

Optimisation thermodynamique en temps fini du moteur de Stirling endo- et exo-irréversible

Georghe Popescu¹, Vsevolod Radcenco¹, Monica Costea¹, Michel Feidt^{2*}

¹ Chaire de Thermotechnique, université Politehnica, Splaiul Independentei 313, Bucarest, 79590, Roumanie

² LEMTA, université Nancy-1, 2, avenue de la Forêt de Haye, 54516, Vandœuvre-lès-Nancy cedex, France

Summary — Finite-time thermodynamics optimisation of an endo- exo-irreversible Stirling Motor. This work deals with the finite time thermodynamic optimization of a Stirling engine. An endo- and exo-irreversible cycle is considered. The internal irreversibilities are due to the internal conductance of the plant and to the non-adiabatic regenerator. Also, the general irreversibilities of the non-quasistatic cycle are taken into account. The external irreversibilities are due to the linear interactions between the heat sources and the working fluids at finite temperature gaps. A sensitivity analysis was performed in order to optimize the operation conditions leading to maximum power output. The results obtained are in good agreement with the experimental data.

1. INTRODUCTION

Bien que l'intérêt pour l'ensemble des problèmes du moteur de Stirling ait connu des fluctuations, tenant compte des plus récentes réalisations [1-4], on remarque néanmoins une préoccupation soutenue pour leur perfectionnement.

Tout en considérant les difficultés liées à ce perfectionnement des machines de Stirling comme une motivation de plus en vue du développement, on considère aussi qu'il faut accorder une attention particulière à la recherche théorique et expérimentale dans le domaine d'application de ces machines thermiques constituant une alternative pour résoudre les problèmes énergétiques et écologiques de la société.

En suivant l'optimisation des systèmes thermoénergétiques nucléaires, dans le cas particulier endoréversible, Novikov [5] a obtenu en 1957, probablement le premier, l'expression connue aujourd'hui sous le nom de *The Nice Radical* $\left[\eta^* = 1 - \sqrt{T_0/T} < \eta_{max} = 1 - (T_0/T)\right]$, qui représente la valeur du rendement thermique associé au régime de production d'une puissance mécanique maximale. Plus tard, ce résultat a été

confirmé, notamment grâce aux travaux de Curzon et Ahlborn [6]. Maintenant, ce résultat est bien accepté dans la thermodynamique en temps fini.

Le trait spécifique des modèles d'analyse basés sur la thermodynamique en temps fini consiste dans la prise en considération et dans l'optimisation des différences finies de certains paramètres intensifs (temps $\Delta\tau$, température ΔT , pression Δp , etc). Ceux-ci sont liés aux dissipations internes et externes qui apparaissent dans le fonctionnement des systèmes considérés, optimisation ayant pour but la maximisation des performances.

Ce travail est un prolongement des modèles d'analyse du moteur de Stirling à cycle idéal *endo-réversible* mais *exo-irréversible* développés sur la base de la thermodynamique en temps fini [7-11]. Il propose une approche plus complète de l'optimisation des conditions de fonctionnement du moteur pour produire une puissance mécanique maximale.

2. MODÉLISATION DU CYCLE POUR LE MOTEUR DE STIRLING

Les hypothèses qui constituent les fondements du modèle d'analyse théorique du moteur de

* Correspondance et tirés à part

Stirling endo- et exo-irréversible considéré sont les suivantes.

a) On considère le cycle idéal du moteur de Stirling (fig 1), formé de deux processus isothermiques ($T_c = T_{1,2} = cte$; $T_D = T_{3,4} = cte$) et de deux processus isochores ($V_m = V_{2,3} = cte$; $V_M = V_{1,4} = cte$), avec les paramètres adimensionnels suivants :

- $\varepsilon = \frac{V_M}{V_m}$ rapport volumétrique de compression isothermique ;

- $\beta = \frac{p_M}{p_m}$ rapport des pressions extrêmes du cycle ;

- $\tau = \frac{T_I}{T_R}$ rapport des températures moyennes des sources de chaleur.

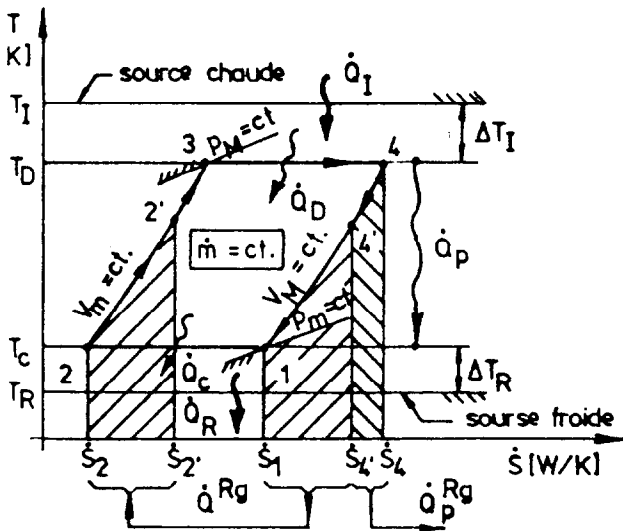


Fig 1. Cycle du moteur de Stirling.

b) Par rapport au cycle idéal de Stirling endo- et exo-réversible, dans ce modèle, on introduit les sources d'irréversibilité interne et externe suivantes : des pertes de chaleur et des sources d'irréversibilité interne.

- Des pertes \dot{Q}_p dues à la conductance thermique interne entre la partie chaude, I, et la partie froide, R, du moteur. Ces pertes sont directement proportionnelles à la différence de température entre les deux extrémités de la machine [12], et le flux de chaleur perdu aura donc l'expression suivante :

$$\dot{Q}_p = K_p(T_D - T_C) \quad (2.1)$$

où K_p ($W.K^{-1}$) ≥ 0 , représente la conductance thermique de perte ; elle est fortement influencée par les solutions constructives adoptées, à la limite, dans le cas idéal de l'isolement parfait $K_p = 0$.

- Des pertes de régénérateur, R_g , non-adiabatique par rapport au milieu extérieur ; ces pertes sont précisées par le coefficient adiabatique du régénérateur, $\mu_a \leq 1$, défini comme le rapport entre la chaleur cédée dans le régénérateur par

l'agent cyclé à son passage vers l'espace de compression $\dot{Q}_{4,1}$ et la chaleur saisie du régénérateur par l'agent cyclé à son passage vers l'espace de détente $\dot{Q}_{2,2'}$. Dans l'hypothèse du gaz idéal, le coefficient adiabatique du régénérateur est donné l'expression :

$$\mu_a = \frac{\dot{Q}_{2,2'}}{\dot{Q}_{4,1}} = \frac{T_{2'} - T_C}{T_D - T_C} \quad (2.2)$$

Pour le cas idéal de l'isolation parfaite du régénérateur, $\mu_a = 1$.

- Des pertes dues à l'irréversibilité du cycle thermodynamique déterminées par les processus non quasi statiques du cycle ; ainsi, de l'équation de Clausius pour les cycles irréversibles $\int \frac{\dot{Q}}{T} \leq 0$, il résulte :

$$\left(\frac{\dot{Q}_D}{T_D} + \frac{\dot{Q}_{2',3}}{T_{2',3}} \right) - \left(\frac{|\dot{Q}_C|}{T_C} + \frac{|\dot{Q}_p^{Rg}|}{T_{4,4'}} \right) < 0 \quad (2.3)$$

où $\dot{Q}_{2',3}$ représente la puissance thermique consommée en plus, pour compenser le flux de chaleur $\dot{Q}_p^{Rg} = \dot{Q}_{4,4'}$ perdu au régénérateur non-adiabatique.

Dans la relation (2.3), les températures moyennes des processus (2'-3) et (4-4'), dans l'hypothèse du gaz idéal, sont exprimées par la relation :

$$T_{2',3} = \frac{\dot{Q}_{2',3}}{\Delta \dot{S}_{2',3}} = T_{4,4'} = \frac{\dot{Q}_{4,4'}}{\Delta \dot{S}_{4,4'}} = \frac{T_D - T_{2'}}{\ln(T_D/T_{2'})} \quad (2.4)$$

Pour prendre en considération l'irréversibilité du cycle, on emploie un paramètre global φ . Ce paramètre est déterminé [13] par l'irréversibilité de l'échange de chaleur avec les sources :

$$\varphi = \Delta \dot{S}_R / \Delta \dot{S}_I \geq 0 \quad (2.5)$$

où $\Delta \dot{S}_R$ et $\Delta \dot{S}_I$ sont respectivement les échanges d'entropie du côté froid et du côté chaud de la machine. Dans le cas du cycle endoréversible $\varphi = 1$. Ainsi, à l'aide de ce paramètre, le bilan entropique (relation 2.3) devient :

$$\left(\frac{|\dot{Q}_C|}{T_C} + \frac{|\dot{Q}_p^{Rg}|}{T_{4,4'}} \right) - \varphi \left(\frac{\dot{Q}_D}{T_D} + \frac{\dot{Q}_{2',3}}{T_{2',3}} \right) = 0 \quad (2.6)$$

c) Des sources d'irréversibilité externe.

- L'échange de chaleur agent cyclé-source chaude (le réchauffeur du moteur étant à la température moyenne T_I) a lieu à différence finie de température ($\Delta T_I = T_I - T_D$). Ainsi, la puissance thermique obtenue dans le réchauffeur aura l'expression :

$$\dot{Q}_I = k_I A_I (T_I - T_D) \quad (2.7)$$

- L'échange de chaleur agent cyclé-source froide (le réfrigérant du moteur étant à la température moyenne T_R) a lieu aussi à différence finie de température ($\Delta T_R = T_C - T_R$). Et donc la puissance thermique cédée dans le réfrigérant aura l'expression :

$$\dot{Q}_R = k_R A_R (T_C - T_R) \quad (2.8)$$

Dans les relations (2.7) et (2.8), on a considéré le cas des interactions thermiques linéaires [7]. Ici, k_i et A_i représentent respectivement le coefficient global et la surface efficace de l'échangeur de chaleur i considéré. Leur produit représente la conductance thermique de l'échangeur de chaleur i considéré ($K_i = k_i A_i$).

3. INDICES DE PERFORMANCE DU MOTEUR DE STIRLING

Les relations (2.1)–(2.8) représentent la base du modèle proposé pour l'analyse du moteur de Stirling endo- et exo-irréversible. Pour faciliter l'interprétation et la comparaison des nouveaux résultats avec ceux publiés [7–11], on va utiliser des grandeurs adimensionnelles.

En considérant la nécessité de compenser les pertes de chaleur du régénérateur non adiabatique, la puissance thermique reçue par l'agent cyclé à la source chaude sera :

$$\dot{Q}_{SC} = \dot{Q}_D + \dot{Q}_{2',3} \quad (3.1)$$

où le flux thermique \dot{Q}_D , pris par l'agent cyclé dans le processus de détente isothermique 3-4, se détermine avec la relation :

$$\dot{Q}_D = \dot{m} R T_D \ln(\varepsilon) \quad (3.2)$$

et le flux thermique $\dot{Q}_{2',3}$, pris par l'agent cyclé dans le processus de chauffage isochore 2'-3, nécessaire pour compenser les pertes thermiques du régénérateur, a l'expression :

$$\dot{Q}_{2',3} = \dot{m} \frac{R}{k-1} (T_D - T_{2'}) \quad (3.3)$$

Dans les relations (3.2) et (3.3), \dot{m} , R et k sont respectivement le débit massique, la constante des gaz parfaits et l'exposant adiabatique de l'agent cyclé.

De la relation (2.2) de définition du coefficient adiabatique du régénérateur, on peut déterminer l'expression de la température $T_{2'}$:

$$T_{2'} = \mu_a T_D + (1 - \mu_a) T_C \quad (3.4)$$

Tout en considérant aussi les pertes dues à la conductance thermique interne du moteur, le bilan des puissances thermiques échangées dans le réchauffeur permet d'exprimer la puissance thermique \dot{Q}_{SC} reçue par l'agent cyclé à la source chaude :

$$\dot{Q}_{SC} = \dot{Q}_I - |\dot{Q}_p| \quad (3.5)$$

où le flux \dot{Q}_I reçu dans le réchauffeur, sous forme adimensionnelle, est :

$$\overline{Q}_I = \frac{\dot{Q}_I}{K_I T_I} = \frac{\Delta T_I}{T_I} = x \quad (3.6)$$

et le flux thermique $|\dot{Q}_p|$ perdu à cause de la conductance thermique interne du moteur, sous forme adimensionnelle, a l'expression :

$$|\overline{Q}_p| = \frac{|\dot{Q}_p|}{K_I T_I} = \frac{K_p T_D - T_C}{K_I T_I} = \overline{K}_p \frac{T_D - T_C}{T_I} \quad (3.7)$$

Dans les relations (3.6) et (3.7), on a utilisé les notations suivantes :

$$x = \frac{\Delta T_I}{T_I} ; \overline{K}_p = \frac{K_p}{K_I} \quad (3.8)$$

La puissance thermique $|\dot{Q}_{SF}|$ cédée par l'agent cyclé au puits froid, dans le cas où les pertes de chaleur de régénérateur ont été considérées, se détermine avec la relation :

$$|\dot{Q}_{SF}| = |\dot{Q}_C| + |\dot{Q}_p^{Rg}| \quad (3.9)$$

où le flux $|\dot{Q}_C|$ cédé par l'agent cyclé dans le processus isothermique de compression 1-2 est calculé à partir de la relation :

$$|\dot{Q}_C| = \dot{m} R T_C \ln(\varepsilon) \quad (3.10)$$

et le flux thermique \dot{Q}_p^{Rg} cédé au régénérateur par l'agent cyclé, dans le processus de réfrigération isochore 4-4', et perdu par celui-ci vers le milieu extérieur, dans l'hypothèse du gaz idéal, se calcule avec la relation (3.3).

En considérant les pertes thermiques dues à la conductance interne du moteur, le bilan des puissances thermiques échangées permet d'exprimer le flux cédé par l'agent cyclé à la source froide :

$$|\dot{Q}_{SF}| = |\dot{Q}_R| - |\dot{Q}_p| \quad (3.11)$$

où le flux $|\dot{Q}_R|$ cédé sous forme adimensionnalisée, a l'expression :

$$|\overline{Q}_R| = \frac{|\dot{Q}_R|}{K_I T_I} = \frac{K_R T_R \Delta T_R}{K_I T_I T_R} = \frac{\overline{K}}{\tau} y \quad (3.12)$$

Dans la relation (3.12), on a utilisé les notations :

$$y = \frac{\Delta T_R}{T_R} ; \overline{K} = \frac{K_R}{K_I} \quad (3.13)$$

Sur la base des différences relatives de température x et y (relations 3.8 et 3.13), les températures des processus isothermiques du cycle thermodynamique endo- et exo-irréversible considéré auront les expressions :

$$T_D = T_I - \Delta T_D = T_I(1-x); T_C = T_R + \Delta T_R = T_R(1+y) \quad (3.14)$$

En utilisant les expressions (3.14), dans la relation (3.7), on obtient, sous forme adimensionnelle, les pertes thermiques dues à la conductance interne du moteur :

$$|\overline{Q}_p| = \overline{K}_p [1 - x - (1+y)/\tau] \quad (3.15)$$

Aussi, sur la base des relations (3.14), pour les températures $T_{2'}$ (relation 3.4), $T_{2',3}$ et $T_{4,4'}$ (relation 2.4), on obtient les expressions :

$$T_{2'} = [\tau\mu_a(1-x) + (1-\mu_a)(1+y)]T_R \quad (3.16)$$

$$T_{2',3} = T_{4,4'} = \frac{(1-\mu_a)[\tau(1-x) - (1+y)]T_R}{\ln[\tau(1-x)/(\tau\mu_a(1-x) + (1-\mu_a)(1+y))]} \quad (3.17)$$

De la relation (3.3), en utilisant les relations (3.9), (3.11) et (3.16), pour le flux thermique $\dot{Q}_{2',3}$ il résulte l'expression :

$$\dot{Q}_{2',3} = \frac{1-\mu_a}{\ln(\varepsilon)^{k-1} \left/ \left(\tau \frac{1-x}{1+y} - 1 \right) + 1 - \mu_a \right.} (\dot{Q}_R - \dot{Q}_p) \quad (3.18)$$

En utilisant les relations (3.5) et (3.11), le bilan des puissances du cycle moteur permet d'exprimer la puissance mécanique P fournie par le moteur de Stirling comme :

$$P = \dot{Q}_{SC} - |\dot{Q}_{SF}| = \dot{Q}_I - \dot{Q}_R \quad (3.19)$$

Sur la base des relations (3.6) et (3.12), la puissance mécanique fournie par le moteur devient l'expression adimensionnelle suivante :

$$\bar{P} = \frac{P}{K_I T_I} = x - \frac{\bar{K}}{\tau} y \quad (3.20)$$

Entre les deux variables x et y de la puissance mécanique, il y a la relation de liaison du bilan entropique pour le cycle irréversible considéré (relation 2.6) qui, après traitement, devient :

$$\left(\frac{\tau}{1+y} - A(x,y) \right) |\dot{Q}_R| = \frac{\varphi}{1-x} \dot{Q}_I + \left(\frac{\tau}{1+y} - \frac{\varphi}{1-x} - A(x,y) \right) |\dot{Q}_p| \quad (3.21)$$

où l'on a utilisé les notations :

$$A(x,y) = B(x,y) \left(\frac{\tau}{1+y} - \frac{\varphi}{1-x} + \frac{\varphi-1}{C(x,y)(1-x)} \right) \quad (3.22.1)$$

$$B(x,y) = \frac{1-\mu_a}{\ln(\varepsilon)^{k-1} \left/ \left(\tau \frac{1-x}{1+y} - 1 \right) + 1 - \mu_a \right.} \quad (3.22.2)$$

$$C(x,y) = \frac{(1-\mu_a) \left(1 - \frac{1+y}{\tau(1-x)} \right)}{\ln[\tau(1-x)]/[\tau\mu_a(1-x) + (1-\mu_a)(1+y)]} \quad (3.22.3)$$

En divisant la relation (3.21) par le produit $K_I T_I$ et en utilisant les relations (3.6), (3.12) et (3.17), on obtient :

$$\left(\frac{\tau}{1+y} - C(x,y) \right) \frac{\bar{K}}{\tau} y = \frac{\varphi x}{1-x} + \bar{K}_p \left(\frac{\tau}{1+y} - \frac{\varphi}{1-x} - C(x,y) \right) \left(1 - x - \frac{1+y}{\tau} \right) \quad (3.23)$$

Pour le rendement thermique du moteur de Stirling endo- et exo-irréversible considéré, sur la base des relations (3.5), (3.6), (3.15) et (3.20), il résulte l'expression suivante :

$$\eta = \frac{\bar{P}}{\dot{Q}_{SC}} = \frac{\bar{P}}{\dot{Q}_I - |\dot{Q}_p|} = \frac{x - \frac{\bar{K}}{\tau} y}{x - \bar{K}_p \left(1 - x - \frac{1+y}{\tau} \right)} \quad (3.24)$$

4. RÉSULTATS ET COMMENTAIRES

Sur les figures 2 à 5, sont présentés les résultats obtenus pour une étude de sensibilité, basée sur la thermodynamique en temps fini [7], qui met en évidence l'influence des irréversibilités considérées en plus du cas endoréversible mais exo-irréversible.

Les indices de performance analysés sont la puissance mécanique fournie \bar{P} , relation (3.20), et le rendement thermique du moteur \bar{P} , relation (3.24). Ils sont fonction des paramètres spécifiques de perte et d'irréversibilité interne (\bar{K}_p , φ , et μ_a) et externe (\bar{K} , x et y). Les variables x et y , sont corrélées par la relation (3.23), qui peut uniquement être résolue par des méthodes numériques. Dans ces conditions, l'étude de sensibilité va aussi suivre l'influence de la valeur maximale de la puissance mécanique P_{max} fournie par le moteur, sur les conditions de fonctionnement correspondantes (les valeurs optimales x_{opt} et y_{opt} des différences relatives de température), et aussi sur le rendement thermique optimal η_{opt} , qui correspond au régime de puissance maximale.

Les résultats de cette application numérique sont obtenus en considérant les valeurs spécifiques suivantes pour les moteurs de Stirling : $\tau = 4$, $\varepsilon = 1,5$, $k = 1,4$ et $\bar{K} = 100$.

L'influence de l'irréversibilité du cycle non quasi statique, considérée par l'intermédiaire du paramètre global, sur la puissance P et sur le rendement η est présentée sur la figure 2. Ainsi, pour φ passant de 1 (cas idéal) à 2, on constate une diminution des performances (\bar{P}_{max} baisse de 60 % et η_{opt} baisse de 42 %) dans les conditions où x_{opt} baisse de 0,50 à 0,28 et $y_{opt} = 0,01 = cte$.

La figure 3 présente l'influence des pertes de chaleur dues à la conductance interne de la machine, exprimées par le paramètre \bar{K}_p . À l'augmentation de \bar{K}_p de 0 (cas idéal) à 2 correspond une diminution de la puissance mécanique \bar{P} fournie, dans les conditions où le rendement η est constant. En ce qui concerne l'influence sur le régime de puissance maximale, on constate que \bar{P}_{max} et η_{opt} baissent respectivement de 48 % et de 42 %, dans les conditions où x_{opt} et y_{opt} passent respectivement de 0,50 à 0,64 et de 0,01 à 0,02.

L'effet des pertes de chaleur dues au régénérateur non adiabatique, introduites avec le paramètre μ_a , sur les indices de performance du moteur de Stirling, est présenté sur la figure 4. Ainsi, on peut remarquer que lors de la diminution de μ_a de 1 (cas idéal) à 0,80, les indices de performance baissent également (\bar{P}_{max} baisse de 37 % et η_{opt} baisse de 44 %). Sur la figure 5, sont présentées les influences des pertes de chaleur et des irréversibilités internes sur les indices de performance du moteur \bar{P} et η . Ainsi, à partir des courbes (a) pour le cas endo-réversible mais exo-irréversible ($\varphi = 1, \bar{K}_p = 0$ et $\mu_a = 1$), sont graduellement introduites, par superposition, les sources d'irréversibilités internes considérées. D'abord, les courbes (b) prennent en compte l'irréversibilité interne due au cycle non quasi statique ($\varphi = 1, 1, \bar{K}_p = 0$ et $\mu_a = 1$), alors que les courbes (c) considèrent en plus les pertes dues

à la conductance interne de la machine ($\varphi = 1, 1, \bar{K}_p = 0, 1$ et $\mu_a = 1$). Et enfin, les courbes (d) tiennent aussi compte des pertes dues au régénérateur non adiabatique ($\varphi = 1, 1, \bar{K}_p = 0, 1$ et $\mu_a = 0, 9$). Pour les valeurs considérées des paramètres φ, \bar{K}_p et μ_a , on constate une influence différente pour le régime de puissance maximale. Ainsi, dans le cas (b), il résulte une diminution respective pour \bar{P}_{max} et η_{opt} de 9,3 % et de 5 % ; dans le cas (c), il résulte une diminution respective de 5,8 % et 4,6 %, et dans le cas (d), il résulte respectivement une diminution de 29 % et de 32 %. On remarque que la perte due au régénérateur non adiabatique a l'influence la plus forte. Ainsi, en comparaison avec le cas endo-réversible [7], dans le cas de la superposition des irréversibilités considérées en plus, on constate une diminution des performances d'environ 40 % pour le régime de puissance maximale \bar{P}_{max} et η_{opt} .

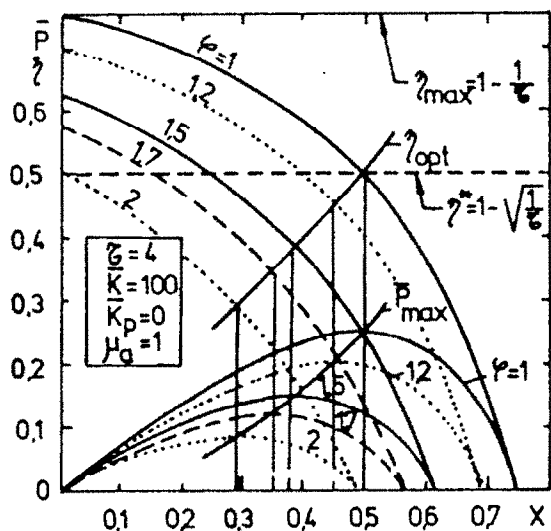


Fig 2. Influence du paramètre φ sur les performances \bar{P} et η .

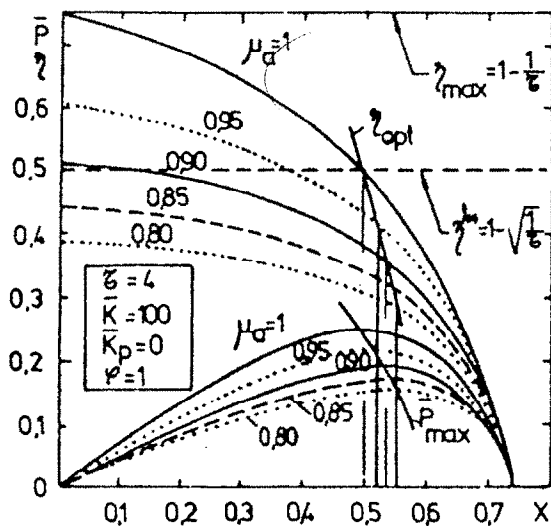


Fig 4. Influence du paramètre μ_a sur les performances \bar{P} et η .

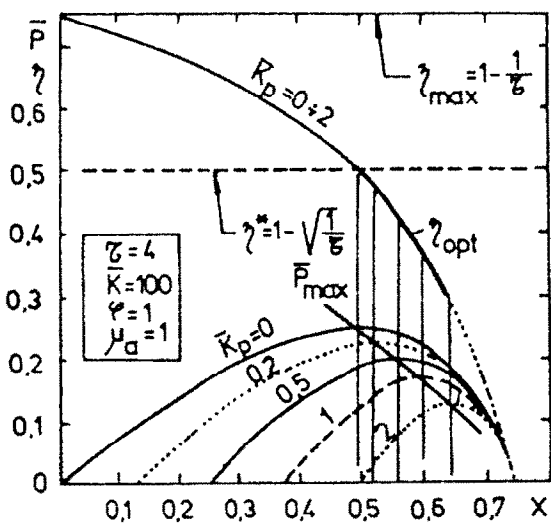


Fig 3. Influence du paramètre \bar{K}_p sur les performances \bar{P} et η .

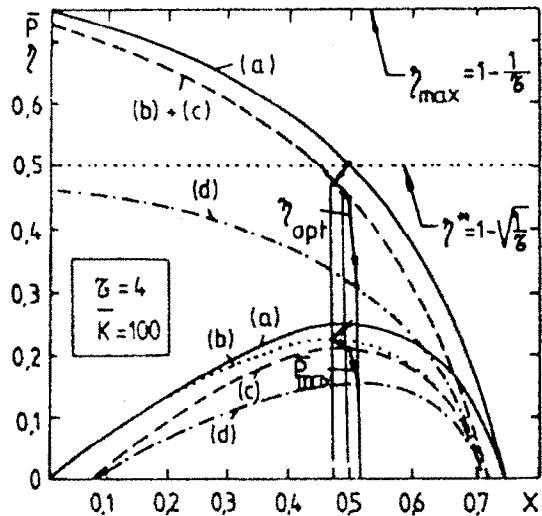


Fig 5. Influence des paramètres φ, \bar{K}_p et μ_a sur les performances \bar{P} et η .

5. CONCLUSION

Ce travail représente une application de la thermodynamique en temps fini afin d'optimiser les conditions du fonctionnement du moteur de Stirling endo- et exo-irréversible, en vue d'obtenir un régime de puissance maximale.

Par une étude de sensibilité, nous avons mis en évidence l'influence des pertes de chaleur et des irréversibilités internes dans le cas endoréversible, sur les indices de performance du moteur, c'est-à-dire la puissance mécanique fournie \bar{P} et sur le rendement thermique η . Nous avons aussi suivi les effets de ces irréversibilités sur la valeur maximale de la puissance mécanique (\bar{P}_{max}) et sur le rendement correspondant η_{opt} .

Les résultats obtenus sur la base du modèle proposé mettent en évidence le fait que, dans le cas endo-irréversible, pour le régime de puissance, les indices de performance du moteur de Stirling baissent d'environ 40 % par rapport au cas endoréversible. Il résulte aussi que, des trois sources d'irréversibilités internes considérées (cycle non quasi statique, conductance interne de la machine et régénérateur non adiabatique), la diminution la plus importante des performances ($\approx 30\%$) est due au régénérateur non adiabatique. Dans le cas du régime de puissance maximale, les résultats du modèle endo- et exo-irréversible mettent en évidence les sources de non-concordance entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux obtenus pour y_{opt} , dans le cas du modèle endoréversible [10]. Tous ces résultats sont en concordance avec les données expérimentales connues pour le moteur de Stirling [1-4].

RÉFÉRENCES

- [1] Walker G (1980) *Stirling engines*. Clarendon Press, Oxford, UK
- [2] Beale WT (1982) *The free piston Stirling engine: 20 years of development*. Proc of 18th Intersociety Energy Conversion Eng Conf, n° 839111, Orlando, Florida, USA
- [3] Kolin I (1991) *Flat plate and discontinues motion stirling engine*. Poster at 5th Int Stirling Engine Conf, Dubrovnic, Croatie
- [4] Sneft JR (1992) *Mechanical efficiency considerations in the design of ultra low temperature differential stirling engine*. Proc of 27th IECEC, n° 929024, San Diego, California, USA
- [5] Novikov II (1958) The efficiency of atomic station. *Atomnaya Energiya* 3, 11, 409; English translation in: *J Nucl Energy* 11, 4, 125-120
- [6] Curzon FL, Ahlborn B (1975) Efficiency of a Carnot engine at maximum power output. *Am J Phys* 43, 22-24
- [7] Radcenco V, Popescu G, Apostol V, Feidt M (1993) Thermodynamique en temps fini appliquée aux machines motrices : Étude de cas machine à vapeur et moteur de Stirling. *Rev Gen Therm* 382, 509-514
- [8] Popescu G (1993) *Contributions dans l'étude de l'optimisation des systèmes endo-régénératives et exo-irréversibles de type Stirling sur la base de la thermodynamique en temps fini* (en roumain). Thèse de doctorat, université Politehnica, Bucarest, Roumanie
- [9] Radcenco V (1994) *Generalized thermodynamics*. Editura Tehnica, Bucarest, Roumanie
- [10] Popescu G, Radcenco V, Feidt M (1994) *Finite time thermodynamics applied to the optimization of solar stirling engines*. Proc of Int Conf Flowers'94, Florence, Italie, 461- 468
- [11] Feidt M, Costea M, Popescu G (1995) *Optimal design of stirling engine using a generalized heat transfer law model*. Proc of Int Conf Second Law Analysis of Energy Systems : towards the XXIst Century'95, Rome, Italie, 431-441
- [12] Bejan A (1988) Theory of heat transfer irreversible power plants. *Int J Heat Mass Transfer* 31, 6, 1211-1219
- [13] Chen J (1994) *General performance characteristics of an irreversible Carnot heat pump*. Proc of Int Conf Flowers'94, Florence, Italie, 461-468

