Chapitre 5 : Thermodynamique de l'écoulement des fluides

5.1 Introduction

Les fluides impliqués dans les processus de transfert d'énergie avec les pales du rotor des turbomachines sont soit incompressibles soit compressibles. Les fluides incompressibles sont des liquides. Les turbomachines qui manipulent les liquides sont les turbines hydrauliques travaillant avec l'eau et les pompes travaillant avec l'eau ou divers produits chimiques liquides dans les industries de transformation. Différentes fractions de pétrole brut dans les raffineries, le lait dans les industries laitières, les colorants liquides dans les industries textiles, le naphte et l'urée dans les industries d'engrais, les peintures dans les industries de peinture, la pâte liquide dans les industries papetières ne sont que quelques exemples de fluides incompressibles. La liste de ces fluides et la variété de pompes les manipulant sont presque infinies. Les fluides compressibles subissent une large variation de leurs densités pendant leur transit dans les turbomachines. Les exemples de fluides compressibles sont les suivants :

1. L'air dans les compresseurs.
2. Les gaz de combustion dans les turbines à gaz.
3. La vapeur dans les turbines à vapeur, etc.

Le comportement des fluides compressibles pendant les processus dans les turbomachines peut être approché à celui des gaz parfaits. On suppose que les lois des gaz parfaits s'appliquent à ces fluides dans la plage de leurs propriétés en cours d'examen. Ce chapitre est destiné à l'étude de la compression et de l'expansion des fluides compressibles dans les turbomachines.

5.2 États statiques et d'arrêt

L'état statique d'un fluide est l'état décrit par ses différentes propriétés sans l'effet de sa vitesse. Ses propriétés telles que la pression ou la température peuvent être mesurées par des sondes statiques. D'autre part, si le fluide se déplace à une vitesse, alors ses propriétés peuvent être identifiées selon deux types différents : (a)

Dans un type, l'effet de la vitesse est négligé (comme si le fluide n'avait aucune vitesse, comme s'il était au repos dans un récipient) ; (b) Dans le deuxième type, l'effet de la vitesse est pris en compte. Dans ce type, les propriétés sont sous forme de "propriétés d'arrêt". La reconnaissance de l'existence de la vitesse est mieux illustrée par la définition même de l'"état d'arrêt". L'état d'arrêt d'un écoulement de fluide en mouvement est l'état atteint par le fluide lorsqu'il est soudainement ou brusquement (ou isentropiquement) amené au repos sans aucun transfert de chaleur ou travail effectué. Au cours du processus, l'énergie cinétique associée à la vitesse est convertie en énergie interne du fluide, avec une augmentation conséquente des valeurs de ses propriétés telles que la pression, la température, l'enthalpie, etc. Les propriétés du fluide à l'état d'arrêt sont les propriétés d'arrêt, "propriétés dynamiques" ou "propriétés totales". Les symboles des propriétés d'arrêt sont les mêmes que ceux des propriétés statiques, mais avec un indice "0" signifiant que la vitesse a été ramenée à zéro. Ainsi, lorsque le fluide se déplace à une vitesse V avec sa température statique T, son enthalpie statique h, sa pression statique p et sa densité (ρ), sa température d'arrêt T_0, son enthalpie d'arrêt h_0 et sa pression d'arrêt p_0 sont respectivement données par les expressions suivantes :

$$T_0 = T + \frac{V^2}{2\,C_P g_c} \tag{5.1}$$

$$h_0 = h + \frac{V^2}{2\,g_c} \tag{5.2}$$

$$p_0 = p + \frac{V^2}{2\,g_c} \tag{5.3}$$

Les propriétés d'arrêt peuvent être représentées sur les diagrammes de propriétés, tels que le diagramme enthalpie-entropie, le diagramme température-entropie, etc., tout comme les propriétés statiques. Dans le contexte des processus se déroulant dans les turbomachines, il est le plus approprié d'utiliser les états d'arrêt car la vitesse du fluide est une partie intégrante du processus de transfert d'énergie. Cependant, il existe certaines situations où il suffit de considérer uniquement les états statiques.

5.3 Thermodynamique des processus de turbomachine

Les processus de turbomachine sont des processus de compression et d'expansion dans toutes leurs variétés telles que les processus isentropiques, polytropiques, mono-étage et multi-étages. Un processus de compression idéal est celui dans lequel un fluide est comprimé en utilisant le moins de travail mécanique possible. Un processus d'expansion idéal est celui dans lequel un fluide se dilate à travers un rapport de pression donné, générant le maximum de travail mécanique possible. Ces processus doivent être des processus réversibles pour devenir les "processus les plus efficaces". Un processus de compression idéal avec le moins de travail mécanique est un processus isotherme réversible. Ce processus isotherme réversible est pris comme le processus standard pour comparer et juger les performances des processus réels. Un processus de compression réel est comparé au processus isotherme réversible pour évaluer la mesure de performance, c'est-à-dire son efficacité isotherme :

$$\text{L}'\text{éficacité isotherme} = \frac{\text{Travail isotherme idéale d}'\text{entré}}{\text{Travail réelle d}'\text{entré}}$$

Cependant, un processus isotherme exige que le fluide soit continuellement refroidi pour maintenir la température à son niveau initial. Aux débits pratiques des fluides dans les compresseurs, il est très difficile de fournir un tel refroidissement pendant le processus. (Le "refroidissement intermédiaire" entre les étapes est différent.) Par conséquent, une norme de comparaison alternative mais plus pratique est adoptée, c'est-à-dire un processus isentropique. Par conséquent, la mesure de performance, l'efficacité isentropique, est considérée comme

$$\text{L}'\text{éficacité isentropique} = \frac{\text{Travail isentropique d}'\text{entré}}{\text{Travail réelle d}'\text{entré}}$$

Un processus d'expansion idéal avec le maximum de travail mécanique produit est un processus adiabatique réversible ou isentropique. Par conséquent, ce processus isentropique est pris comme le processus standard pour comparer et juger les performances d'un processus réel. Ainsi, un processus d'expansion réel est comparé à un processus d'expansion isentropique entre les mêmes limites de pression pour évaluer la mesure de performance, c'est-à-dire son efficacité isentropique (ou efficacité adiabatique) :

$$\text{L}'\text{éficacité isentropique} = \frac{\text{Travail mécaniqueique réelle de sortie}}{\text{Travail isentropique réelle de sortie}}$$

Les efficacités mentionnées ci-dessus ont des expressions du type "travail isotherme idéal" ou "travail isentropique idéal". Ces deux expressions nécessitent le calcul théorique du travail et pour ce faire, elles nécessitent les états initiaux et finaux précis du fluide. Ces états doivent être des états d'arrêt car les vitesses des fluides dans la pratique des turbomachines ne peuvent généralement pas être négligées.

5.4 Processus de compression isentropique

La figure 5.1 représente un diagramme enthalpie-entropie qui montre le processus de compression d'un fluide (tel qu'un gaz parfait) dans un compresseur. Les limites de pression sont p_1 et p_2. L'état initial est A. Les processus isentropique et réel sont AB et AC, respectivement. Le processus AC indique l'augmentation d'entropie due à l'irréversibilité pendant le processus réel.

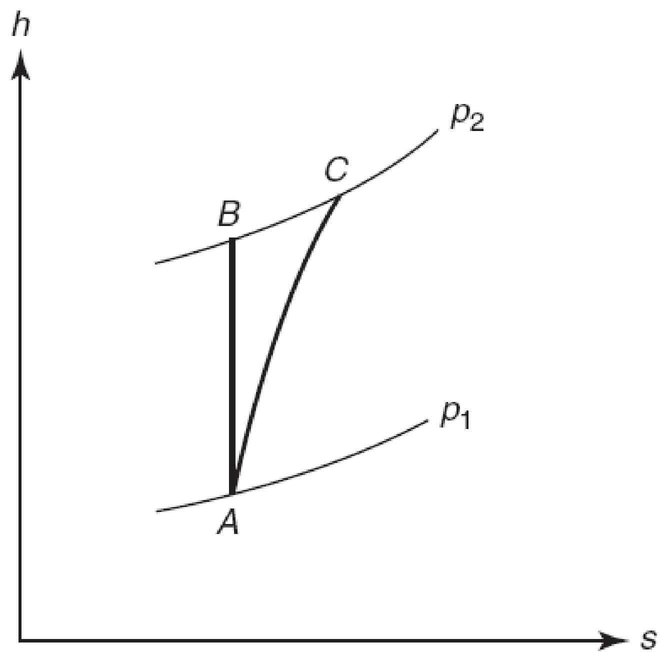

Figure 5.1 Processus de compression entre états statiques.

L'efficacité isentropique, comme spécifié dans la Section 5.3, en termes d'enthalpies est donnée par

$$\eta_{is} = \frac{\text{Isentropic enthalpy change}}{\text{Actual enthalpy change}}$$

$$\Rightarrow \eta_{is} = \frac{h_B - h_A}{h_C - h_A} \tag{5.4}$$

L'équation (5.4) ressemble davantage à une équation de définition, sans mentionner spécifiquement si les enthalpies sont des valeurs statiques ou d'arrêt. La figure 5.2 montre les processus de compression plus détaillés, en tenant compte des vitesses ou des énergies cinétiques. Le processus de compression "réel" doit donc être entre les états d'arrêt : de l'état d'arrêt initial **01** à l'état d'arrêt final **02**. Dans l'équation (5.4), par conséquent, le dénominateur de l'expression devient $\mathbf{h_{02} - h_{01}}$.

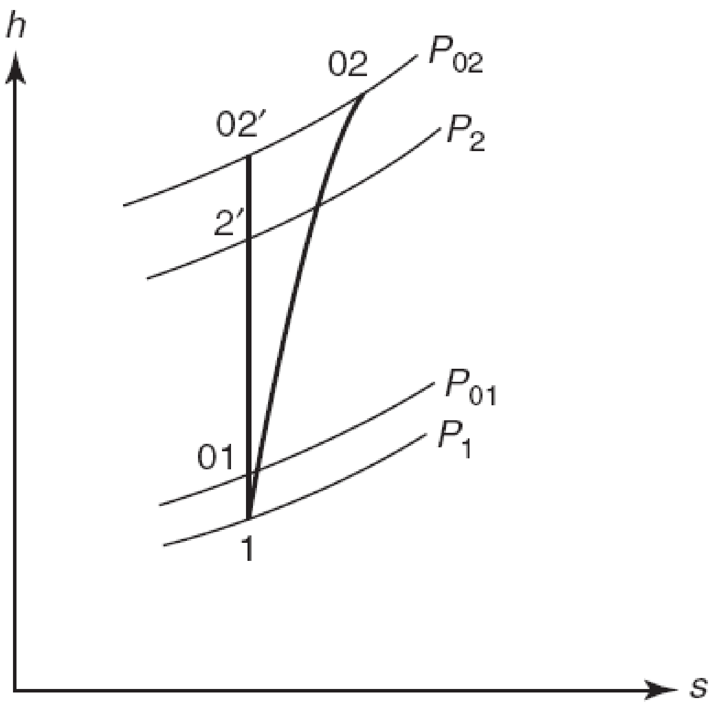

Figure 5.2 Processus de compression entre états statiques et d'arrêt.

Le numérateur de l'équation (5.4) dépend maintenant de la façon dont l'efficacité est définie. Quatre formes différentes d'efficacités isentropiques peuvent être identifiées, avec le numérateur défini de manière appropriée :

1. Efficacité totale-totale, avec le numérateur de l'état **01** à l'état **02’** d'arrêt : Cela s'applique lorsque les énergies cinétiques à l'entrée et à la sortie sont

significatives. À l'entrée, l'énergie cinétique est disponible et à la sortie, l'énergie cinétique est utile, comme dans un stade intermédiaire de compression.

2. Efficacité totale-statique, avec le numérateur de l'état **01** à l'état **2’** d'arrêt : Cela s'applique lorsque certaine énergie cinétique est disponible à l'entrée et que l'énergie cinétique à la sortie n'est pas utile ; c'est-à-dire lorsque le fluide peut être stocké dans un réservoir sans aucun effet de la magnitude de son énergie cinétique (par exemple, de l'air comprimé dans un réservoir d'air). Cette situation peut correspondre au dernier stade d'une série de stades.
3. Efficacité statique-totale, avec le numérateur de l'état **1** à l'état **02’** d'arrêt : Cela s'applique lorsqu'il n'y a pas d'énergie cinétique à l'entrée, c'est-à-dire que l'aspiration se fait depuis un réservoir stagnant (par exemple, de l'air de l'atmosphère), et que l'énergie cinétique à la sortie est utile (dans le prochain stade). Cette situation peut être le premier stade d'une série de stades de compression.
4. Efficacité statique-statique, avec le numérateur de l'état **1** à l'état **2’** d'arrêt : Cela s'applique lorsque les énergies cinétiques à l'entrée et à la sortie sont négligeables ou que les énergies ne sont pas disponibles à l'entrée ou ne sont pas utiles à la sortie.

Les situations ci-dessus peuvent être succinctement exprimées sous les formes suivantes :

$$(\eta_c)_{\text{t-t}} = \frac{h_{02'} - h_{01}}{h_{02} - h_{01}} \tag{5.5}$$

$$(\eta_c)_{\text{t-s}} = \frac{h_{2'} - h_{01}}{h_{02} - h_{01}} \tag{5.6}$$

$$(\eta_c)_{\text{s-t}} = \frac{h_{02'} - h_{1}}{h_{02} - h_{01}} \tag{5.7}$$

$$(\eta_c)_{s\text{-}s} = \frac{h_{2'} - h_1}{h_{02} - h_{01}} \tag{5.8}$$

Dans les indices, l'indice c à l'intérieur des parenthèses indique que le processus est une compression et dans **t-t**, **t-s**, **s-t** et **s-s**, **t** représente le total et s représente le statique. Lorsque ces suffixes ne sont pas mentionnés (comme dans presque tous les cas), les efficacités peuvent être prises comme étant totales-totales.

Parce que les dénominateurs dans les équations (5.5)-(5.8) sont les mêmes, il est très facile de déterminer quelle efficacité est maximale ou minimale. Dans les équations (5.5) et (5.7), où l'énergie cinétique de sortie est considérée comme utile, les prétendues pertes de sortie ne sont plus des pertes ; cette situation modifie le diagramme de flux d'énergie (Fig. 5.7) dans de tels cas.

Dans toutes les expressions des efficacités [équations (5.5) à (5.8)], les enthalpies spécifiques peuvent être remplacées par les températures correspondantes, en supposant que la chaleur spécifique $\mathbf{c_p}$ reste constante sur les plages de pressions ou de températures en question. Cependant, la vapeur n'est pas prise en compte dans les processus de compression, et lorsque c'est le cas, les enthalpies dans les expressions ne peuvent pas être réduites en termes de températures.

Les enthalpies doivent être lues à partir des tables de vapeur.

De plus, la relation isentropique entre le rapport de température et le rapport de pression peut toujours être utilisée, comme suit (par exemple, entre les états a et b):

$$\frac{T_a}{T_b} = \left(\frac{p_a}{p_b}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \tag{5.9}$$

Pour illustrer cela, l'équation (5.5) peut être écrite comme suit :

$$(\eta_c)_{t\text{-}t} = \frac{T_{02'} - T_{01}}{T_{02} - T_{01}}$$

Par conséquent,

$$T_{02}-T_{01}=\frac{1}{(\eta_c)_{t\text{-}t}}(T_{02'}-T_{01})$$
$$=\frac{T_{01}}{(\eta_c)_{t\text{-}t}}\left(\frac{T_{02'}}{T_{01}}-1\right)$$
$$=\frac{T_{01}}{(\eta_c)_{t\text{-}t}}\left(\left(\frac{p_{02'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}-1\right) \quad (5.10)$$

Le travail réel de compression peut maintenant être écrit comme suit :

$$W_c=c_p(T_{02}-T_{01})$$
$$\Rightarrow W_c=\frac{c_pT_{01}}{(\eta_c)_{t\text{-}t}}\left[\left(\frac{p_{02'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}-1\right] \quad (5.11)$$

Si des corrélations sont disponibles pour les valeurs d'efficacité telles que $(\eta_c)_{t\text{-}t}$, alors les besoins en travail (et en puissance) pour le processus peuvent être calculés en termes de température initiale T_{01} et du rapport de pression requis $(p_{02'}/p_{01})$. Une procédure similaire à celle décrite ci-dessus peut être adoptée pour calculer le travail requis, en partant des équations (5.6) à (5.8). Ainsi,

$$W_c=\frac{c_pT_{01}}{(\eta_c)_{t\text{-}s}}\left[\left(\frac{p_{2'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}-1\right] \quad (5.12)$$

$$W_c=\frac{c_pT_{1}}{(\eta_c)_{s\text{-}t}}\left[\left(\frac{p_{02'}}{p_{1}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}-1\right] \quad (5.13)$$

$$W_c=\frac{c_pT_{1}}{(\eta_c)_{s\text{-}s}}\left[\left(\frac{p_{2'}}{p_{1}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}-1\right] \quad (5.14)$$

Il est maintenant possible de comprendre pourquoi différentes efficacités sont identifiées et comment elles sont utilisées.

5.5 Processus de compression isotherme

Dans la section 5.3, il a été mentionné que le moins de travail nécessaire pour un processus de compression donné se produit lors de la compression isotherme réversible (bien que le processus de référence standard pour la comparaison ne puisse pas être ce processus isotherme réversible). Le travail idéal pour ce processus est donné par

$$W_{\text{ideal}} = \int_1^2 p\,dv = RT_1 \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \tag{5.15}$$

Aussi,

$$W_{\text{actual}} = c_p(T_{02} - T_{01}) + Q \tag{5.16}$$

où Q est la chaleur extraite pour refroidir le fluide pendant le processus. Par conséquent, l'efficacité de compression isotherme peut être écrite comme suit :

$$(\eta_c)_{\text{isth}} = \frac{RT_1 \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)}{c_p(T_{02} - T_{01}) + Q} \tag{5.17}$$

En conséquence, le travail réel de compression peut être écrit comme suit :

$$W_{\text{actual}} = \frac{1}{(\eta_c)_{\text{isth}}} RT_1 \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \tag{5.18}$$

5.6 Processus d'expansion isentropique

Le processus d'expansion standard avec lequel le processus d'expansion réel peut être comparé, comme mentionné dans la section 5.3, est le processus d'expansion isentropique entre les mêmes limites de pression. Ce processus d'expansion isentropique est réversible et le plus efficace, avec le rendement maximal en travail. Il s'agit également d'un processus pratique. La figure 5.3 montre le processus détaillé avec les états statiques et de stagnation, indiqués à la fois aux points d'entrée et de sortie sur le diagramme enthalpie-entropie. Le fluide se dilate de la pression plus élevée $\mathbf{p_1}$ à la pression plus basse $\mathbf{p_2}$ dans une turbine pour produire le travail de l'arbre. En général, la sortie prévue du processus d'expansion est le travail de l'arbre.

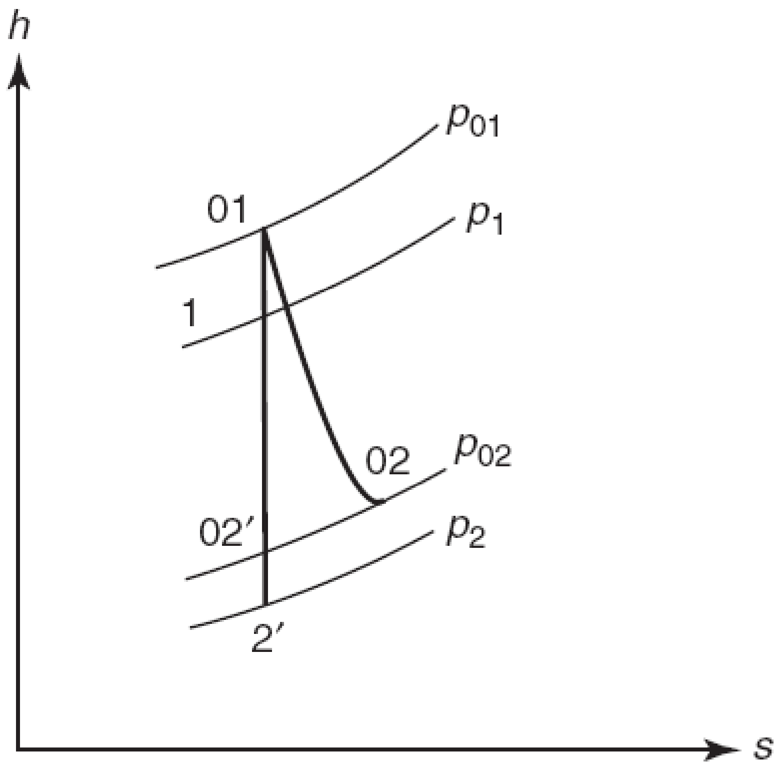

Figure 5.3 Processus d'expansion.

Une turbine ne peut pas fonctionner avec un fluide provenant d'un réservoir ou d'un réservoir car la source ne doit pas s'épuiser. Il doit nécessairement y avoir un flux continu de fluide entrant dans la turbine. Par conséquent, l'énergie cinétique à l'entrée ($\mathbf{V_1^2 / 2g_c}$) est un composant nécessaire de l'énergie totale à prendre en compte, ce qui rend essentiel l'utilisation de l'état de stagnation à l'entrée. Le travail réel de l'arbre **Ws** est jusqu'à l'état de sortie 02, de sorte que

$$W_S = h_{01} - h_{02}$$

Mais à la sortie, que l'état à considérer soit statique ou de stagnation dans le processus isentropique idéal dépend des situations suivantes.

1. **Cas 1 :** Le processus d'expansion fait partie d'une séquence de processus, comme celui dans n'importe quelle étape intermédiaire (ni la première, ni la dernière étape) d'une turbine à plusieurs étages. L'énergie cinétique à la sortie du processus actuel fait partie de l'énergie d'entrée du processus de l'étape suivante. Par conséquent, ce n'est pas une perte. En conséquence, la « comptabilisation » de $\mathbf{V_2^2 / 2g_c}$ peut être (et doit être) transférée à l'étape suivante. L'état de sortie pour le processus actuel peut être pris comme son état de stagnation, 02. Le processus isentropique correspondant (pour comparaison) dans ce cas devient **01–02'**. L'efficacité isentropique est donnée par

$$(\eta_t)_{t\text{-}t} = \frac{\text{Output shaft work}}{\text{Ideal enthalpy drop}} = \frac{h_{01} - h_{02}}{h_{01} - h_{02'}} \tag{5.19}$$

Dans la partie en indice, le préfixe t est pour le processus d'expansion ou le processus de turbine. Étant donné que l'expansion idéale se fait de l'état total **01** à l'état total **02'**, cette efficacité est connue sous le nom d'efficacité totale-totale.

Cette expression n'est pas applicable à la dernière étape d'une turbine car l'énergie cinétique de sortie de la dernière étape est considérée comme une perte. Mais une exception ici est un moteur turbofan. Dans un moteur turbofan, la turbine produit juste assez de travail d'arbre pour faire fonctionner le compresseur et les accessoires. L'énorme quantité d'énergie à la sortie de la dernière étape de la turbine (pression et énergie cinétique combinées) est destinée à l'expansion dans les buses de sortie, pour créer la vitesse et la poussée pour la propulsion de l'aéronef. L'efficacité totale-totale [Eq. (5.19)] est applicable au processus ci-dessus.

2. **Cas 2 :** Le processus d'expansion se produit dans la dernière étape d'une série d'étapes, ou dans une seule étape (tout seul). Dans les deux types, l'énergie cinétique à la sortie n'a plus d'utilité sous aucune forme. Dans ce cas, l'énergie cinétique de sortie doit être considérée comme une perte. Cette perte aurait pu être utilisée ou du moins réduite par le processus d'expansion se prolongeant davantage. Mais le processus d'expansion n'utilise pas cette énergie cinétique et donc elle est perdue. Ainsi, le processus d'expansion idéal à considérer pour la comparaison va de l'état de stagnation **01** à l'état statique **2'** à la sortie. L'efficacité isentropique est donnée par

$$(\eta_t)_{t\text{-}s} = \frac{\text{Output shaft work}}{\text{Ideal enthalpy drop}} = \frac{h_{01} - h_{02}}{h_{01} - h_{2'}} \tag{5.20}$$

Parce que l'expansion idéale va de l'état total **01** à l'état statique **2'**, cette efficacité est connue sous le nom d'efficacité totale-statique.

3. **Cas 3 :** Dans cette situation, la sortie utile comprend à la fois le travail d'arbre et l'énergie cinétique à la sortie. Mais l'énergie cinétique à la sortie ne fait pas fonctionner l'étape suivante. Au lieu de cela, elle est utile d'une autre manière, comme dans le cas des turbines à vapeur, où la vapeur d'échappement est utilisée comme vapeur de procédé dans les industries de transformation (par exemple, chauffage contrôlé, bains à température constante, etc.). Bien que ce ne soit pas directement l'énergie cinétique, l'utilité de la vapeur de procédé est l'un des facteurs importants.

Dans ce contexte, l'expansion idéale est considérée à partir de l'état de stagnation **01** à l'état statique **2'**. La sortie peut maintenant être considérée comme le travail d'arbre et l'énergie cinétique de sortie combinés. Par conséquent, l'efficacité est donnée par

$$(\eta_t)_{t\text{-}s} = \frac{h_{01} - h_2}{h_{01} - h_{2'}} \tag{5.21}$$

Les équations (5.19) à (5.21) donnent les expressions des efficacités en termes des différentes enthalpies. Les numérateurs des trois expressions signifient la sortie prévue dans les trois cas.

Dans le cas des turbines à vapeur, les valeurs des enthalpies dans les expressions des efficacités doivent être prises à partir des tables de vapeur. Mais dans le cas des turbines à gaz, les enthalpies sont des fonctions des températures.

Par conséquent, il est tout à fait possible de réduire les trois expressions en termes des températures correspondantes, puis en termes de la température initiale et des rapports de pression possibles, en utilisant les relations isentropiques habituelles.

Par exemple, l'équation (5.19) peut être écrite comme suit :

$$(\eta_t)_{t\text{-}t} = \frac{c_p(T_{01} - T_{02})}{c_p(T_{01} - T_{02'})}$$

$$= \frac{c_p(T_{01} - T_{02})}{c_p T_{01}\left[1 - \left(\frac{p_{02'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]}$$

$$= \frac{W_S}{c_p T_{01}\left[1 - \left(\frac{p_{02'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]}$$

Le travail réel de l'arbre devient

$$W_s = c_p(T_{01} - T_{02}) = (\eta_t)_{t\text{-}t}\, c_p T_{01}\left[1 - \left(\frac{p_{02'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right] \tag{5.22}$$

Le deuxième cas d'efficacité (Eq. 5.20) est réduit comme suit :

$$(\eta_t)_{t\text{-}s} = \frac{c_p(T_{01} - T_{02})}{c_p(T_{01} - T_{2'})}$$

$$= \frac{W_S}{c_p T_{01}\left(1 - \dfrac{T_{2'}}{T_{01}}\right)}$$

$$= \frac{W_S}{c_p T_{01}\left[1 - \left(\dfrac{p_{2'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]}$$

Le travail réel de l'arbre est.

$$W_s = (\eta_t)_{t\text{-}s} c_p T_{01}\left[1 - \left(\frac{p_{2'}}{p_{01}}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right] \tag{5.23}$$

Dans le troisième cas, le résultat suivant est obtenu :

$$\text{Useful output} = (\eta_t)_{t\text{-}s} c_p\left[T_1\left(\frac{(p_1/p_2)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1}{(p_1/p_2)^{(\gamma-1)/\gamma}}\right) + \frac{V_1^2}{2c_p g_c}\right] \tag{5.24}$$