1^n \mu_i v_i \quad (11)$$

si avec  $\prod_1^n$  nous indiquons les produits des  $n$  termes entre parenthèses.

Sur le coefficient  $\mu$  on doit faire encore quelques considérations intéressantes, dans le cas des conduits de retour des machines à réfrigération interne.

Nous avons indiqué par ce coefficient le rapport entre la température à la sortie du conduit de retour et celle à l'entrée. En appelant  $T_1$  et  $T_2$  ces deux températures, on aura, par définition :

$$\mu T_1 = T_2$$

La chaleur soustraite au gaz, dans l'hypothèse que la variation de température ne soit pas trop forte, et que la transformation soit isobare, est donné par :

$$q = c_p (T_2 - T_1)$$

d'où

$$\mu = 1 + \frac{q}{c_p T_1} \quad (12)$$

La chaleur soustraite est, avec une bonne approximation, proportionnelle à la différence entre la température du gaz et de l'eau de réfrigération et à la surface de transmission. Le coefficient de transmission subit une augmentation dans les étages supérieurs par suite de la plus grande température et densité du gaz. Si l'on admet que les effets de l'augmentation de la différence de température entre le gaz et l'eau et du coefficient de transmission compensent l'effet de la diminution de la surface de transmission, en sorte que la chaleur échangée entre le gaz et l'eau soit proportionnelle à la température d'entrée du gaz dans le conduit de retour, d'après l'équation (12) le coefficient  $\mu$  est constante.

Les résultats des expériences effectuées par l'auteur et par d'autres expérimentateurs semblent, entre certaines limites, confirmer ces conclusions.

#### d) Coefficient $\eta_m$

La détermination de ce coefficient est d'ordre expérimental et s'effectue en mesurant les grandeurs qui caractérisent l'état du gaz entre les différents éléments du compresseur et la quantité de chaleur évacuée par l'eau de réfrigération.



Ce coefficient est plus élevé pour les roues que pour les diffuseurs. Les valeurs plus élevées des  $\eta_m$  pour les roues sont dues au fait qu'une partie de l'augmentation de pression s'y effectue par force centrifuge, sans pertes, et que cette dernière dynamise les couches limites en retardant le décollement de la veine fluide.

Dans les diffuseurs de certains turbocompresseurs de construction toute récente on a réussi, avec des artifices particuliers, à obtenir des  $\eta_m$  plus élevés que ceux des machines courantes.

#### e) Coefficient $\eta_c$

La détermination de ce coefficient est très simple et très fondée sur la connaissance des vitesses à l'entrée et à la sortie de l'élément. Le travail correspondant à la variation de vitesse est, en unités thermiques :

$$\Delta L = A \frac{C_2^2 - C_1^2}{2g}$$

où les symboles sont bien connus. Si la vitesse était constante, le travail total intérieur de l'élément serait :

$$L = \frac{L_{compr}}{\eta_m}$$

par suite de la différence des vitesses on a :

$$L + \Delta L = \frac{L_{compr}}{\eta_m \eta_c}$$

d'où l'on tire aisément  $\eta_c$ .

#### f) Coefficients $\eta_p$ , $\eta_o$ , $\eta_p$

La détermination de ces coefficients est d'ordre expérimental. En mesurant la puissance absorbée à l'accouplement par le compresseur et les chutes de pression dans les conduits de retour (ou dans les réfrigérants) on a la possibilité d'évaluer d'abord par le calcul, en connaissant les autres coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\eta_m$ ,  $\eta_c$  le travail total intérieur avec ou sans pertes de charge dans les conduits de retour (ou dans les réfrigérants) et par suite  $\eta_p$ . Quand on a obtenu cette valeur, on peut comparer le travail total intérieur avec pertes de charge et le travail mesuré à l'accouplement. De cette comparaison on tire la valeur  $\eta_p \eta_o$ . La séparation de ces deux termes peut s'effectuer seulement par des expériences de laboratoire plus délicates et plus complexes que celles nécessaires à la détermination des autres coefficients.

10. *Le procédé de calcul.* — Rappelons d'abord que l'expression (6) du rendement isothermique total d'un élément de compresseur réfrigéré tient compte aussi des pertes extérieures à l'élément. En d'autres termes les grandeurs qui ont une influence sur la perfection de la compression dans l'élément envisagé par rapport à la compression dans l'élément correspondant de la machine idéale de comparaison sont : la température du gaz à l'entrée, les pertes aérodynamiques dans l'élément, la réfrigération de l'élément. A ce point de vue le rendement isothermique qui représente efficacement l'aptitude de l'élément à réaliser la plus grande augmentation possible de pression est :

$$\eta_{is}^* = \frac{\eta_m}{\lambda \mu [1 + (1 - \eta_r)(\alpha + \beta)]} \quad (13)$$

Même  $\eta_c$  ne représente, pour l'élément envisagé, qu'un nombre exprimant que l'énergie mise à la disposition de l'élément par la machine est augmentée ou diminuée par un phénomène de l'ordre cinétique ; ce nombre est, d'autre part,

entièrement indépendant de la perfection technique de l'élément, ou de ceux précédents.

Nous ferons dans les lignes qui suivent un usage exclusif de l'équation (13) pour le calcul thermodynamique des transformations dans les différents éléments de la machine.

11. Avant d'aborder la question du calcul nous devons faire encore une considération. Toute l'énergie empruntée par le compresseur à la machine d'entraînement est cédée aux roues qui en transforment une partie en énergie de pression, une partie en chaleur, et une partie en énergie cinétique. Cette dernière partie est transformée en énergie de pression dans les diffuseurs, sauf les pertes. En d'autres mots les diffuseurs reçoivent l'énergie de l'arbre par l'intermédiaire des roues.

Au point de vue du calcul, il est avantageux de ne pas tenir compte de ce mode de transmission d'énergie de l'arbre aux diffuseurs et d'imaginer que l'énergie transmise du compresseur à la roue soit au contraire distribuée de l'extérieur simultanément à la roue et au diffuseur par un moyen quelconque et dans la mesure correspondant à la distribution exacte de l'énergie entre ces deux organes.

En ce cas le rendement cinétique  $\eta_c$  ne se rapporte plus aux véritables vitesses à l'entrée et à la sortie des différents éléments, mais à l'entrée et à la sortie de l'étage. Il a pourtant la même valeur pour la roue et le diffuseur, tandis que par rapport aux vraies vitesses il serait bien différent pour les deux éléments.

L'hypothèse fictive que nous avons faite est très avantageuse pour le calcul.

(A suivre).

## Centre scolaire du Crêt à Neuchâtel

### CONCOURS D'ARCHITECTURE

#### Concours du 1<sup>er</sup> degré

##### Extrait du règlement

En mars 1948, l'Etat et la Ville de Neuchâtel ouvraient un concours à deux degrés dont le but était l'étude du projet d'aménagement d'un centre scolaire au Crêt.

Etaient admis à concourir les architectes neuchâtelois, quel que soit leur domicile et les architectes suisses domiciliés dans le canton avant le 1<sup>er</sup> mars 1947.

Les constructions nouvelles devaient former avec les bâtiments existants de l'Université et du collège des Beaux-Arts un centre scolaire ; elles étaient à implanter sur les terrains, en nature de chaussées ou de jardins, attenants à l'Université et au Laboratoire suisse de recherches horlogères.

Les concurrents avaient toute liberté pour le groupement des locaux dont spécification figurait au programme ; ils devaient rechercher une solution souple permettant une réalisation par étapes en attachant un soin particulier à l'orientation optimum des bâtiments et à la façon de remédier aux bruits de l'avenue du 1<sup>er</sup>-Mars.

Une des difficultés était d'harmoniser les constructions neuves à la fois avec l'Université, l'Ecole de commerce et le Laboratoire de recherches horlogères tout en tenant compte de la proximité de l'église catholique et de la Tour du Manège.

##### Extrait du rapport du jury

Le jury, composé de MM. G. Liniger, conseiller communal, président ; P.-A. Leuba, conseiller d'Etat ; Guyonnet, Hœchel, Laverrière, Christ, J. Béguin, architecte (suppléants :

(Voir suite texte page 62).