

CALCUL DE LA GÉNÉRATION D'ENTROPIE DANS UN MOTEUR IRRÉVERSIBLE À ÉCHANGES THERMIQUES ISOTHERMES À L'AIDE DE LA THERMODYNAMIQUE À VITESSE FINIE ET DE LA MÉTHODE DIRECTE*

Stoian PETRESCU¹, Michel FEIDT², Monica COSTEA^{1*}, Camelia PETRE¹, Nicolae BORIARU¹

¹UNIVERSITE "POLITEHNICA" DE BUCAREST, Faculté de Génie Mécanique
²L.E.M.T.A., U.R.A. C.N.R.S. 7563, UNIVERSITE "HENRI POINCARÉ" NANCY,

Rezumat. *Lucrarea prezintă calculul generării de entropie într-un ciclu motor ireversibil cu schimburi de căldură izoterme. Studiul se bazează pe dezvoltările recente ale Metodei Directe și Termodinamicii cu Viteză Finită. Expresia principiului întâi al Termodinamicii pentru procese cu viteză finită conține principalele surse de ireversibilități interne (viteză finită a pistonului/gazului sau vaporilor, frecarea, laminarea în conducte). Aceasta este utilizată aici pentru a obține ecuațiile analitice ale schimburilor energetice, iar apoi expresiile ce permit calculul generării de entropie internă sub o formă ce depinde de viteza pistonului, dar și de alți parametri ca de exemplu temperatura agentului, raportul de comprimare/destindere, debitul masic și proprietățile agentului la nivelul fiecărui proces din ciclu. De asemenea, este obținută o expresie analitică a generării de entropie internă pentru acest tip de ciclu ireversibil. Importanța acestei relații este prezentată prin comparație cu propunerile existente în literatură.*

Cuvinte cheie: *generare de entropie / procese cu viteză finită / ciclu ireversibil de tip Carnot / Metoda Directă / ireversibilități interne.*

Résumé. *Le présent travail porte sur le calcul de la génération d'entropie au cours du cycle irréversible d'un moteur à transferts thermiques isothermes. L'approche est basée sur des développements récents s'appuyant sur la Méthode Directe et la Thermodynamique à Vitesse Finie. L'expression du premier principe de la thermodynamique pour des processus à vitesse finie contient les principales sources d'irréversibilité interne (vitesse finie du piston/gaz ou vapeur, frottement, laminage dans les vannes). Elle est utilisée ici pour obtenir des équations analytiques des énergies échangées. Ensuite, des expressions permettant le calcul de la génération d'entropie interne sous une forme dépendant de la vitesse du piston, mais aussi d'autres paramètres tels que la température du fluide, le rapport de compression/déente, le débit massique et les propriétés du fluide au niveau de chaque évolution caractéristique du fluide au cours du cycle sont développées. Ainsi, une expression analytique de la génération d'entropie interne pour ce type de cycle irréversible est obtenue. L'apport et son importance seront jugés par rapport aux propositions de la littérature.*

Mots clé : *génération d'entropie / processus à vitesse finie / cycle irréversible de type Carnot / méthode directe / irréversibilités internes.*

1. INTRODUCTION

Le calcul de la génération d'entropie dans un cycle irréversible reste encore une question difficile à traiter analytiquement surtout quand le but est celui de prendre en compte la plupart des irréversibilités internes. Des propositions existent dans la littérature (Wijeyesundera, 1997 ; Feidt et al, 2007 ; Petre, 2007), mais nous allons montrer que les expressions proposées sont très générales, ne s'appuyant pas sur l'évaluation des pertes qui interviennent dans le fonctionnement de la machine.

Un modèle d'optimisation d'un cycle directe de type Carnot, mais avec tous les processus irréversibles qui sera nommé ci-après TATAi (T-isotherme, A-adiabatique, i-irréversible) a été élaboré récemment (Petrescu et al, 2001 ; 2002a). Il a été basé sur la Méthode Directe et l'expression du premier principe de la thermodynamique pour des processus à vitesse finie (Petrescu et al, 1993, 1994, 2001). Il a visé un cycle réel fermé et de ce fait l'irréversibilité interne due au laminage n'a pas été considérée. Ensuite le cycle irréversible TATAi réalisé

en quatre entités séparées de la machine liées par des tubes et vannes a été étudié (Petrescu et al, 2005), en gardant constant le rapport volumétrique pendant la détente isotherme à haute température. Le modèle a inclus les irréversibilités internes dues à la vitesse finie du piston, au frottement et au laminage du gaz dans les vannes et aussi les irréversibilités externes dues au transfert de chaleur à différence finie de température à la source et au puits. Les résultats ont fourni les températures optimales du gaz dans les parties chaude et froide du moteur exprimées en fonction de la vitesse du piston et des températures des deux réservoirs thermiques, ainsi que les valeurs optimales des paramètres du cycle pour les régimes de maximum de puissance et maximum de rendement au sens du premier principe.

D'autres modèles d'étude et d'optimisation du cycle irréversible de type Carnot sont disponibles dans la littérature. Certains prennent en compte seulement des irréversibilités externes en fonction de la vitesse de rotation (Spence et Harrison, 1985 ; Rebhan et al, 1987), d'autres, des irréversibilités internes basées sur des hypothèses relatives à la génération d'entropie interne (Chen et al, 2004, Feidt et al, 2007).

* COFRET'08, Juin 11-13, 2008, Nantes – France.

Dans ce travail, dans un premier temps, l'évaluation de la génération d'entropie interne au cours du cycle directe TATAi sera présentée de façon détaillée. Ensuite, des expressions plus simples et personnalisées pour des cas particuliers seront proposées et analysées numériquement.

Il faut remarquer qu'une telle approche détaillée des irréversibilités du cycle est possible seulement par l'usage de la Méthode Directe basée sur la Thermodynamique des processus à Vitesse Finie, qui s'est avéré un outil efficace d'analyse et d'optimisation des cycles irréversibles (Petrescu et al, 1993 ; 2001 ; 2002a ; 2003b) et Stirling (Petrescu et al, 2002b ; 2003a).

2. THERMODYNAMIQUE À VITESSE FINIE ET LA MÉTHODE DIRECTE APPLIQUÉES AUX PROCESSUS DU CYCLE IRRÉVERSIBLE DU MOTEUR DE CARNOT DÉVELOPPÉ EN 4 ENTITÉS SÉPARÉES DE LA MACHINE

2.1. Cycle irréversible du moteur de Carnot

Le cycle directe irréversible TATAi illustré sur la figure 1 fait apparaître les irréversibilités internes et externes au cours des quatre processus du cycle.

L'expression du premier principe de la thermodynamique pour des processus à Vitesse Finie s'écrit (Petrescu et al, 2001, 2002b, 2003b, 2005) :

$$dU = \delta Q - p \left(1 \pm \frac{aw}{c} \pm \frac{\Delta p_f}{p} \pm \frac{\Delta p_{thr}}{p} \right) dV \quad (1)$$

où chaque terme de la parenthèse représente la contribution d'un type d'irréversibilité, comme suit :

$$\frac{aw}{c} = \text{contribution de la vitesse finie;}$$

avec $c = \sqrt{3RT}$; $a = \sqrt{3\gamma}$; $\Delta p_f / p =$ contribution du frottement mécanique ; $\Delta p_{thr} / p =$ contribution du laminage dans les vannes.

Le signe (+) correspond à la compression et le signe (-) à la détente.

Les termes Δp_f et Δp_{thr} sont exprimés par des fonction de la vitesse et la course adaptées d'après Heywood (1998) :

$$\Delta p_f = \left(A + C \frac{w}{100 \cdot y} \right) \cdot 10^5 \text{ [N/m}^2\text{]} \quad (2)$$

$$\Delta p_{thr} = C \left(\frac{w}{100 \cdot y} \right)^2 \cdot 10^5 \text{ [N/m}^2\text{]} \quad (3)$$

On remarque que l'expression du premier principe de la thermodynamique pour des processus à vitesse finie a été établie en tenant compte des irréversibilités dues à la vitesse finie, frottement et laminage (Petrescu et Harman, 1994), conformément au second principe de la thermodynamique.

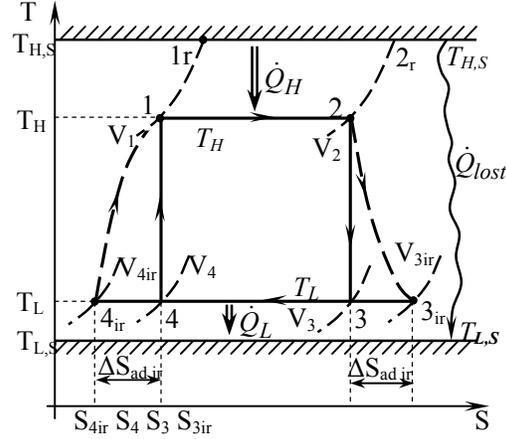


Fig. 1. Cycle irréversible du moteur de type Carnot illustré dans le diagramme T-S, en comparaison avec le cycle réversible.

Intégrée pour différents processus à vitesse finie, l'équation (1) pourra fournir l'équation du processus, ainsi que les expressions du travail mécanique et de la chaleur échangés.

2.2. Processus isothermes à vitesse finie

Le calcul de la génération d'entropie sur les processus à vitesse finie du cycle direct TATAi est présenté séparément sur chaque processus. Ce paragraphe est dédié au processus isotherme à vitesse finie.

L'échange de chaleur sur le processus isotherme à vitesse finie résulte de l'éq. (1) :

$$\delta Q = p \left(1 \pm \frac{aw}{c} \pm \frac{\Delta p_f}{p} \pm \frac{\Delta p_{thr}}{p} \right) dV \quad (4)$$

Éq. (4) permet d'exprimer le travail mécanique et la chaleur sur un processus irréversible isotherme quelconque (1-2). Pour un gaz parfait il vient :

$$W_{1-2,T,ir} = Q_{1-2,T,ir} = B_{T,1-2} \cdot mRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (5)$$

avec

$$B_{T,1-2} = 1 \pm \frac{aw}{\sqrt{3RT}} \pm \frac{2\Delta p_f}{p_1(1+p_2/p_1)} \pm \frac{2\Delta p_{thr}}{p_1(1+p_2/p_1)} \quad (6)$$

$$\text{et} \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{\varepsilon_H} \quad (7)$$

Par ailleurs, les rapports volumétriques sur les deux processus isothermes du cycle sont :

$$\varepsilon_H = \frac{V_2}{V_1} \quad \varepsilon_L = \frac{V_{3ir}}{V_{4ir}} \quad (8)$$

Pour le processus isotherme à haute température du cycle, l'éq. (5) s'écrit :

$$W_H = W_{1-2,T,ir} = Q_{1-2,T,ir} = Q_H = B_{T,H} \cdot mRT_H \ln \varepsilon_H \quad (9)$$

avec

$$B_{T,H} = 1 - \frac{aw}{\sqrt{3RT_H}} - \frac{2[A+Cw/(100y)] \cdot 10^5}{p_1(1+1/\varepsilon_H)} - \frac{2C[w/(100y)]^2 \cdot 10^5}{p_1(1+1/\varepsilon_H)} \quad (10)$$

De façon similaire, pour l'échange thermique isothermes à basse température :

$$|W_L| = |Q_L| = B_{T,L} \cdot mRT_L \ln \frac{V_{3ir}}{V_{4ir}} = B_{T,L} \cdot mRT_L \ln \varepsilon_L \quad (11)$$

$$\text{avec } B_{T,L} = 1 + \frac{aw}{\sqrt{3RT_L}} + \frac{2[A+Cw/(100y)] \cdot 10^5}{p_3(1+\varepsilon_L)} + \frac{2C[w/(100y)]^2 \cdot 10^5}{p_3(1+\varepsilon_L)} \quad (12)$$

En tenant compte de l'éq. (7) la pression p_3 s'écrit :

$$p_3 = p_2 \left(\frac{T_3}{T_2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \frac{p_1}{\varepsilon_H} \left(\frac{T_L}{T_H} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \frac{p_1}{\varepsilon_H} \frac{1}{\theta^{\gamma/(\gamma-1)}} \quad (13)$$

$$\text{avec } \theta = \frac{T_H}{T_L}$$

2.3. Processus adiabatiques à vitesse finie du cycle

Pour un processus adiabatique de compression ou détente, l'éq. (1) devient:

$$m c_v dT = -\frac{mRT}{V} \cdot B_{ad} \cdot dV ; c_v = \frac{R}{\gamma-1} \quad (14)$$

$$\text{avec: } B_{ad} = \left(1 \pm \frac{aw}{c} \pm \frac{\Delta p_f}{p} \pm \frac{\Delta p_{thr}}{p} \right) \quad (15)$$

L'intégrale de l'éq. (14) fournit l'équation du processus adiabatique à vitesse finie sous la forme:

$$T_1 V_1^{B_{ad}(\gamma-1)} = T_2 V_2^{B_{ad}(\gamma-1)} \quad (16)$$

avec:

$$B_{ad} = \left[1 \pm \frac{aw}{\sqrt{3R(T_1+T_2)/2}} \pm \frac{\Delta p_f}{(p_1+p_2)/2} \pm \frac{\Delta p_{thr}}{(p_1+p_2)/2} \right] \quad (17)$$

$$p_{12}^{B_{ad}} = \frac{p_1 + p_2}{2} = \frac{p_1}{2} \left(1 + \frac{p_2}{p_1} \right) = \frac{p_1}{2} \left[1 + \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right] \quad (18)$$

Quand l'éq. (17) est particularisée pour chaque processus adiabatique irréversible du cycle de Carnot, (1-2-3_{ir}-4_{ir}-1), et en tenant compte de l'éq. (7), on obtient :

$$B_{ad}^{2-3_{ir}} = 1 - \frac{aw}{\sqrt{3RT_H(1+T_L/T_H)}} - \frac{2[A+Cw/(100y)] \cdot 10^5}{\varepsilon_H \left[1 + (T_L/T_H)^{\gamma/(\gamma-1)} \right]} - \frac{2C[w/(100y)]^2 \cdot 10^5}{\varepsilon_H \left[1 + (T_L/T_H)^{\gamma/(\gamma-1)} \right]} \quad (19)$$

$$B_{ad}^{4_{ir}-1} = 1 + \frac{aw}{\sqrt{3RT_H(1+T_L/T_H)}} + \frac{2[A+Cw/(100y)] \cdot 10^5}{p_1 \left[1 + (T_L/T_H)^{\gamma/(\gamma-1)} \right]} + \frac{2C[w/(100y)]^2 \cdot 10^5}{p_1 \left[1 + (T_L/T_H)^{\gamma/(\gamma-1)} \right]} \quad (20)$$

Suite à l'application de l'éq. (16) à chaque processus adiabatique à vitesse finie du cycle on obtient :

$$T_2 V_2^{(\gamma-1)B_{ad,2-3_{ir}}} = T_{3_{ir}} V_{3_{ir}}^{(\gamma-1)B_{ad,2-3_{ir}}} \quad (21)$$

qui permet de déduire l'expression de $V_{3_{ir}}$:

$$V_{3_{ir}} = V_2 \cdot \left(\frac{T_H}{T_L} \right)^{\frac{1}{(\gamma-1)B_{ad,2-3_{ir}}}} \quad (22)$$

respectivement :

$$T_1 V_1^{(\gamma-1)B_{ad,4_{ir}-1}} = T_{4_{ir}} V_{4_{ir}}^{(\gamma-1)B_{ad,4_{ir}-1}} \quad (23)$$

$$\text{d'où } V_{4_{ir}} = V_1 \cdot \left(\frac{T_H}{T_L} \right)^{\frac{1}{(\gamma-1)B_{ad,4_{ir}-1}}} \quad (24)$$

Les expressions ci-dessus seront utiles dans le calcul de la durée des processus du cycle.

3. CALCUL DE LA GÉNÉRATION D'ENTROPIE INTERNE SUR LE CYCLE ET DU FLUX D'ENTROPIE GÉNÉRÉ

3.1. Expression générale

La génération d'entropie interne sur le cycle s'exprime:

$$S_{i,cycle} = -\frac{Q_H}{T_H} + \frac{|Q_L|}{T_L} \quad (25)$$

Après substitution des éqs. (9) et (11) en (25), on obtient :

$$S_{i,cycle} = -B_{T,H} \cdot mR \ln \varepsilon_H + B_{T,L} \cdot mR \ln \varepsilon_L = mR (B_{T,L} \ln \varepsilon_L - B_{T,H} \ln \varepsilon_H) \quad (26)$$

où le taux de compression résulte de (8), (22) et (24) :

$$\varepsilon_L = \frac{V_{3_{ir}}}{V_{4_{ir}}} = \frac{V_2}{V_1} \cdot \left(\frac{T_H}{T_L} \right)^{\alpha} = \varepsilon_H \cdot \theta^{\alpha} \quad (27)$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{1}{\gamma-1} \left(\frac{1}{B_{ad,2-3_{ir}}} - \frac{1}{B_{ad,4_{ir}-1}} \right) \quad (28)$$

L'éq. (27) remplacée en (26) permet d'exprimer la génération d'entropie interne sur le cycle comme suit :

$$S_{i,cycle} = mR(B_{T,L} - B_{T,H}) \ln \varepsilon_H + mR \alpha B_{T,L} \ln \theta \quad (29)$$

Basé sur l'expression ci-dessus, le flux d'entropie généré sur le cycle s'exprime:

$$\dot{S}_i = S_i / \tau_{cycle} \quad (30)$$

$$\text{avec } \tau_{\text{cycle}} = \frac{2(V_{3,ir} - V_1)}{A_p w} \quad (31)$$

En tenant compte des eqs. (22) et (7) il résulte:

$$\tau_{\text{cycle}} = \frac{2L_1}{w} \left(\varepsilon_H \cdot \theta^{1/B_{ad,2-3ir}(\gamma-1)} - 1 \right) \quad (32)$$

$$\text{où } L_1 = \frac{V_1}{A_p} \quad (33)$$

Finalement, le flux d'entropie généré sur le cycle s'écrit :

$$\dot{S}_{i,cycle} = \frac{mRw(B_{T,L} - B_{T,H}) \ln \varepsilon_H + \alpha B_{T,L} \ln \theta}{2L_1 \varepsilon_H \cdot \theta^{1/B_{ad,2-3ir}(\gamma-1)} - 1} \quad (34)$$

On remarque que le flux d'entropie généré au cours du cycle dépend explicitement de la vitesse du piston, mais aussi implicitement par l'intermédiaire des termes B responsables de la prise en compte des irréversibilités sur les quatre processus du cycle. Il dépend également du taux d'expansion ε_H et du rapport de températures du cycle, de la masse et la nature du gaz.

3.2. Cas particuliers

Compte tenu des expressions des termes B données par les eqs. (10), (12), (19) et (20) qui sont assez compliquées et rend difficile l'approche analytique de l'éq. (34), on a essayé de trouver des expressions plus simples correspondant aux hypothèses suivantes :

a) $B_{T,H} = B_{T,L} = 1$. Ce cas correspond à la prise en compte des irréversibilités seulement sur les processus adiabatiques du cycle. L'éq. (34) devient :

$$\dot{S}_{i,cycle} = \frac{mRw}{2L_1} \ln \theta \frac{1}{\gamma-1} \left(\frac{1}{B_{ad,2-3ir}} - \frac{1}{B_{ad,4ir-1}} \right) \cdot \frac{1}{\varepsilon_H \cdot \theta^{1/B_{ad,2-3ir}(\gamma-1)} - 1} \quad (35)$$

L'expression obtenue reste encore compliquée, mais on remarque que le seul logarithme qui reste est celui du rapport des températures.

b) $B_{ad,2-3ir} = B_{ad,4ir-1} = 1$. Ce cas correspond à la prise en compte des irréversibilités seulement sur les processus isothermes du cycle. L'éq. (34) devient :

$$\dot{S}_{i,cycle} = \frac{mRw(B_{T,L} - B_{T,H}) \ln \varepsilon_H}{2L_1 \varepsilon_H \cdot \theta^{1/(\gamma-1)} - 1} \quad (36)$$

L'expression obtenue garde seulement le logarithme du taux d'expansion. Elle permet d'étudier la contribution de chaque cause d'irréversibilité interne des processus isothermes du cycle. Ce travail rend compte seulement de la contribution des pertes dues à la vitesse finie du piston dans l'étude de cas qui suit.

3.3. Étude de cas : $B_{ad,2-3ir} = B_{ad,4ir-1} = 1$, $\Delta p_f = 0$ et $\Delta p_{thr} = 0$

Ce cas correspond à la prise en compte des irréversibilités dues seulement à la vitesse finie sur le cycle, quand seuls les processus isothermes du cycle sont irréversibles.

Compte tenu des hypothèses du cas étudié, les eq. (10) et (12) remplacées dans l'éq. (36) donnent :

$$\dot{S}_{i,cycle} = \frac{mRw}{2L_1(\varepsilon_H \cdot \theta^{1/(\gamma-1)} - 1)} \left[1 + \frac{w\sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT_L}} - 1 + \frac{w\sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT_H}} \right] \ln \varepsilon_H \quad (37)$$

ou après calcul :

$$\dot{S}_{i,cycle} = \frac{mRw^2\sqrt{\gamma}}{2L_1\sqrt{R}(\varepsilon_H \cdot \theta^{1/(\gamma-1)} - 1)} \left[\frac{1}{\sqrt{T_L}} + \frac{1}{\sqrt{T_H}} \right] \ln \varepsilon_H \quad (38)$$

$$\dot{S}_{i,cycle} = \frac{mw^2}{2} \cdot \frac{\sqrt{\gamma R} (T_H^{1/2} + T_L^{1/2})}{L_1 (\varepsilon_H \cdot \theta^{1/(\gamma-1)} - 1) \cdot T_{CNCA}} \cdot \ln \varepsilon_H \quad (39)$$

où le terme T_{CNCA} représente la température de Chambadal-Novikov-Curzon-Ahlborn (Chambadal, 1963 ; Novikov, 1957 ; Curzon et Ahlborn, 1975) :

$$T_{CNCA} = \sqrt{T_H \cdot T_L} \quad (40)$$

On constate que l'expression (38) met en évidence des termes importants qui interviennent dans le flux d'entropie générée au cours du cycle, notamment la vitesse du son dans le gaz (célérité) correspondant aux températures T_H et T_L :

$$\dot{S}_{i,cycle} = \frac{mw^2}{2} \frac{\bar{V}_{S_H} + \bar{V}_{S_L}}{2} \frac{2 \cdot \ln \varepsilon_H}{L_1 (\varepsilon_H \cdot \theta^{1/(\gamma-1)} - 1) \cdot T_{Cz}} \quad (41)$$

ou encore plus, l'énergie cinétique du gaz et la moyenne arithmétique des vitesses du son dans le gaz, à T_H et T_L , $\bar{V}_{S,av}$:

$$\dot{S}_{i,cycle} = (E_{cin})_g \frac{2\bar{V}_{S,av}}{L_1 (\varepsilon_H \cdot \theta^{1/(\gamma-1)} - 1) \cdot T_{Cz}} \ln \varepsilon_H \quad (42)$$

Finalement, il résulte une expression compacte qui fait apparaître la dépendance du flux d'entropie généré sur le cycle à plusieurs grandeurs et paramètres de l'étude.

3. RÉSULTATS

Comme le modèle n'a pas pris en compte les irréversibilités externes du cycle, on peut considéré $T_{HS} \approx T_H$ et $T_{LS} \approx T_L$.

Pour illustrer nos résultats, les valeurs suivantes des paramètres du calcul ont été considérées : $p_1 = 50$ bar ; $T_{HS} = T_H = 1000$ K, $\varepsilon_H = 8$, $L_2 = 1$ m, $D = 0,1$ m, $\gamma = 1,4$ (air).

Les résultats obtenus sont présentés en suivant les différentes étapes de la démarche analytique. Les figures 2-4 rendent compte du flux d'entropie interne générée sur le cycle en fonction de la vitesse du piston,

pour différentes valeurs du rapport des températures du cycle, quand les deux processus adiabatiques sont considérés réversibles (figure 2) ou les deux processus isothermes sont considérés réversibles (figure 3), respectivement sur le cycle irréversible (figure 4).

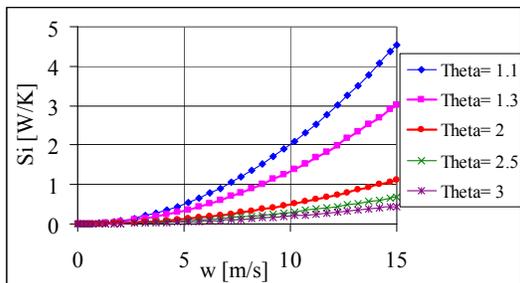


Fig. 2. Flux d'entropie interne générée sur les deux processus isothermes du cycle en fonction de la vitesse w .

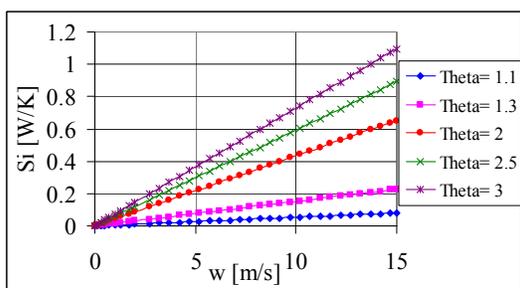


Fig. 3. Flux d'entropie interne générée sur les deux processus adiabatiques du cycle en fonction de la vitesse w .

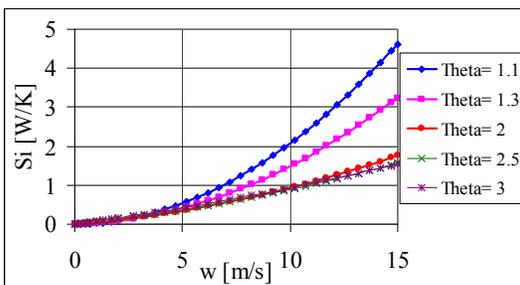


Fig. 4. Flux d'entropie interne générée sur le cycle en fonction de la vitesse w .

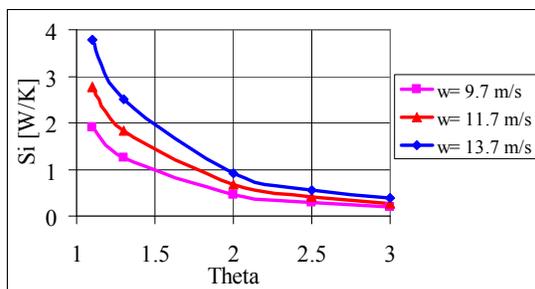


Fig. 5. Flux d'entropie interne générée sur les deux processus isothermes du cycle en fonction du rapport des températures.

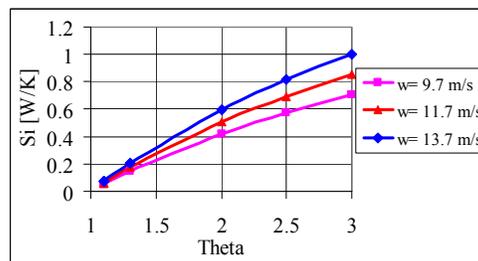


Fig. 6. Flux d'entropie interne générée sur les deux processus adiabatiques du cycle en fonction du rapport des températures.

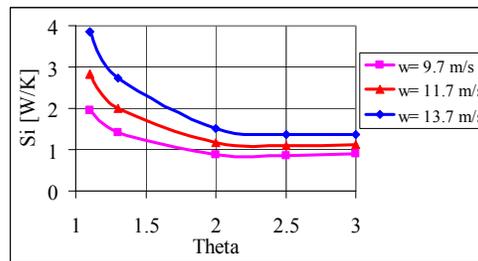


Fig. 7. Flux d'entropie interne générée sur le cycle en fonction du rapport des températures, pour des valeurs élevées de la vitesse.

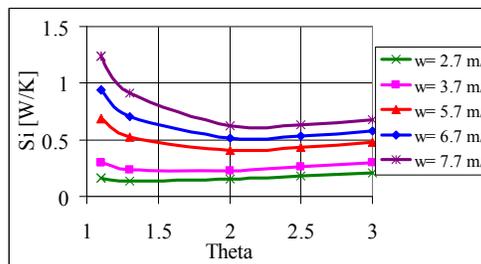


Fig. 8. Flux d'entropie interne générée sur le cycle en fonction du rapport des températures, pour des valeurs moyennes de la vitesse.

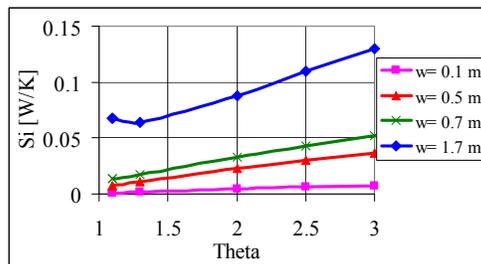


Fig. 9. Flux d'entropie interne générée sur le cycle en fonction du rapport des températures, pour des valeurs petites de la vitesse.

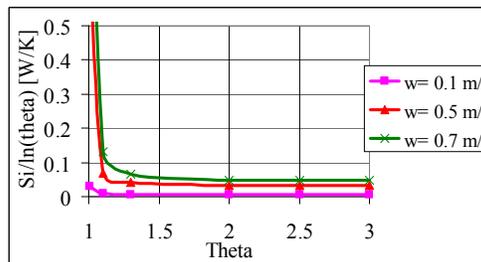


Fig. 10. L'équivalent de la « constante » en fonction du rapport des températures, pour des valeurs petites de la vitesse.

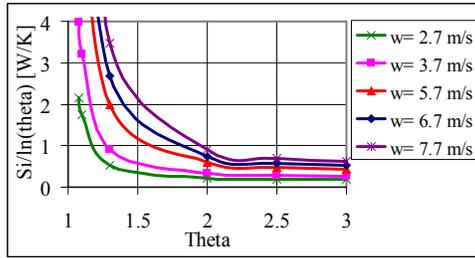


Fig. 11. L'équivalent de la « constante » en fonction du rapport des températures, pour des valeurs moyennes de la vitesse.

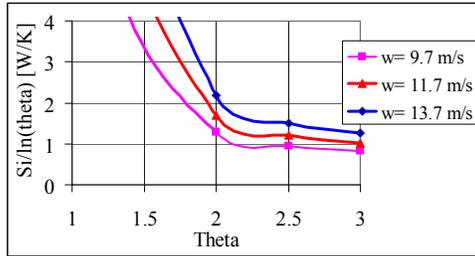


Fig. 12. L'équivalent de la « constante » en fonction du rapport des températures, pour des valeurs élevées de la vitesse.

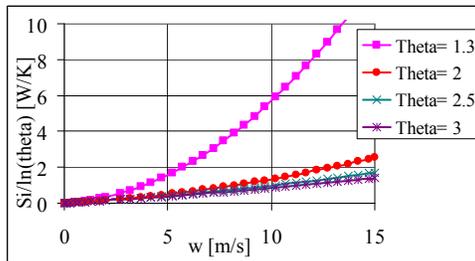


Fig. 13. L'équivalent de la « constante » en fonction de la vitesse, pour différentes valeurs du rapport des températures.

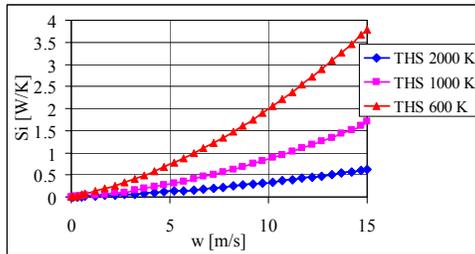


Fig. 14. Flux d'entropie interne générée sur le cycle en fonction de la vitesse, pour différentes valeurs de la température de la source ($\theta = 2$).

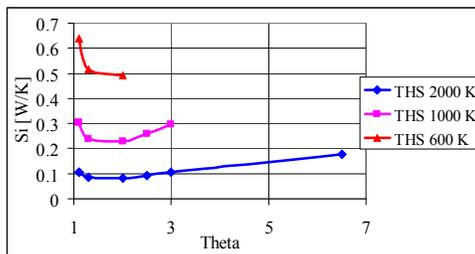


Fig. 15. Flux d'entropie interne générée sur le cycle en fonction du rapport des températures, pour différentes valeurs de la température de la source ($w = 3,7$ m/s).

On constate que pour $w < 2$ m/s, l'irréversibilité sur les deux types de processus est comparable, tandis que le flux d'entropie interne générée sur les processus isothermes devient beaucoup plus fort que sur les processus adiabatiques pour des valeurs petites du rapport des températures, tendance qui s'atténue vers les valeurs élevées de θ . Ceci est dû au temps du cycle qui augmente avec θ .

Les mêmes cas de figure sont représentés sur les figures 5-7 en fonction de θ , pour des valeurs élevées de la vitesse du piston. La proportion des irréversibilités sur les deux types de processus du cycle reste la même, mais le flux d'entropie interne générée augmente avec la vitesse.

Il est intéressant d'étudier la variation du flux d'entropie interne générée sur le cycle avec la vitesse du piston (figures 7-9). Le passage vers des petites valeurs de la vitesse change le sens de la variation du flux d'entropie interne générée, qui passe même par un minimum pour des valeurs moyennes de la vitesse du piston. Aussi, on remarque une faible variation de ce flux pour des valeurs du rapport des températures $\theta > 2$, pour toute la gamme des vitesses.

La comparaison de nos résultats avec les propositions de la littérature (Wijeyesundera, 1997, Feidt et al, 2007, Petre, 2007) ($\dot{S}_{i,cycle} = ct \quad \dot{S}_{i,cycle} = ct \cdot (T_H - T_L)$;

$$\dot{S}_{i,cycle} = ct \cdot \ln \frac{T_H}{T_L})$$
 nous a conduit à mettre en évidence

l'équivalent de la constante de la dernière expression, qui semble la plus appropriée. La variation de cette « constante » en fonction du rapport des températures, respectivement de la vitesse est présentée sur les figures 10-13. Il est évident que l'hypothèse d'une constante est strictement valable pour des faibles valeurs de la vitesse (figure 10), pour presque toute la plage de variation de θ . Ensuite, les valeurs moyennes de la vitesse confortent cette hypothèse pour des valeurs $\theta > 2$ (figure 11), mais sa valeur est différente pour chaque vitesse considérée. Pour des valeurs élevées de la vitesse, la variation de ce terme devient importante (figures 12 et 13).

Une étude de sensibilité par rapport à la température de la source est illustrée sur les figures 14 et 15. On constate un régime de minimum de flux d'entropie interne générée sur chaque courbe, pour $1,5 < \theta < 2,2$ et une vitesse moyenne de 3,7 m/s.

4. CONCLUSIONS

Ce travail présente une approche analytique de la génération d'entropie interne au cours d'un cycle direct irrésversible de type Carnot réalisé en quatre entités séparées de la machine et en s'appuyant sur la Thermodynamique à Vitesse Finie et la Méthode Directe.

Des expressions de calcul de la génération d'entropie interne sur le cycle et du flux d'entropie créée ont été dérivées, ainsi que leur forme réduite pour divers cas particuliers. Elles ont mis en évidence la dépendance du flux d'entropie créée à plusieurs grandeurs et paramètres du calcul. Une étude de cas a fait apparaître la contribution des pertes dues à la vitesse finie du piston.

La comparaison de nos résultats avec les propositions de la littérature apporte des compléments important de calcul aux approximations proposées et montre clairement une dépendance paramétrique du flux d'entropie créée.

Nomenclature

A	surface [m ²]
	coefficient
a	coefficient
B, C	coefficients
c	vitesse moyenne moléculaire [m s ⁻¹]
	chaleur massique [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
D	diamètre [m]
L	longueur [m]
m	masse [kg]
P	pression [Pa]
Q	chaleur [J]
\dot{Q}	flux de chaleur [W]
R	constante massique du gaz [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
S	entropie [J K ⁻¹]
\dot{S}	génération d'entropie [W K ⁻¹]
T	température [K]
U	énergie interne [J]
V	volume [m ³]
W	travail mécanique [J]
w	vitesse du piston [m s ⁻¹]
y	course [m]

Symboles grecques

γ	rapport des chaleurs spécifiques
ε	rapport volumétrique
θ	rapport des températures
τ	durée du processus

Indices inférieurs

ad	adiabatique
av	moyen
$CNCA$	Chambadal-Novikov-Curzon-Ahlborn
f	frottement
H	relatif au gaz à la source
HS	source, partie chaude du moteur
i	interne
ins	isolation
ir	irréversible
L	relatif au gaz au puits
LS	puits, partie froide du moteur
p	piston
T	isotherme
thr	laminage
v	volume constant

RÉFÉRENCES

- [1] Chambadal P., *Évolution et applications du concept d'entropie*, Dunod, Paris, 1963.
- [2] Chen L.G., Zhou J.P., Sun F.R., Wu C., Ecological optimization for generalized irreversible Carnot engines, *Applied-Energy* 77(3) (2004) 327-338.
- [3] Curzon F.L., Ahlborn B., Efficiency of a Carnot Engine at Maximum Power Output, *American Journal of Physics*, 43 (1975) 22-24.
- [4] Feidt M., Costea M., Petre C., Petrescu S., Optimization of Direct Carnot Cycle, *Applied Thermal Engineering*; 27(5-6) (2007) 829-839.
- [5] Heywood J.B., *Internal Combustion Engine Fundamentals*, McGraw-Hill Book Company, New York 1988.
- [6] Novikov I., The efficiency of atomic power stations, *Atomnaya Energiya*, 3 (1957) 409.
- [7] Petre C., Utilisation de la Thermodynamique à Vitesse Finie dans l'étude et optimisation des cycles de Carnot et des machines de Stirling, *Thèse de Doctorat*, UPBucarest-UHPNancy, 2007.
- [8] Petrescu S., Harman C., The Connection between the First and Second Law of Thermodynamics for Processes with Finite Speed. A Direct Method for Approaching and Optimization of Irreversible Processes. *Journal of The Heat Transfer of Society of Japan*, 33(128) (1994) 60-67.
- [9] Petrescu S., Costea M., Feidt M., Optimization of a Carnot Cycle Engine using Finite Speed Thermodynamics and the Direct Method, Proceedings of ECOS'2001 Conference. A. Öztürk and Y. A. Göğüs, eds., Istanbul, Turkey 2001 Vol. I pp.151-162.
- [10] Petrescu S., Feidt M., Harman C., Costea M., Optimization of the Irreversible Carnot Cycle Engine for Maximum Efficiency and Maximum Power through Use of Finite Speed Thermodynamic Analysis. Proceedings of the ECOS'2002 Conference. Tsatsaronis, M. Moran, F. Czesla and T. Bruckner, eds., Berlin, Germany 2002a Vol. II pp.1361-1368.
- [11] Petrescu S., Stanescu G., Costea M., The Study of the Optimization of the Carnot Cycle which Develops with Finite Speed. Proceedings of ENSEC'93 Conference. J. Szargut, Z. Kolenda, G. Tsatsaronis and A. Ziebig, eds., Krakow, Poland 1993 Vol. I pp.269-277.
- [12] Petrescu S., Costea M., Harman C., Florea T., Application of the Direct Method to Irreversible Stirling Cycles with Finite Speed. *International Journal of Energy Research*, 26 (2002b) 589-609.
- [13] Petrescu S., Harman C., Costea M., Petre C., Florea T., A Scheme of Computation, Analysis, Design and Optimization of Solar Stirling Engines, Proceedings of ECOS'2003 Conference. N. Houbak, B. Elmegaard, B. Qvale, M. Moran, eds., Copenhagen, Denmark 2003a Vol. III pp.1255-1262.
- [14] Petrescu S., Harman C., Costea M., Feidt M., Thermodynamics with Finite Speed versus Thermodynamics in Finite Time in the Optimization of Carnot Cycle, Proceedings of The 6-th ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conference, Hawaii, 2003b.
- [15] Petrescu S., Harman C., Costea M., Florea T., Petre C., *Advanced Energy Conversion*. Bucknell University, Lewisburg 2005.
- [16] Rebhan E., Ahlborn B., Frequency-dependent performance of a nonideal Carnot Engine, *American Journal of Physics* 55(5) (1987).
- [17] Spence R.D., Harrison M.J., Speed dependence of efficiency of heat engines, *American Journal of Physics* 53(9) (1985).
- [18] Wijesundera NE., Performance of three heat reservoirs absorption cycles with external and internal irreversibilities, *Applied Thermal Engineering*, 17 (1997) 1151-1161.