

Performance d'un moteur Ericsson à iso-volumes de compression et de détente selon différentes lois de commande des soupapes

Performance of an Ericsson engine with iso-volumes of compression and expansion according to different valve control laws

Pascal STOUFFS^{1*}

¹Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés,
Université de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, 64000 Pau, France

*(auteur correspondant : pascal.stouffs@univ-pau.fr)

Résumé - Deux lois de commande sont étudiées pour les soupapes d'un moteur Ericsson dont les volumes des cylindres de compression et de détente sont identiques. Ces deux lois permettent d'assurer l'égalité des débits massiques refoulé par le compresseur et aspiré par le cylindre de détente. La première implique d'équiper le moteur de 3 soupapes commandées et conduit à de bonnes performances, la seconde ne demande que d'équiper le cylindre de détente de soupapes commandées, mais les performances sont moins bonnes.

Abstract - Two control laws are studied for the valves of an Ericsson engine with identical compression and expansion cylinder volumes. These two laws ensure that the mass flows delivered by the compressor and drawn in by the expansion cylinder are equal. The first requires the engine to be fitted with 3 controlled valves and gives good performance, while the second only requires the expansion cylinder to be fitted with controlled valves, but gives poorer performance.

1. Introduction

Un moteur Ericsson est une machine thermique volumétrique à apport de chaleur externe, équipée de cylindres de compression et de détente distincts et à fluide de travail monophasique gazeux [1]. Par ailleurs, les machines à piston liquide sont particulièrement intéressantes car elles assurent une étanchéité parfaite entre le piston et le cylindre, tout en réduisant drastiquement les forces de frottement [2]. Enfin, les machines à piston libre présentent l'avantage de la compacité et de la légèreté [3-4].

Une nouvelle configuration de moteur associant les avantages des moteurs Ericsson, des machines à piston liquide et des moteurs à piston libre a été présentée précédemment [5-6]. Dans cette configuration, le piston liquide libre permet la production d'air comprimé et l'énergie mécanique utile est produite par une machine de détente externe (Figure 1).

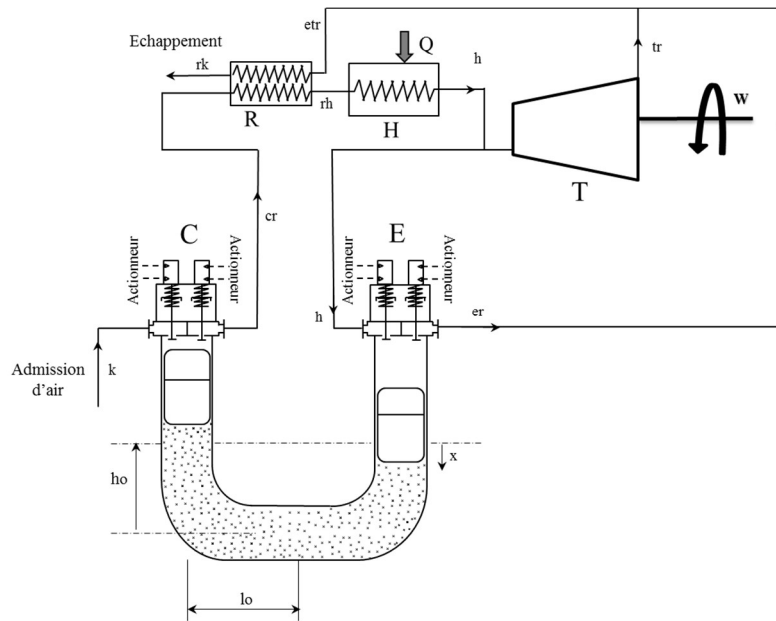


Figure 1 : *Moteur Ericsson à piston liquide libre à machine de détente externe*

Une autre configuration peut être imaginée, dans laquelle l'énergie mécanique est extraite directement dans le système, par exemple par un alternateur linéaire porté par un flotteur sur le piston liquide (Figure 2).

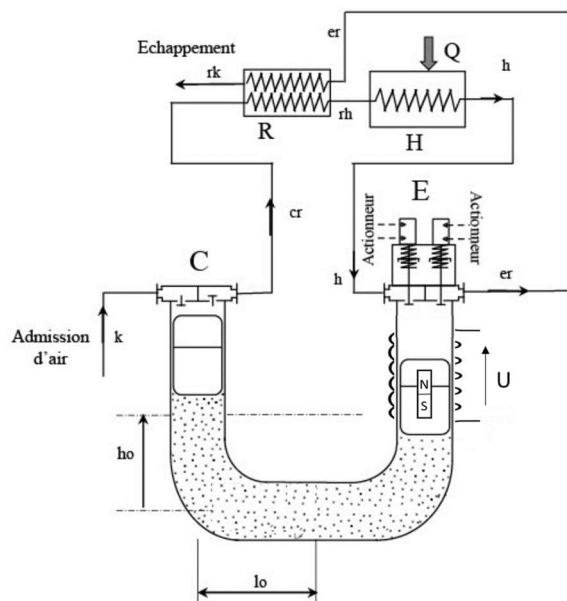


Figure 2 : *Schéma de principe d'un moteur Ericsson à piston liquide libre à alternateur linéaire*

Cette disposition est un cas particulier du moteur Ericsson à piston libre à double effet, le piston libre étant ici liquide. Que le piston libre à double effet soit solide ou liquide, il s'agit de faire en sorte que le débit massique refoulé par le cylindre de compression soit égal à celui aspiré par le cylindre de détente. Pour ce faire, deux solutions s'offrent au concepteur : soit retarder la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de compression au-delà du point mort bas, ou celle de la soupape de refoulement au-delà du point mort haut pour réduire le débit massique, soit retarder la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de détente pour

absorber l'intégralité du débit fourni par le cylindre de compression. Cette étude présente les performances de ces 2 configurations.

2. Hypothèses et adimensionnement

La démarche adoptée est semblable à celle développée précédemment par Max Ndamé [7-8]. Les hypothèses générales du modèle sont les suivantes :

- La compression et la détente du fluide de travail sont des transformations thermodynamiques considérées isentropiques.
- Le fluide de travail, l'air, est un gaz parfait dont la chaleur massique est supposée constante.
- Les frottements visqueux au sein du fluide de travail sont négligés dans tous les calculs. Les pertes de charge au travers des soupapes sont négligées. Les écoulements dans les échangeurs sont supposés isobares.

Pour chaque état i du fluide de travail dans le moteur, on définit les grandeurs adimensionnelles suivantes :

- la pression adimensionnelle $\beta_i = p_i/p_k$; par abus, $B = p_h/p_k$
- la température adimensionnelle $\vartheta_i = T_i/T_k$; par abus, $\Theta = T_h/T_k$
- le volume adimensionnel $\varphi_i = V_i/V_C$; par abus, $\Phi = V_E/V_C = 1$
- la masse (ou le débit) de fluide adimensionnel(le)

$$\delta_i = m_i r T_k / (p_k V_C) = \dot{m}_i r T_k / (n p_k V_C) = \beta_i \varphi_i / \theta_i$$

- le travail (ou la puissance) indiqué(e) adimensionnel(le)

$$\Pi_i = W_i / (p_k V_C) = \dot{W}_i / (n p_k V_C) = \oint p_i dV_i / (p_k V_C) = \oint \beta_i d\varphi_i \quad i = E \text{ ou } C$$

- la puissance nette adimensionnelle $\Pi_{net} = \Pi_E - \Pi_C$
- la chaleur adimensionnelle échangée dans le réchauffeur $\Pi_{th} = Q_{th} / (p_k V_C)$
- le rendement thermique ou indiqué $\eta_{th} = (\Pi_E - \Pi_C) / \Pi_{th} = \Pi_{net} / \Pi_{th}$
- les volumes morts relatifs $\mu_C = V_{C,min} / V_C$; $\mu_E = V_{E,min} / V_E$

3. Retard à la fermeture d'une soupape du cylindre de compression

Afin d'assurer l'égalité des débits massiques entre les deux cylindres, on peut retarder la fermeture d'une des deux soupapes du cylindre de compression, ce qui revient à artificiellement réduire la cylindrée effective de ce cylindre. La figure 3 présente les diagrammes indicateurs adimensionnels de chacun des deux cylindres, dans le cas d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission. Le cylindre de compression aspire l'air d'admission pendant la course du piston liquide vers son point mort bas, et en refoule une partie au début de sa course vers le point mort haut. Un effet semblable peut être obtenu en retardant la fermeture de la soupape de refoulement après le passage du point mort haut, le cylindre ré-aspirant ainsi une partie de l'air comprimé refoulé. Les développements présentés ici sont menés dans l'hypothèse d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission. On note α_C ce retard défini comme $\alpha_C = \frac{V_{C1} - V_{C2'}}{V_C}$.

Les différents états du cycle sont donnés dans le tableau 1, avec $k = \frac{\gamma-1}{\gamma}$.

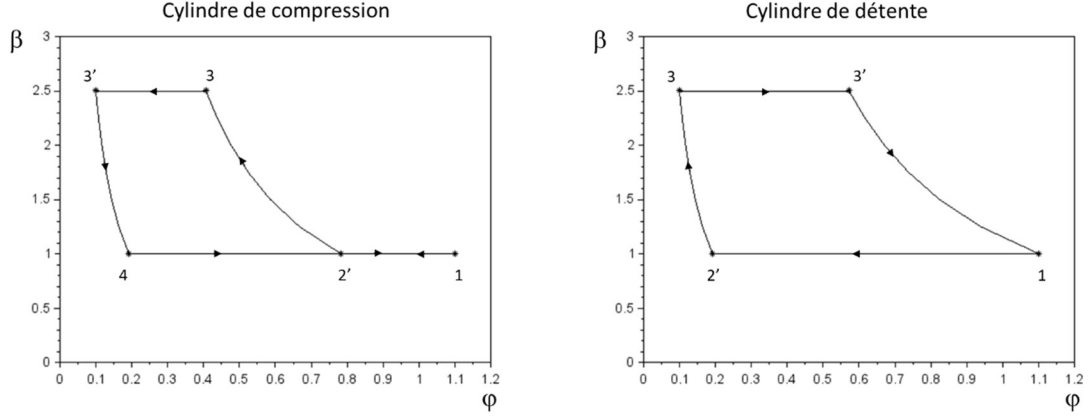


Figure 3 : Diagrammes indicateurs dans le cas d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de compression ($B=2,5$; $\Theta = 2$; $\mu_C = \mu_E = 0,1$)

	Cylindre de compression			Cylindre de détente		
	φ	β	ϑ	φ	β	ϑ
1	$1 + \mu_C$	1	1	$1 + \mu_E$	1	ΘB^{-k}
2'	$1 + \mu_C - \alpha_C$	1	1	$\mu_E B^{\frac{1}{\gamma}}$	1	ΘB^{-k}
3	$(1 + \mu_C - \alpha_C) B^{-\frac{1}{\gamma}}$	B	B^k	μ_E	B	Θ
3'	μ_C	B	B^k	$(1 + \mu_E) B^{-\frac{1}{\gamma}}$	B	Θ
4	$\mu_C B^{\frac{1}{\gamma}}$	1	1			

Tableau 1 : Etats de l'air aux différents points du cycle

L'égalité des débits massiques refoulé par le cylindre de compression et aspiré par le cylindre de détente donne la valeur du retard relatif à la fermeture de la soupape d'aspiration du compresseur :

$$\alpha_C = 1 - \mu_C \left(B^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) - \frac{B^k}{\Theta} \left(1 - \mu_E \left(B^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) \right) \quad (1)$$

Le débit adimensionnel vaut :

$$\delta_C = 1 - \alpha_C - \mu_C \left(B^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) = \delta_E = \frac{B^k}{\Theta} \left(1 - \mu_E \left(B^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) \right) = \delta \quad (2)$$

Le travail indiqué se calcule plus facilement à partir de la différence d'enthalpie que par intégration du diagramme indicateur, mais les deux approches donnent le même résultat [9, Annexe C] :

$$\Pi_C = \frac{\delta_C}{k} (B^k - 1) ; \Pi_E = \frac{\delta_E}{k} \Theta (1 - B^{-k}) ; \Pi_{net} = \frac{\delta}{k} \left(\frac{\Theta}{B^k} - 1 \right) (B^k - 1) \quad (3)$$

En notant ε_R l'efficacité du récupérateur R, définie comme $\varepsilon_R = \frac{\vartheta_{rh} - \vartheta_{C3}}{\vartheta_{E1} - \vartheta_{C3}}$, on calcule aisément la puissance thermique adimensionnelle fournie par le réchauffeur H :

$$\Pi_{th} = \frac{\delta}{k} \left[\Theta \left(1 - \frac{\varepsilon_R}{B^k} \right) - B^k (1 - \varepsilon_R) \right] \quad (4)$$

Le rendement thermique est le rapport entre la puissance indiquée nette adimensionnelle et la puissance thermique adimensionnelle. Son expression correspond à celle bien connue du rendement d'un cycle de Joule à récupération [9] :

$$\eta_{th} = \frac{\left(\frac{\Theta}{B^k} - 1\right)(B^k - 1)}{\Theta \left(1 - \frac{\varepsilon_R}{B^k}\right) - B^k(1 - \varepsilon_R)} \quad (5)$$

4. Retard à la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de détente

Dans cette configuration, le cylindre de compression est équipé de clapets automatiques classiques, tandis que la soupape d'admission du cylindre de détente est ouverte plus longtemps, pour absorber la totalité du débit produit par le cylindre de compression. Cela conduit à une détente incomplète du fluide de travail dans le cylindre de détente. Les diagrammes indicateurs des deux cylindres sont représentés en figure 4.

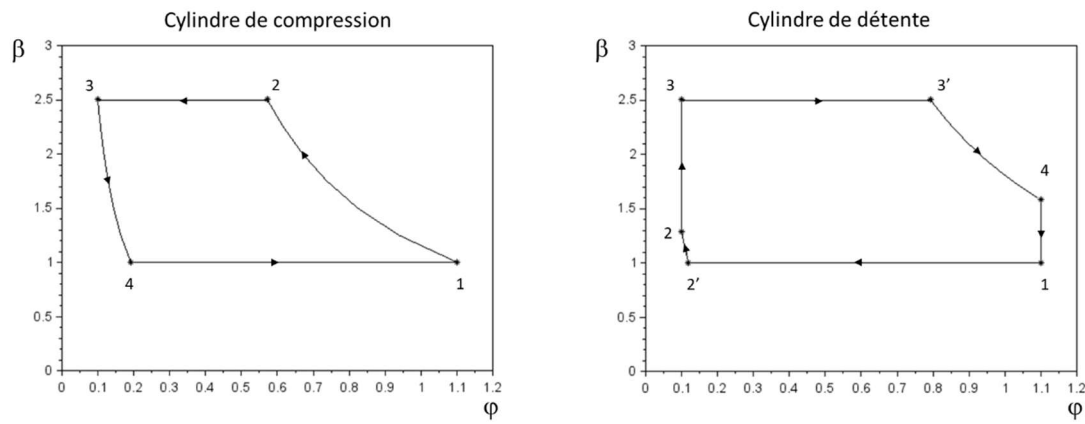


Figure 4 : Diagrammes indicateurs dans le cas d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de détente ($B = 2,5$; $\Theta = 2$; $\mu_C = \mu_E = 0,1$; $\alpha_e = 0,98$)

On définit les retards à la fermeture des deux soupapes du cylindre de détente comme suit : $\alpha_a = \frac{V_{E3'} - V_{E3}}{V_E}$ et $\alpha_e = \frac{V_{E1} - V_{E2'}}{V_E}$. En posant $w_a = \frac{\alpha_a + \mu_E}{1 + \mu_E}$ et $w_e = \frac{1 + \mu_E - \alpha_e}{\mu_E}$, on obtient les différents états du fluide dans les cylindres (tableau 2).

	Cylindre de compression			Cylindre de détente	
	φ	β	ϑ	φ	β
1	$1 + \mu_C$	1	1	$1 + \mu_E$	1
2'				$1 + \mu_E - \alpha_E$	1
2	$(1 + \mu_C) B^{\frac{-1}{\gamma}}$	B	B^k	μ_E	w_e^γ
3	μ_C	B	B^k	μ_E	B
3'				$(\alpha_a + \mu_E)$	B
4	$\mu_C B^{\frac{1}{\gamma}}$	1	1	$1 + \mu_E$	$w_a^\gamma B$

Tableau 2 : Etats de l'air aux différents points du cycle

Les valeurs du débit adimensionnel et du travail indiqué de compression s'obtiennent par les relations précédentes Eq.(2) et Eq.(3), en posant $\alpha_c = 0$.

Le calcul des températures dans le cylindre de détente est cette fois beaucoup plus délicat. Pour les deux transformations isentropiques 3' – 4 et 2' – 2, on a :

$$\vartheta_4 = \vartheta_{3'} w_a^{\gamma-1} \quad (6)$$

$$\vartheta_2 = \vartheta_{2'} w_e^{\gamma-1} \quad (7)$$

La température dans le cylindre de détente est constante pendant la phase de refoulement 1 – 2' :

$$\vartheta_{2'} = \vartheta_1 \quad (8)$$

Le bilan d'énergie pour la phase d'aspiration 3 – 3' s'écrit :

$$-p_{E3'} \frac{dV}{dt} = \frac{dU}{dt} - \dot{m} c_p T_h$$

Compte tenu des hypothèses retenues, cette équation peut se réécrire [9] :

$$V_{E3'} - V_{E3} = \left(\frac{V_{E3'}}{T_{E3'}} - \frac{V_{E3}}{T_{E3}} \right) T_h$$

Cette relation conduit à l'expression :

$$\alpha_a = \left(\frac{\alpha_a + \mu_e}{\vartheta_{3'}} - \frac{\mu_e}{\vartheta_3} \right) \Theta \quad (9)$$

La transformation 4 – 1 de détente brusque à l'ouverture de la soupape de refoulement est isentropique, ce qui conduit à la relation :

$$\vartheta_4 = \vartheta_1 w_a^{\gamma-1} B^k \quad (10)$$

L'équation de l'énergie appliquée à la transformation 2 – 3 s'écrit :

$$\frac{dU}{dt} = \dot{m} c_p T_h$$

Cette relation peut se réécrire comme suit :

$$m dT + T dm = \gamma T_h dm$$

Cette équation différentielle peut s'intégrer par séparation de variables, ce qui conduit à :

$$\frac{m_3}{m_2} = \frac{\gamma T_h - T_2}{\gamma T_h - T_3}$$

Avec $m = \frac{pV}{rT}$ et en reprenant les grandeurs adimensionnelles, cette relation s'écrit :

$$B - w_e^\gamma = \left(\frac{B}{\vartheta_3} - \frac{w_e^\gamma}{\vartheta_2} \right) \gamma \Theta \quad (11)$$

Les relations Eq.(6) à Eq.(11) forment un système de 6 équations à 6 inconnues, ϑ_i , i représentant les 6 états 1, 2', 2, 3, 3', 4 du cycle dans le cylindre de détente. La résolution de ce système donne les résultats suivants :

$$\vartheta_1 = \vartheta_{2'} = \frac{-w_e \mu_E + (\alpha_a + \mu_E) B^{\frac{1}{\gamma}}}{(B - w_e^\gamma) \mu_e + \gamma B \alpha_a} \quad (12)$$

$$\vartheta_2 = w_e^{\gamma-1} \vartheta_1 \quad (13)$$

$$\vartheta_3 = \mu_E \left[\frac{\alpha_a + \mu_E}{B^k \vartheta_1} - \frac{\alpha_a}{\Theta} \right]^{-1} \quad (14)$$

$$\vartheta_{3'} = B^k \vartheta_1 \quad (15)$$

$$\vartheta_4 = w_a^{\gamma-1} B^k \vartheta_1 \quad (16)$$

Le débit adimensionnel dans le cylindre de détente est obtenu par la relation :

$$\delta_E = \delta_{3'} - \delta_{E2} = \frac{\beta_{3'} \varphi_{3'}}{\vartheta_{3'}} - \frac{\beta_2 \varphi_2}{\vartheta_2} = \frac{(\alpha_a + \mu_e) B}{\vartheta_{3'}} - \frac{\mu_e w_e^\gamma}{\vartheta_2} \quad (17)$$

Le travail indiqué adimensionnel du cylindre de détente s'obtient par intégration du diagramme indicateur, ce qui, après calculs conduit à l'expression :

$$\begin{aligned} \Pi_E &= \oint_E \beta \, d\varphi = B \alpha_a - \alpha_e \\ &+ \frac{1}{\gamma-1} B (\alpha_a + \mu_e) \left[1 - \left(\frac{\alpha_a + \mu_e}{1 + \mu_e} \right)^{\gamma-1} \right] \\ &- \frac{1}{\gamma-1} B (1 + \mu_e - \alpha_e) \left[\left(\frac{1 + \mu_e - \alpha_e}{\mu_e} \right)^{\gamma-1} - 1 \right] \end{aligned} \quad (18)$$

L'égalité des débits massiques entre les deux cylindres s'écrit :

$$\delta_C = 1 - \mu_c \left(B^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) = \delta_E = \frac{(\alpha_a + \mu_e) B}{\vartheta_{3'}} - \frac{\mu_e w_e^\gamma}{\vartheta_2} = \delta \quad (19)$$

De cette expression, on peut tirer (numériquement) la relation entre les deux retards α_a et α_e .

Du bilan enthalpique sur le cylindre de détente, on peut tirer l'expression de la température moyenne d'échappement $\bar{\vartheta}_{41}$:

$$\bar{\vartheta}_{41} = \Theta - k \frac{\Pi_E}{\delta_E} \quad (20)$$

La puissance thermique adimensionnelle à fournir au réchauffeur vaut ainsi :

$$\Pi_{th} = \frac{\delta}{k} [\Theta - B^k - \varepsilon_R (\bar{\vartheta}_{41} - B^k)] \quad (21)$$

Le rendement thermique se déduit alors des relations de Π_E , Π_C et Π_{th} .

5. Résultats

La figure 5 présente le travail adimensionnel et le rendement indiqué en fonction du rapport de pression, pour une température adimensionnelle maximale du cycle de $\Theta = 2$.

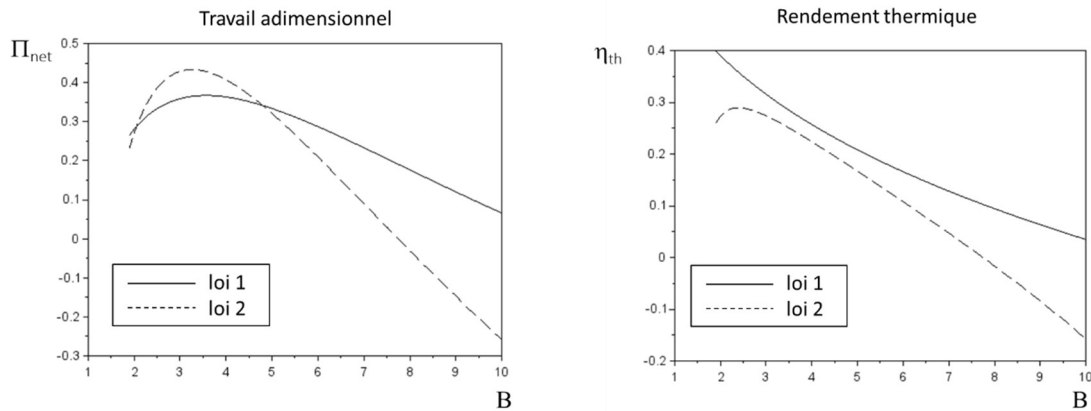


Figure 5 : Travail adimensionnel et rendement thermique selon les deux lois ($\Theta = 2$; $\mu_C = \mu_E = 0,1$; $\alpha_e = 0,98$)

On constate tout d'abord qu'il n'est pas possible d'obtenir des résultats pour la loi 2 si le rapport de compression est inférieur à 1,852. En effet, pour $B = 1,852$, $\alpha_a = 1$, c'est-à-dire que la soupape d'admission du cylindre de détente dans le cas de la loi 2 reste ouverte pendant toute la course, du point mort haut vers le point mort bas, conduisant à un diagramme indicateur du cylindre de détente quasiment rectangulaire. En dessous de ce rapport de compression, le cylindre de détente ne peut pas absorber la totalité du débit refoulé par le cylindre de compression.

La figure 5 montre que le travail adimensionnel produit par la loi 2 n'est supérieur à celui produit par la loi 1 que dans une faible gamme de rapport de pression, $2,05 \leq B \leq 4,80$. Le travail adimensionnel pour la loi 1 présente un maximum pour $B = 3,6$. Ce maximum est un résultat classique du cycle de Joule, qu'il soit à récupération ou non. Le rendement d'un système opéré selon la loi 2 est toujours strictement inférieur à celui d'un système opéré selon la loi 1, ce qui est justifié par la détente incomplète du fluide de travail dans le cylindre de détente. Le rendement thermique d'un système opéré selon la loi 1 est strictement décroissant avec le rapport de pression B . On retrouve la courbe bien connue du rendement d'un cycle de Joule à récupération, pour lequel le rendement tend vers le rendement de Carnot lorsque le rapport de pression tend vers l'unité et que l'échangeur récupérateur est parfait ($\varepsilon_R = 1$).

6. Conclusion

Deux lois de commande des soupapes d'un moteur Ericsson à iso-volumes de compression et de détente ont été étudiées. Pour les deux lois, les soupapes du cylindre de détente doivent être commandées. La première loi implique d'équiper également la culasse du cylindre de compression d'au moins une soupape commandée, alors que pour la seconde loi, le cylindre de compression peut être muni de clapets automatiques. Un cycle à récupération étant considéré, les rapports de pression pertinents sont faibles. La seconde loi n'est justifiée que dans une plage limitée du rapport de pression, si on privilégie la puissance obtenue pour une taille donnée, par rapport au rendement thermique.

Références

- [1] T. Finkelstein, A. J. Organ, *Air engines*, London: Professional Engineering Publishing Ltd (2001).
- [2] R. J. D. Van De Ven, P. Y. Li, Liquid piston gas compression, *Appl. Energy*, 86 (2009), 2183–2191, doi: 10.1016/j.apenergy.2008.12.001.
- [3] R. Mikalsen, A. P. Roskilly, A review of free-piston engine history and applications, *Appl. Therm. Eng.*, 27 (2007), 2339–2352, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2007.03.015.
- [4] S. Zare, AR Tavakolpour-Saleh, Free piston Stirling engines: A review, *Int. J. Energy Research*, 44 (2020), 5039–5070, doi: 10.1002/er.4533.
- [5] R. Chouder, P. Stouffs, A. Benabdesselam, Etude d'une nouvelle configuration de moteur Ericsson à piston liquide libre, *Actes du Congrès de la Société Française de Thermique*, 52 (2022).
- [6] R. Chouder, A. Benabdesselam, P. Stouffs, Modeling results of a new high performance free liquid piston engine, *Energy*, 263 (2023), 125960, doi:10.1016/j.energy.2022.125960.
- [7] M. Ndamé Ndangué, P Stouffs. Etude d'un moteur à air chaud à pistons liquides. *Actes du Colloque SFT*, 2017, Marseille, France.
- [8] M. Ndamé Ngangué, O. Sosso Mayi, P Stouffs. Study of three valves command laws of the expansion cylinder of a hot air engine. *Int. J. of Thermodynamics*, 2019, 22 (2), pp.84-96. doi: 10.5541/ijot.499621.
- [9] Abdou Touré, Etude théorique et expérimentale d'un moteur Ericsson à cycle de Joule pour conversion thermodynamique d'énergie solaire ou pour micro-cogénération, thèse de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2010.