

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

OPTIMISATION THERMODYNAMIQUE D'UN
PROCÉDÉ SOLAIRE UTILISANT UN SYSTÈME DE
RÉFRIGÉRATION À ÉJECTO-COMPRESSION
POUR LA PRODUCTION DU FROID

Thèse de doctorat (Ph.D.)
Spécialité : Génie mécanique

Mohammed KHENNICH

Jury: Mikhail SORIN (directeur)
Bernard MARCOS (rapporteur)
Nicolas GALANIS
Roberto SUNYÉ

*“Dans tous les engagements, **LA CONFIANCE** est le plus grand fond de roulement sans lequel aucun travail utile ne peut avoir lieu. Elle crée dans tous les domaines les conditions d’événements harmonieux“*

*“**VERTRAUEN** ist für alle Unternehmungen das große Betriebskapital, ohne welches kein nützliches Werk auskommen kann. Es schafft auf allen Gebieten die Bedingungen gedeihlichen Geschehens“.*

Albert Schweitzer, médecin allemand, musicien, philosophe et théologue (1875-1965)

RÉSUMÉ

L'objectif essentiel de cette thèse est de développer un système industriel de réfrigération ou de climatisation qui permet la conversion du potentiel de l'énergie solaire en production du froid. Ce système de réfrigération est basé sur la technologie de l'éjecto-compression qui propose la compression thermique comme alternative économique à la compression mécanique coûteuse. Le sous-système de réfrigération utilise un appareil statique fiable appelé éjecteur actionné seulement par la chaleur utile qui provient de l'énergie solaire. Il est combiné à une boucle solaire composée entre autres de capteurs solaires cylindro-paraboliques à concentration. Cette combinaison a pour objectif d'atteindre des efficacités énergétiques et exergétiques globales importantes. Le stockage thermique n'est pas considéré dans ce travail de thèse mais sera intégré au système dans des perspectives futures.

En première étape, un nouveau modèle numérique et thermodynamique d'un éjecteur monophasique a été développé. Ce modèle de design applique les conditions d'entrée des fluides (pression, température et vitesse) et leur débit. Il suppose que le mélange se fait à pression constante et que l'écoulement est subsonique à l'entrée du diffuseur. Il utilise un fluide réel (R141b) et la pression de sortie est imposée. D'autre part, il intègre deux innovations importantes : il utilise l'efficacité polytropique constante (plutôt que des efficacités isentropiques constantes utilisées souvent dans la littérature) et n'impose pas une valeur fixe de l'efficacité du mélange, mais la détermine à partir des conditions d'écoulement calculées. L'efficacité polytropique constante est utilisée afin de quantifier les irréversibilités au cours des procédés d'accélération et de décélération comme dans les turbomachines. La validation du modèle numérique de design a été effectuée à l'aide d'une étude expérimentale présente dans la littérature.

La seconde étape a pour but de proposer un modèle numérique basé sur des données expérimentales de la littérature et compatible à TRNSYS et un autre modèle numérique EES destinés respectivement au capteur solaire cylindro-parabolique et au sous-système de réfrigération à éjecteur.

En définitive et après avoir développé les modèles numériques et thermodynamiques, une autre étude a proposé un modèle pour le système de réfrigération solaire à éjecteur intégrant ceux de ses composantes. Plusieurs études paramétriques ont été entreprises afin d'évaluer les effets de certains paramètres (surchauffe du réfrigérant, débit calorifique du caloporteur et rayonnement solaire) sur sa performance. La méthodologie proposée est basée sur les lois de la thermodynamique classique et sur les relations de la thermodynamique aux dimensions finies. De nouvelles analyses exergétiques basées sur le concept de l'exergie de transit ont permis l'évaluation de deux indicateurs thermodynamiquement importants : l'exergie produite et l'exergie consommée dont le rapport exprime l'efficacité exergétique intrinsèque. Les résultats obtenus à partir des études appliquées à l'éjecteur et au système global montrent que le calcul traditionnel de l'efficacité exergétique selon Grassmann n'est désormais pas un critère pertinent pour l'évaluation de la performance thermodynamique des éjecteurs pour les systèmes de réfrigération.

Mots Clés : éjecteur, système de réfrigération, efficacité polytropique, énergie solaire, capteur solaire, cylindro-parabolique, R141b, exergie de transit, efficacité exergetique intrinsèque.

REMERCIEMENTS

L'aboutissement de cette thèse a été rendu possible grâce à la contribution de plusieurs personnes à qui je voudrais témoigner ma profonde gratitude. Le projet de recherche en doctorat a été entièrement une occasion enrichissante de rencontres et d'échanges avec de nombreux intervenants tant académiques qu'industriels. Ces personnes, à qui je dois beaucoup, ont apporté une majeure contribution et une orientation dans le bon sens à mes recherches.

Je remercie particulièrement mon épouse et mes enfants, Rayane et Sara, qui m'ont tant encouragé et soutenu et qui ont su être patients tout au long de l'acheminement de cette thèse. Je remercie aussi ma sœur Nadia pour sa confiance et ses encouragements.

Je voudrais adresser toute ma gratitude à mon directeur de recherche, le Professeur Mikhail SORIN, pour sa disponibilité, sa patience et surtout sa confiance en mes capacités. Je le remercie sincèrement pour avoir dirigé mes travaux avec intérêt et passion et de manière productive et d'avoir aussi partagé ses connaissances scientifiques pour la réalisation de cette thèse. Grâce à ses qualités tant scientifiques qu'humaines, j'ai pu mener mes recherches à terme dans des conditions très enrichissantes et satisfaisantes.

Je tiens à remercier sincèrement le Professeur Nicolas GALANIS pour sa disponibilité et son attitude très positive et humaine dans l'accomplissement de ce projet de recherche. C'est une personne que je respecte énormément et à qui je dois beaucoup. Ses remarques ciblées, ses conseils techniques et scientifiques et ses idées claires et enrichissantes ont permis d'apporter une contribution positive et une amélioration majeure à la qualité de cette thèse.

Mes remerciements s'adressent aussi aux autres membres du jury : Le Professeur Bernard MARCOS et le Dr. Roberto SUNYÉ pour avoir accepté de juger cette thèse et de m'avoir fait l'honneur d'assister à la soutenance.

Le présent projet a été réalisé dans le cadre du programme subventionné de recherche et développement coopératif (CRD) à l'Université de Sherbrooke. À cet égard, je reconnais le soutien du Conseil de Recherches du Canada en Sciences Naturelles et en Génie (CRSNG), Hydro-Québec, Rio Tinto Alcan et CanmetÉNERGIE-Ressources Naturelles Canada. Je remercie aussi le Fonds de Recherche du Québec-Nature et Technologies (FRQNT) et l'entreprise Rackam du financement octroyé à ce projet de recherche dans le cadre du programme de bourses de recherche en milieu de pratique BMP Innovation.

Je désire aussi remercier fortement le Professeurs Marcel Lacroix du département de génie mécanique et le Professeur Martin Désilets du département de génie chimique et biotechnologique qui m'ont fourni les outils en génie nécessaires à la réussite de mes études supérieures universitaires.

Mes remerciements vont également à Madame Hélène Bernier pour son côté humain et chaleureux et sa disponibilité.

Finalemant, je tiens à exprimer mes vifs remerciements et reconnaissances envers mes amis et collègues à la faculté de génie qui m'ont apporté leur support intellectuel et moral le long de l'acheminement de cette thèse, surtout mes collègues Oumar Samaké, Christopher Reddick et Mohamed Hafid.

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE 1 INTRODUCTION GÉNÉRALE ET REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	1
1.1. Contexte global du projet de recherche	1
1.2. Revue bibliographique.....	2
1.2.1. Systèmes de réfrigération à éjecteur.....	2
1.2.2. Revue des applications sur les systèmes de réfrigération solaire à éjecteur	12
1.2.3. Revue des publications sur les éjecteurs	17
CHAPITRE 2 EFFECTS OF DESIGN CONDITIONS AND IRREVERSIBILITIES ON THE DIMENSIONS OF EJECTORS IN REFRIGERATION SYSTEMS.....	21
Résumé.....	22
Abstract	23
Nomenclature	24
2.1. Introduction	26
2.2. Assumptions, modelling and calculation procedure.....	30
2.2.1. Calculation of conditions and dimensions from the inlets to cross- section 7	34
2.2.2. Calculation of conditions at the inlet of the constant-area duct	35
2.2.3. Calculation of conditions at the diffuser inlet	36
2.3. Choice of the working fluid.....	38
2.4. Comparison with other models and validation	39
2.5. Base case results and discussion.....	43
2.6. Parametric studies.....	45
2.6.1. Effects of the primary flow inlet pressure.....	45
2.6.2. Effects of the secondary flow inlet pressure	47
2.6.3. Effects of the back pressure	49

2.6.4.	Relation between exergy losses and mixing efficiency	52
2.6.5.	Effects of the polytropic efficiency	53
2.7.	Conclusions	55
CHAPITRE 3 MODÉLISATION ET CONCEPTION PRÉLIMINAIRE D'UN SYSTÈME DE RÉFRIGÉRATION SOLAIRE À ÉJECTEUR.....		57
	Résumé	58
	Nomenclature	59
3.1.	Introduction	61
3.2.	Description du système.....	62
3.3.	Modélisation du capteur solaire cylindro-parabolique	63
3.4.	Fonctionnement du sous-système de réfrigération	65
3.5.	Modélisation du système de réfrigération	67
3.6.	Analyse exergétique de l'éjecteur.....	68
3.7.	Résultats et discussion	70
3.8.	Conclusion	72
CHAPITRE 4 EXERGY FLOWS INSIDE A ONE PHASE EJECTOR FOR REFRIGERATION SYSTEMS.....		73
	Résumé	74
	Abstract	75
	Abbreviations	76
4.1.	Introduction	78
4.2.	Transiting exergy in a process with pressure, temperature and velocity variations	79
4.3.	The exergy consumption and production in different parts of a one phase ejector	82
4.4.	Analysis of numerical results	88
4.5.	Conclusions	91

CHAPITRE 5 EQUIVALENT TEMPERATURE-ENTHALPY DIAGRAM FOR THE STUDY OF EJECTOR REFRIGERATION SYSTEMS.....92

Résumé.....93

Abstract94

Nomenclature95

5.1. Introduction97

5.2. Equivalent temperature.....98

5.3. Organic Rankine cycle.....99

5.4. Mechanical refrigeration cycle.....103

5.5. Ejector refrigeration system.....106

5.6. Conclusions114

CHAPITRE 6 EFFECTS OF CONDENSER PRESSURE ON THE SIZE AND OPERATION CONDITIONS OF EJECTOR REFRIGERATION SYSTEMS.....115

Résumé.....116

Abstract117

6.1. Introduction118

6.2. System description.....119

6.3. The new ejector model and the refrigeration subsystem120

6.4. Modelling of ejector cooling system122

6.5. Results and discussions123

6.6. Conclusion.....128

CHAPITRE 7 INTÉGRATION EN RÉGIME PERMANENT D'UN SYSTÈME DE RÉFRIGÉRATION À ÉJECTEUR ACTIONÉ PAR L'ÉNERGIE SOLAIRE.....129

7.1. Introduction129

7.2. Description et modélisation du système de réfrigération solaire à éjecteur131

7.2.1. Présentation du système de réfrigération solaire à éjecteur131

7.2.2.	Modélisation des collecteurs solaires utilisés dans la présente étude	133
7.2.3.	Modélisation du système de réfrigération	137
7.3.	Performances du système de réfrigération solaire à éjecteur	140
7.4.	Analyse thermodynamique en dimensions finis des échangeurs de chaleur	144
7.5.	Résultats et discussion	145
7.5.1.	Effet de la surchauffe sur le débit du fluide primaire et les dimensions de l'éjecteur	146
7.5.2.	Effet du débit calorifique du caloporteur sur les dimensions de l'éjecteur et l'efficacité globale du système de réfrigération solaire	148
7.5.3.	Effet du rayonnement incident sur la surface du collecteur	150
7.5.4.	Effet du rayonnement incident et de la surface du collecteur sur l'efficacité exergetique globale	153
7.6.	Conclusion	156
	Nomenclature	159
CHAPITRE 8 CONCLUSION GÉNÉRALE		161
LISTE DES RÉFÉRENCES		167

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Représentation du système de réfrigération à éjecteur	3
Figure 1.2 Variation de pression et de vitesse de l'écoulement en fonction de la position le long de l'éjecteur (<i>El-Dessouky et al., 2002</i>).....	4
Figure 1.3 Modes de fonctionnement de l'éjecteur (<i>Huang et al., 1999b</i>)	6
Figure 1.4 Représentation schématique du système de réfrigération solaire à éjecteur (<i>Varga et al. 2009</i>)	13
Figure 1.5 Vue schématique d'un système de refroidissement solaire à éjecteur (<i>Alexis et Karayiannis, 2005</i>).....	14
Figure 1.6 Système de réfrigération à éjecteur entraîné par l'énergie solaire (<i>Pridasawas et Lundqvist, 2007</i>).....	15
Figure 1.7 Schéma du système de réfrigération solaire à éjecteur (<i>Guo et Shen, 2009</i>).....	16
Figure 1.8 La pompe à jet proposée dans le système thermique à stockage de glace (<i>Eames et al., 2013</i>).....	17
Figure 1.9 Modèle d'éjecteur à section constante (<i>Yapici et Ersoy, 2005</i>)	19
Figure 1.10 Modèle d'un éjecteur : (a) à pression constante, (b) à section constante (<i>Boumaraf et Lallemand, 2007</i>).....	20
Figure 2.1 Ejector geometry, parts and main cross-sections	27
Figure 2.2 Typical performance curves for an ejector of fixed geometry (constant secondary fluid inlet conditions).....	28
Figure 2.3 Definition of polytropic and isentropic efficiencies for the acceleration of the secondary fluid	33
Figure 2.4 Procedure for the calculation of ejector dimensions and operating conditions	41
Figure 2.5 Comparison of experimental and numerical area of the constant-diameter duct.....	42

Figure 2.6 Variation of P_d and P_8 with P_4	47
Figure 2.7 Axial evolution of velocity (a), pressure (b) and temperature (c) for the design conditions	51
Figure 2.8 Total exergy destruction versus mixing efficiency.....	53
Figure 3.1 Schéma du système étudié	62
Figure 3.2 Évaluation des constantes b_0 et b_1 du modificateur d'angle incident approximatif.....	64
Figure 3.3 Schéma de l'éjecteur	65
Figure 3.4 Ts-diagramme du cycle de réfrigération	66
Figure 3.5 Diagramme de l'exergie de transit et l'algorithme modifié.....	70
Figure 4.1 Grassmann diagram with transiting exergy	79
Figure 4.2 Throttling process on a specific exergy-enthalpy diagram	81
Figure 4.3 An ejector model with constant mixing pressure.....	83
Figure 4.4 Temperature (a), Pressure (b) and Velocity (c) profiles along the ejector.....	84
Figure 4.5 Diagram of Grassmann illustrating transiting exergy in the mixing zone	87
Figure 5.1 Temperature-entropy diagram of the ORC	100
Figure 5.2 Carnot factor based on the Eq. Temp., Enthalpy variations, Exergy losses and Exergy efficiencies of ORC components.....	100
Figure 5.3 Carnot factor based on Eq. Temp. vs enthalpy variation for the ORC. (Not to scale)	101
Figure 5.4 Temperature-entropy diagram of the Vapor compression cycle.....	104

Figure 5.5 Carnot factor based on Eq. Temp., Enthalpy variations, Exergy losses and Exergy efficiencies of the Vapor compression cycle.....104

Figure 5.6 Carnot factor based on Eq. Temp. vs. enthalpy variation for the Vapor compression cycle. (Not to scale).....105

Figure 5.7 The ejector refrigeration cycle driven by solar energy107

Figure 5.8 Four sections of a one phase ejector.107

Figure 5.9 Temperature-Entropy diagram of the ejector refrigeration cycle108

Figure 5.10 Splitting of the ejector refrigeration cycle into two sub-cycles: Upper Cycle (UC) and Lower Cycle (LC).....109

Figure 5.11 Carnot factor based on Eq. Temp., Enthalpy variations, Exergy losses and Exergy efficiencies of Upper (UC) and Lower (LC) sub-cycles111

Figure 5.12 Carnot factor based on Eq. Temp. vs enthalpy variation for the Upper (UC) and Lower (LC) sub-cycles. (Not to scale)112

Figure 5.13 The areas representing exergy produced and the exergy expended in the ejector. (Not to scale)113

Figure 6.1 Solar-driven ejector refrigeration system.....119

Figure 6.2 Ejector parts and main cross-sections120

Figure 6.3 Temperature entropy diagram of the ejector refrigeration system.....121

Figure 6.4 Profiles of pressure (a), speed (b) and temperature (c) for the design point: $P_{Co} = 88.89$ kPa satisfying all the constraints128

Figure 7.1 Schéma du système de réfrigération solaire à éjecteur en régime stationnaire.....132

Figure 7.2 Ts-diagramme du cycle de réfrigération solaire à éjecteur132

Figure 7.3 Représentation de l'efficacité des trois types de collecteurs (I, II et III) en fonction de $(\Delta T = T_{Col,in} - T_a)$ 135

Figure 7.4 Types de collecteurs solaires : cylindro-parabolique et à plaque plane.....137

Figure 7.5 Évolution de la température dans le générateur subdivisé en trois parties (chauffage, évaporation et surchauffe).....144

Figure 7.6 Variation de la surface totale des collecteurs A_{Col} en fonction du rayonnement solaire I150

Figure 7.7 Variation de l'efficacité globale η_{Over} du système en fonction du rayonnement incident I153

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 Comparison of measured and calculated throat areas	42
Tableau 2.2 Dimensions and efficiencies of the ejector for the base case	43
Tableau 2.3 Calculated flow properties at different ejector cross-sections for the base case	44
Tableau 2.4 Effects of the primary inlet pressure (P_4) on ejector dimensions and efficiencies....	46
Tableau 2.5 Effects of the secondary inlet pressure (P_6) on ejector dimensions and efficiencies	48
Tableau 2.6 Effects of the back pressure (P_1) on ejector dimensions and efficiencies	49
Tableau 2.7 Effect of polytropic efficiencies (η_{pol}) on ejector dimensions and efficiencies	54
Tableau 3.1 Rendements exergetiques et pertes d'exergie dans l'éjecteur	71
Tableau 4.1 Calculated parameters at different ejector's sections with R141b as working fluid.	83
Tableau 4.2 Exergy metrics in different ejector sections	89
Tableau 6.1 Global efficiency of diffuser and friction efficiency for different condenser pressures	124
Tableau 6.2 Effect of the condenser pressure on the diameters and the total length of the ejector.....	125
Tableau 6.3 Variation of economic performance indicator and total thermal conductance with condenser pressure	126
Tableau 7.1 Variables fixes et paramètres pour le système de réfrigération solaire à éjecteur ..	138
Tableau 7.2 L'effet de la surchauffe du fluide primaire sur les dimensions et l'efficacité du mélange de l'éjecteur	147
Tableau 7.3 L'effet du débit calorifique sur les dimensions de l'éjecteur et l'efficacité globale du système de réfrigération solaire.....	149
Tableau 7.4 Caractéristiques du sous système de réfrigération avec deux types de collecteurs (I, II) et différentes valeurs du rayonnement solaire.....	152

Tableau 7.5 Dépendance de l'efficacité exergétique globale ($\eta_{ex, sy}$) de la surface du collecteur solaire A_{Col} et du rayonnement incident I **154**

Tableau 7.6 Efficacités exergétiques et exergies détruites dans le système global selon le type de collecteur dans la boucle solaire (L1)**155**

Tableau 7.7 Comparaison d'efficacité exergétiques globales dans un système de réfrigération solaire à éjecteur.....**156**

CHAPITRE 1 INTRODUCTION GÉNÉRALE ET REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1. Contexte global du projet de recherche

La demande et la consommation énergétiques mondiales sont en progression permanente et ne cessent d'augmenter. Elles constituent une contrainte importante qui pèse sur la préservation de l'environnement et par la suite sur la pérennité de la planète et de l'espèce humaine. Elles sont en liaison étroite avec l'augmentation globale de la population et le développement industriel en pleine croissance. En effet, le secteur industriel est l'un des importants consommateurs d'énergie. Dans ce contexte, la demande industrielle d'énergie repose majoritairement sur la combustion d'énergies fossiles pour la génération de chaleur, d'électricité et du froid. Les conséquences de cette pratique sont néfastes sur l'environnement et la planète et causent un réchauffement global et une détérioration de la couche d'ozone.

Dans le but de préserver l'environnement, la prise de conscience dans le monde a pu entraîner un énorme intérêt pour la recherche des sources d'énergie naturelles et non polluantes. L'utilisation de l'énergie solaire peut se présenter comme alternative pour limiter le recours aux énergies fossiles. Dans les pays très ensoleillés, la conversion thermique du rayonnement solaire, par des systèmes de concentration comme les capteurs cylindro-paraboliques, permet en même temps la génération directe de l'électricité et la production du froid. Par exemple, les systèmes de réfrigération basés sur la technologie de l'éjecto-compression constituent une des solutions qui utilise directement l'énergie solaire sans recours à celle des fossiles pour produire du froid en utilisant la compression thermique dans un éjecteur.

Le projet de recherche actuel vise l'intégration d'un capteur cylindro-parabolique à concentration utilisant de l'énergie solaire comme source d'énergie et d'une machine de réfrigération à éjecteur. Cette dernière utilise un fluid réel (R141b) pour faire fonctionner l'éjecteur et produire du froid. L'étude proposée permettra de déterminer selon les conditions de design toutes les dimensions de cet éjecteur en utilisant des efficacités polytropiques constantes et des efficacités de mélange calculées selon les conditions opératoires considérées.

À la fin, la thèse proposera d'étudier un système intégré en régime permanent. Les études paramétriques qui seront entreprises permettront de rassembler des résultats utiles pour une étude ultérieure du système de réfrigération solaire à éjecteur en mode dynamique. L'éjecteur utilisé dans ce système sera considéré en mode hors-design.

1.2. Revue bibliographique

1.2.1. Systèmes de réfrigération à éjecteur

Les systèmes de réfrigération à éjecteur (SRÉ) sont plus attrayants par rapport aux systèmes de réfrigération à compression de vapeur classiques, avec l'avantage de leur simplicité dans la construction, l'installation et la maintenance. Par ailleurs, dans un (SRÉ), la compression peut être atteinte directement sans consommation d'énergie mécanique. En outre, l'utilisation de l'énergie thermique à basse température (comme l'énergie solaire et la chaleur des rejets industriels) dans le système de réfrigération peut contribuer à atténuer les problèmes liés à l'environnement, notamment par la réduction des émissions de CO₂ provenant de la combustion de combustibles fossiles et ainsi contribuer à la diminution du réchauffement global de la planète et la détérioration de la couche d'ozone. Toutefois, en raison de leur coefficient de performance faible (COP) [Riffat *et al.*, 1995], [Chunnanond et Aphornratana, 2004a] et [Abdulateef *et al.*, 2009], (SRÉ) sont encore moins dominants dans le marché par rapport aux systèmes de réfrigération à compression ou à absorption conventionnels.

Il existe plusieurs paramètres utilisés pour décrire les performances d'un système de réfrigération à éjecteur. Parmi ces paramètres, on cite le coefficient de performance COP, défini comme le rapport entre la capacité de réfrigération de l'évaporateur et l'apport d'énergie au niveau du générateur de vapeur et de la pompe. Il est donné par la relation : $COP = Q_{Ev}/(Q_{Ge}+W_{Pu})$. Comme l'apport d'énergie à la pompe est généralement négligeable (typiquement moins de 1% de l'apport de chaleur du générateur), il n'est souvent pas pris en compte, et le COP est alors calculé comme le ratio de la puissance de réfrigération Q_{Ev} et la puissance du générateur Q_{Ge} : $COP = Q_{Ev}/(Q_{Ge}) = (\dot{m}_s/\dot{m}_p).(\Delta h_{fl,Ev}/\Delta h_{fl,Ge})$ où $\Delta h_{fl,Ev}$ et $\Delta h_{fl,Ge}$ sont respectivement les variations de l'enthalpie du fluide frigorigène aux bornes de l'évaporateur et du générateur (Figure 1.1).

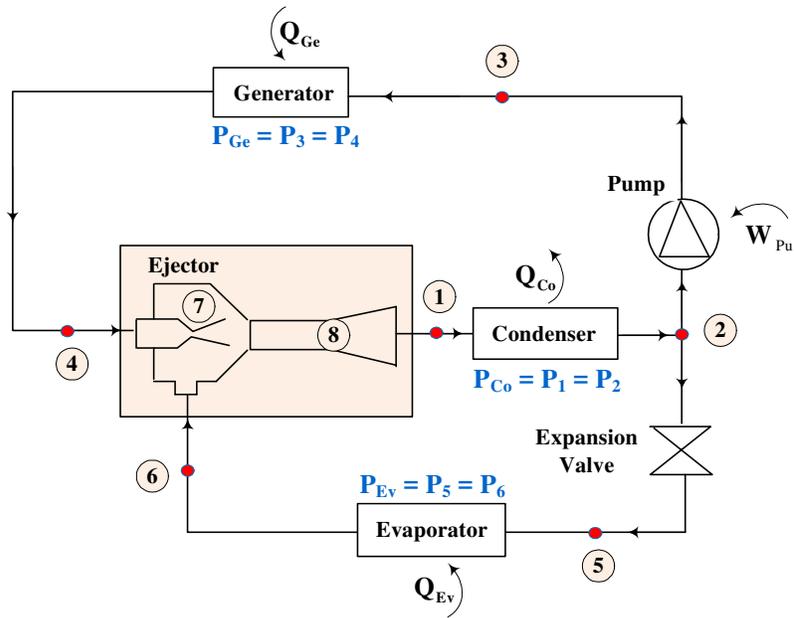


Figure 1.1 Représentation du système de réfrigération à éjecteur

Pour les applications de réfrigération, les paramètres les plus importants sont définis en termes de rapports d'entraînement, d'expansion et de compression. Le facteur d'entraînement ($\omega = \dot{m}_s/\dot{m}_p$) est le rapport du débit du fluide secondaire et celui du fluide primaire. Le rapport d'expansion est défini comme le rapport entre la pression primaire à la pression secondaire ($RE = P_{Ge}/P_{Ev}$). Le rapport de compression donne le rapport de la pression à la sortie du diffuseur et la pression secondaire ($RC = P_{Co}/P_{Ev}$). Le rapport d'entraînement est lié à l'efficacité énergétique (COP) d'un cycle de réfrigération et le rapport de pression limite la température à laquelle la chaleur peut être rejetée. Pour une pression primaire et secondaire données, le rapport d'entraînement le plus élevé sera atteint lorsque le rapport de compression est réduit au minimum.

[Dahmani *et al.*, 2011] ont étudié une méthode de conception pour des simples systèmes de réfrigération à éjecteur, avec capacité de réfrigération fixe et fonctionnant avec des températures fixes des fluides extérieurs qui entrent dans le générateur, le condenseur et l'évaporateur. Pour une combinaison particulière de ces quatre paramètres les résultats établissent l'existence de valeurs optimales de la pression du réfrigérant dans le générateur (P_{Ge}) spécifique à chaque réfrigérant et de la différence de température dans les échangeurs de chaleur (DT) qui minimisent la conductance thermique totale du système. Pour $DT = 5 \text{ }^\circ\text{C}$ et

R134a, $P_{Ge} = 2900$ kPa. Ainsi que pour R134a, $DT = 7$ °C. Ces valeurs optimales de P_{Ge} et DT sont particulièrement intéressantes car elles donnent des valeurs élevées du coefficient de performance (COP) et l'efficacité exergetique du système. Elles ont été déterminées aussi pour les trois autres fluides frigorigènes (R152a, R290 et R600a). DT étant la différence de température entre les fluides externes et le réfrigérant.

Une fonction objective, qui dans une première approximation est proportionnelle au produit des coûts d'investissement et d'exploitation, a été définie et utilisée pour comparer les performances du système avec ces fluides frigorigènes. Il a été démontré que, pour un système conçu pour fonctionner à la pression de générateur optimale, la fonction objective non dimensionnelle qui combine la conductance thermique totale et le COP est minimale lorsque $DT = 3$ °C.

La variation de la pression et de la vitesse des fluides en fonction de la position le long de l'éjecteur supersonique est donnée par la Figure 1.2 suivante [El-Dessouky *et al.*, 2002].

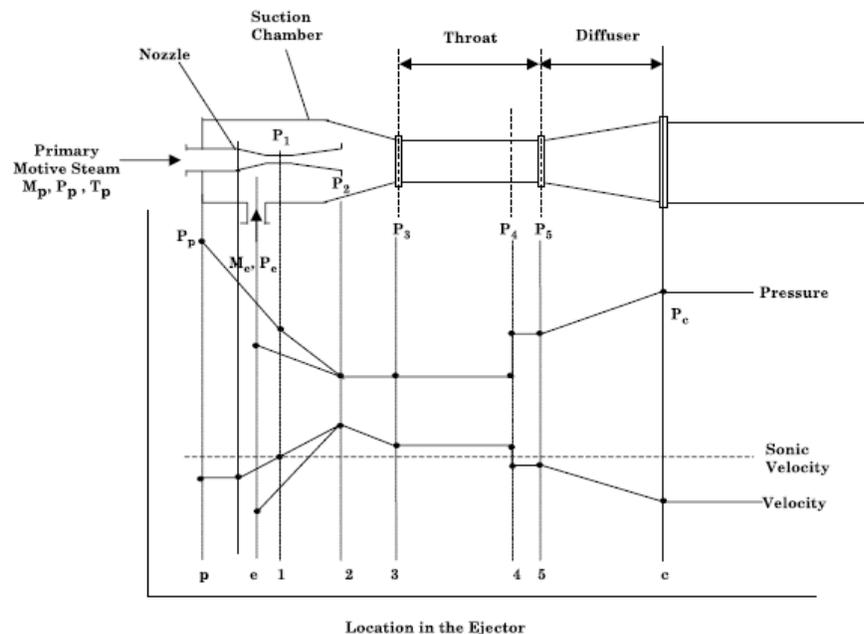


Figure 1.2 Variation de pression et de vitesse de l'écoulement en fonction de la position le long de l'éjecteur (El-Dessouky *et al.*, 2002)

Cette dernière montre une vue schématique d'un éjecteur supersonique typique. Normalement, un éjecteur de vapeur se compose de quatre parties principales : la tuyère primaire, la chambre

de mélange, le col de l'éjecteur et le diffuseur subsonique. Le fluide primaire (FP) à haute pression se dilate et accélère à travers la tuyère primaire, il se déploie à une vitesse supersonique pour créer une région à très basse pression au niveau du plan de sortie de la tuyère et, par conséquent dans la chambre de mélange. Le courant primaire à grande vitesse aspire et entraîne le fluide secondaire (FS) dans la chambre de mélange. Les écoulements combinés sont supposés être complètement mélangés à la fin de la chambre de mélange et la vitesse d'écoulement devient supersonique. Une onde de choc normale est ensuite produite à l'intérieur de la section de surface constante, en créant un effet de compression, et la vitesse d'écoulement est ensuite réduite à la valeur subsonique. Autre compression du fluide est réalisée en tant que flux d'écoulement combiné à travers la section de diffuseur subsonique.

Les conditions de fonctionnement à différents points (générateur, condenseur et évaporateur) sont des paramètres importants qui affectent les performances de l'éjecteur. Les études expérimentales effectuées sur les systèmes de réfrigération à éjecteur [Pianthong *et al.*, 2007] ont montré qu'à chaque ajustement du générateur et de l'état de fonctionnement de l'évaporateur, le fonctionnement de l'éjecteur illustré à la Figure 1.2 se produit selon un des trois régimes suivants: écoulements primaire et secondaire étranglés (la pression du condenseur est inférieure à la valeur critique P_C^*), écoulement primaire étranglé et écoulement secondaire subsonique (la pression du condenseur est supérieure à P_C^* mais n'atteint pas encore une pression limite P_{Co}), écoulement inverse où une partie du débit primaire sort par l'entrée secondaire (la pression du condenseur est supérieure à la pression limite P_{Co}).

Lorsque l'éjecteur est opéré sous la pression critique du condenseur P_C^* , le COP et la capacité de réfrigération Q_{Ev} restent constants. Une augmentation de la pression du condenseur au-dessus de la pression critique du condenseur déplace l'onde de choc thermodynamique dans la chambre de mélange et empêche l'écoulement secondaire d'atteindre une vitesse sonique.

[Scott *et al.*, 2008] ont conclu que le cycle de réfrigération à éjecteur est mieux caractérisé par le rapport d'entraînement et par la pression du condenseur critique P_C^* . Le rapport d'entraînement (ω) est défini comme le rapport du débit du fluide secondaire et celui

du fluide primaire. Dans un dispositif unique d'éjecteur supersonique, le rapport d'entraînement est constant sur une large plage de pressions de condenseur.

[Munday et Bagster, 1977] ont suggéré que l'étranglement de l'écoulement secondaire explique l'indépendance du rapport d'entraînement de la pression de condenseur, lorsque la pression du condenseur est suffisamment élevée pour que le flux secondaire ne soit plus étranglé, le rapport d'entraînement diminue rapidement avec d'autres élévations de la pression du condenseur. La pression de condensation au cours de laquelle le rapport d'entraînement commence à dépendre de la pression du condenseur est connue sous la pression critique P_C^* . Une courbe de performance typique de l'éjecteur [Huang et al., 1999b]., montrant le rapport d'entraînement ω qui varie en fonction de la pression du condenseur P_C , est présentée dans la Figure 1.3.

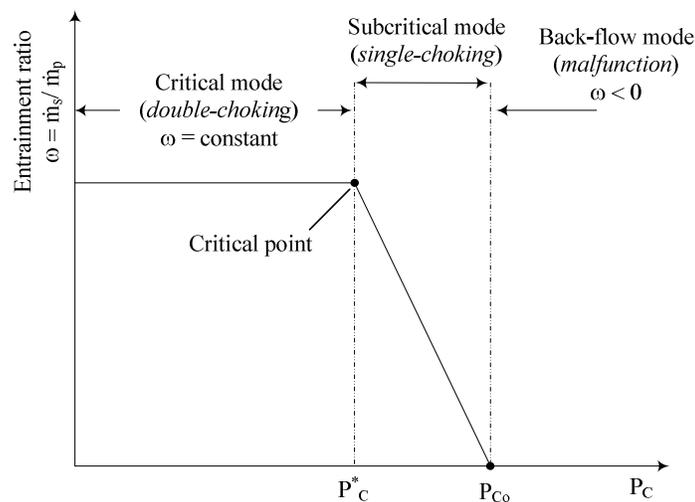


Figure 1.3 Modes de fonctionnement de l'éjecteur (Huang et al., 1999b)

Afin d'analyser le changement de pression le long du profil d'éjecteur, [Chunnanond et Aphornratana, 2004b] ont mené une étude expérimentale d'un système de réfrigération à éjecteur à vapeur. Ils ont conclu qu'il y avait deux paramètres qui ont dominé la performance du réfrigérateur à éjecteur, la quantité de fluide secondaire traversant la chambre de mélange et la quantité de mouvement du flux mixte. Une diminution de la pression du générateur de vapeur a provoqué une diminution de l'écoulement primaire, ce qui entraîne une augmentation du flux secondaire. Cela a entraîné la hausse de la capacité de réfrigération ainsi que le COP.

Cependant, cela a causé une baisse de la quantité de mouvement de l'écoulement mixte. Ainsi, la pression critique du condenseur P_C^* a été réduite. D'autre part, une augmentation de la pression de l'évaporateur, qui était en amont de la pression de l'éjecteur, provoque l'augmentation de la pression critique du condenseur. Cela a également augmenté le débit massique à travers la chambre de mélange et a permis d'augmenter en conséquence la capacité de refroidissement et le COP. Cependant, cela permet de ne pas atteindre la température de refroidissement souhaitée.

[Selvaraju et Mani, 2006] ont mené une étude expérimentale sur un système de réfrigération à éjecteur fonctionnant avec le R134a afin de produire une capacité frigorifique de 0,5 kW. Les résultats ont montré qu'avec une augmentation de la température du générateur, le facteur d'entraînement, du COP et de la capacité de refroidissement d'abord augmentent, puis diminuent. Par conséquent, pour des températures du condenseur et de l'évaporateur donnés, chaque éjecteur, avec une configuration géométrique particulière, possède une température optimale du générateur qui maximise le COP. En effet l'augmentation du COP est fortement liée à celle de la température du générateur, cette augmentation de la température provoque l'accélération du fluide primaire à la tuyère motrice de l'éjecteur et permet une meilleure aspiration du fluide secondaire provenant de l'évaporateur. Au-delà d'une certaine valeur de la température du générateur, le fluide secondaire provoque une hausse des pertes d'énergie due à l'apparition d'ondes de choc dans l'éjecteur, par conséquent le COP diminue progressivement.

La même conclusion a été présentée par [Ma *et al.*, 2010]. Les auteurs ont déclaré que l'augmentation de la température du générateur n'entraîne pas toujours l'augmentation de l'efficacité du système. Une étude expérimentale a été réalisée sur un système de réfrigération à éjecteur ayant une capacité de 5 kW adapté aux applications de l'énergie solaire. Une broche (spindle) a été mise en place afin de contrôler le flux primaire et fournir un réglage fin du système à éjecteur. Une capacité de refroidissement maximale a été obtenue pour une température du générateur de vapeur de 92,8 °C, tandis que la valeur maximale du COP a été constatée pour une température du générateur autour de 90 °C.

Les effets des paramètres sans dimension comme le taux de compression (rapport de pression du condenseur à celle de l'évaporateur) et le taux d'expansion (rapport de pression du générateur à celle de l'évaporateur) sur les performances du système de réfrigération à éjecteur ont également été étudiées par [Sankarlal et Mani, 2007]. Les résultats ont montré que le COP a augmenté avec l'augmentation du taux d'expansion et a diminué avec le ratio de compression.

[Aidoun et Ouzzane, 2004] ont étudié l'impact des conditions de fonctionnement sur la performance d'un éjecteur supersonique dans un système de réfrigération à éjecteur. Ils ont pu déterminer par simulation la température, la pression et le nombre de Mach le long de l'éjecteur pour le réfrigérant pur R142b dans les conditions de conception et hors conception. Au sein de l'éjecteur, toutes les caractéristiques sont déterminées par une technique de résolution des équations de conservation. La performance de l'éjecteur est étroitement liée au facteur d'entraînement (ω), aux taux de compression : $P_{\text{exit}}/P_{\text{Ev}}$, $P_{\text{Ge}}/P_{\text{exit}}$, et au paramètre géométrique $(D/D_{\text{Col}})^2$, où $D = D_3$ (Diamètre de sortie de la tuyère principale) ou $D = D_5$ (Diamètre du conduit à section constante). Ils ont fixé les paramètres thermodynamiques dans le générateur, le condenseur et l'évaporateur afin de mesurer l'impact des différents paramètres sur le fonctionnement de l'éjecteur. Il a été démontré que le fonctionnement de l'éjecteur en mode d'opération de conception est plus favorable que celui en mode hors conception et les paramètres peuvent être bien analysés et quantifiés. Les conditions hors conception provoquent l'augmentation de température due à l'apparition de fortes ondes de choc dans la chambre de mélange menant à une grande perte de chaleur. L'augmentation de la pression au niveau du générateur augmente la pression à la sortie de l'éjecteur, mais cela réduit le facteur d'entraînement. Les auteurs concluent que l'augmentation de la température d'évaporation induit une amélioration du facteur d'entraînement et que la pression de sortie à l'éjecteur P_{exit} augmente légèrement en opération hors conception alors qu'elle reste inchangée en opération de conception.

Le choix du fluide de travail approprié joue un rôle important dans la conception des systèmes de réfrigération à éjecteur. Les conditions suivantes doivent être prises en considération lors du choix d'un fluide de travail :

- (1)- Les propriétés thermophysiques : - Le fluide doit avoir une grande chaleur latente de vaporisation, afin de minimiser le flux de circulation par unité de capacité de réfrigération. - La pression du fluide à la température du générateur ne doit pas être trop élevée afin d'éviter la construction lourde de la cuve sous pression et de réduire au minimum la puissance requise par la pompe. - Les propriétés de transport qui influent sur le transfert de chaleur, par exemple, la viscosité et conductivité thermique devraient être favorables. - Le fluide de travail avec une plus petite valeur de la masse moléculaire nécessite relativement des éjecteurs larges pour la même capacité du système. Les difficultés de la construction des composants d'un éjecteur à petite échelle devraient être envisagées. Toutefois, le fluide ayant une masse moléculaire plus élevée entraîne une augmentation du rapport d'entraînement et de l'efficacité de l'éjecteur.
- (2)- Impact environnemental : le fluide frigorigène doit respecter l'environnement et doit posséder relativement un faible potentiel d'appauvrissement de la couche d'ozone (ODP) ainsi qu'un potentiel de réchauffement global (GWP) faible.
- (3)- Sécurité : le fluide doit être chimiquement stable, non toxique, non explosif et non corrosif.
- (4)- Economie et disponibilité : Le fluide doit être accessible à faible coût et disponible sur le marché.

Selon [Chen *et al.*, 1998] le fluide de travail pour un système de réfrigération à éjecteur peut être classé comme vapeur humide et vapeur sèche. Pour le fluide à vapeur humide, sa ligne de vapeur saturée forme une pente négative dans le diagramme T-s. Quant au fluide à vapeur sèche, il n'y a pas de changement de phase au cours du processus d'expansion à travers la tuyère primaire. D'autre part, pour le fluide à vapeur humide, de petites gouttelettes peuvent être formées à la sortie de la buse, ce qui peut bloquer la surface effective et peuvent se heurter contre le mur et affecter le bon fonctionnement de l'éjecteur. Cela peut être éliminé par la surchauffe du liquide avant d'entrer dans la buse. Cependant, l'utilisation de la vapeur surchauffée motrice entraîne une légère diminution de l'efficacité de l'éjecteur. Ainsi, le fluide à vapeur sèche est plus souhaitable que le fluide à vapeur humide.

[Cizungu *et al.*, 2001] ont simulé un système de réfrigération à éjecteur avec différents fluides frigorigènes, y compris, R123, R134a, R152a et R717. Il a été trouvé qu'avec le même éjecteur, R134a et R512a étaient appropriés pour une source de chaleur de 70-85 °C et

l'ammoniac était approprié pour la source de chaleur dont la température était supérieure à 90 °C

Une analyse d'un système de réfrigération à éjecteur avec des fluides frigorigènes respectueux de l'environnement a été mise en œuvre par [Selvaraju et Mani, 2004]. Les comparaisons de la performance de l'éjecteur avec cinq fluides frigorigènes : R134a, R152a, R290, R600a et R717 ont été réalisées. Parmi ces fluides frigorigènes sélectionnés, R134a avec un (COP = 0,31) se révèle atteindre une meilleure performance suivie de R152a avec (COP = 0,27), R290 avec (COP = 0,25), R600a avec (COP = 0,23) et R717 avec (COP = 0,05) à la température du générateur de 85 °C, la température du condenseur étant 25 °C et la température de l'évaporateur vaut 5 °C.

Une analyse expérimentale similaire sur un système de réfrigération solaire à éjecteur a été présentée par [Nehdi *et al.*, 2008] avec des réfrigérants suivants : R134a, R141b, R142b, R152a, R245fa, R290, R600 et R717. Des calculs comparatifs ont montré que R717 offre le plus haut COP (0,408), suivi par R152a (COP = 0,385), R134a (COP = 0,379) et R290 (COP = 0,372) à la température du générateur de 90 °C, la température de condensation de 35 °C la température de l'évaporateur de 15 °C.

Cependant, la simulation réalisée par [Roman et Hernandez, 2011] avec des fluides frigorigènes à faible impact écologique a indiqué que le réfrigérant R290 (COP = 0,66) a démontré une meilleure performance qui est suivi par R152a (COP = 0,58), R134a (COP = 0,56), R600a (COP = 0,48) et R600 (COP = 0,47) à la température générateur de 90 °C, la température du condenseur de 30 °C et la température de l'évaporateur de 10 °C.

Les fluides R245fa et R123 ont été pris comme réfrigérants par [Eames *et al.*, 2007] et [Yapici, 2008] dans des études expérimentales sur des systèmes de réfrigération à éjecteur, respectivement. Les résultats ont indiqué que R245fa et R123 sont des fluides frigorigènes pratiques pour ce genre de système de réfrigération.

Les systèmes de réfrigération à éjecteur utilisant des réfrigérants à base d'hydrocarbures halogénés à basse température ont l'avantage d'être actionnés par une source de chaleur à basse température (comme l'énergie solaire, les rejets thermiques industriels et les

gaz d'échappement de l'automobile). Un système de réfrigération solaire comportant un éjecteur et fonctionnant avec R600a comme réfrigérant a été étudié par [Pridasawas et Lundqvist, 2007]. Le COP du sous-système de réfrigération était d'environ 0,48.

[Boumaraf et Lallemand, 2009] ont réalisé un programme de simulation sur un système de réfrigération à éjecteur, avec les deux fluides R142b et R600a comme réfrigérants. Il a été démontré que R142b contribue mieux à la performance du système. Par ailleurs, R142b est un fluide plus lourd que R600a. Ces résultats viennent appuyer les constatations formulées par [Holton, 1951] qu'un éjecteur donne de bonnes performances avec un fluide à grande masse moléculaire.

[Boumaraf et Lallemand, 1999] ont utilisé un programme de simulation en régime permanent pour étudier l'effet de différents mélanges de réfrigérants et fluides frigorigènes purs sur la performance des systèmes de refroidissement à éjecteur. Leurs résultats montrent que l'utilisation d'un mélange binaire n'augmente pas toujours la performance du système. En règle générale, lorsque le mélange est fortement zéotropique comme dans le cas de (R22/RC318), l'efficacité du refroidissement du système diminue. Toutefois, lorsque le mélange est légèrement zéotropique (R134a/R142b), ou presque azéotropique (R134a/R152a), la capacité de réfrigération et l'efficacité exergétique augmentent.

Il convient de noter que les trois études numériques mentionnées ci-dessus [Aidoun et Ouzzane, 2004], [Yu *et al.*, 2006] et [Selvaraju et Mani, 2004] modélisent seulement les processus thermodynamiques du réfrigérant et ne considèrent pas les trois fluides externes qui fournissent ou reçoivent la chaleur au niveau du générateur, de l'évaporateur et du condenseur comme dans les études faites par [Dahmani *et al.*, 2010a] et [Dahmani *et al.*, 2010b]. Ces études se sont focalisées sur l'influence de la pression du générateur sur les performances du système de réfrigération à éjecteur pour des écarts de températures précis : $DT = 5\text{ °C}$, $7,5\text{ °C}$, et 10 °C entre le fluide extérieur qui est l'eau et le réfrigérant R134a. Une pression de 2700 kPa du générateur était presque idéale pour avoir un coefficient de performance moyennement élevé et une conductance thermique relativement minimale. Par combinaison de ces deux paramètres il en résulte une fonction objective F qui est proportionnelle au produit du coût d'opération et du coût initial du système optimal.

Les résultats expérimentaux ont été rapportés par [Eames et *al.*, 1995] qui ont testé un système de réfrigération à éjecteur utilisant de la vapeur à basse pression (2 à 3,6 bar, ou 120 à 140 °C, au générateur de vapeur). Ils ont constaté que les données expérimentales étaient environ 85 % des valeurs théoriques. Ces expériences ont également montré que l'étranglement de l'écoulement secondaire (entraîné) joue un rôle important dans la performance du système. Un (COP) maximum a été obtenu lorsque l'éjecteur a été opéré à sa condition d'écoulement critique.

Autres résultats expérimentaux intéressants ont été présentés par [Aphornratana et Eames, 1997] qui ont montré l'intérêt d'utiliser un éjecteur avec une tuyère primaire qui peut se déplacer axialement dans la chambre de mélange, par [Huang et Chang, 1999a] qui ont testé 15 éjecteurs utilisant R141b comme réfrigérant et par [Selvaraju et Mani, 2006] qui ont étudié l'influence des températures du générateur, d'évaporateur et du condenseur sur la performance d'un système de réfrigération à éjecteur utilisant R134a comme fluide de travail. Ils ont indiqué que, pour une géométrie donnée de l'éjecteur et des températures d'évaporation et de condensation fixes, il existe une température optimale de la vapeur primaire qui maximise le rapport d'entraînement et le (COP) du système.

1.2.2. Revue des applications sur les systèmes de réfrigération solaire à éjecteur

Les systèmes de réfrigération classiques à éjecteur (SRÉ) actionnés par l'énergie solaire ont été largement étudiés. La chaleur captée par les capteurs solaires est transportée par le fluide caloporteur puis transférée au fluide frigorigène à travers un échangeur de chaleur (générateur). Les fluides caloporteurs doivent avoir un point d'ébullition supérieur à la température possible dans le système et posséder de faible viscosité ainsi que de bonnes propriétés de transfert de chaleur. L'eau avec un additif inhibiteur de corrosion et des huiles synthétiques sont recommandés pour la température de fonctionnement au-dessous et au-dessus de 100 °C, respectivement. Toutefois, puisque l'eau gèle en dessous de 0 °C, [Varga *et al.*, 2009] a constaté que le système fonctionnant à très basse température d'évaporation n'était pas adapté pour l'utilisation de l'eau comme réfrigérant.

En raison de la capacité d'exploiter l'énergie solaire, le système de réfrigération à éjecteur (SRÉ) actionné par l'énergie solaire demande moins d'énergie non-renouvelable et est

plus respectueux de l'environnement en comparaison avec un système conventionnel de réfrigération par compression de vapeur. Cependant, en raison de l'intermittence de l'énergie solaire, les gains de chaleur variables provenant de sources solaires affectent étroitement le fonctionnement de ses systèmes de telle façon que les systèmes de stockage thermique intégrés connaissent un développement considérable au niveau des recherches actuelles.

Une analyse théorique d'un système solaire (SRÉ) a été réalisée par [Varga *et al.*, 2009]. Basé sur un modèle simplifié unidimensionnel, les auteurs ont étudié à la fois les cycles de réfrigération et de capteurs solaires (plats ou tubulaires sous vide) pour une capacité de réfrigération de 5 kW. Les résultats indiquent que, pour atteindre un COP acceptable, la température du générateur ne doit pas descendre en dessous de 90 °C et la température de sortie des collecteurs solaires d'environ 100 °C serait nécessaire. Pour des températures de condensation plus élevées (>35 °C) et la température de l'évaporateur inférieure (<10 °C), la surface du collecteur solaire requise pour la charge de 5 kW de refroidissement est supérieure à 50 m². Le système de réfrigération solaire étudié est illustré dans la Figure 1.4 suivante :

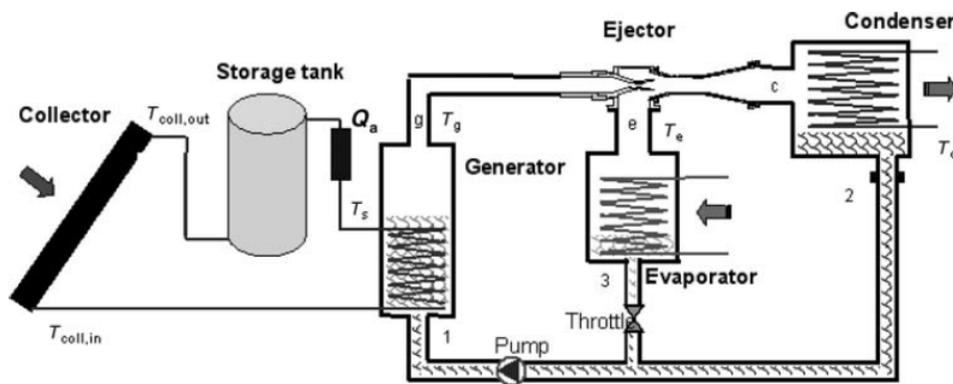


Figure 1.4 Représentation schématique du système de réfrigération solaire à éjecteur
(Varga *et al.* 2009)

Le fluide R134a a été proposé comme réfrigérant pour un système solaire à éjecteur [Alexis et Karayiannis, 2005]. Il a été constaté que le coefficient de performance COP du système de réfrigération à éjecteur variait de 0,035 à 0,199 pour des températures de générateur allant de 82 à 92 °C, pour des températures de condensation de 32 à 40 °C et des températures d'évaporation allant de -10 à 0 °C. Le cycle de réfrigération à éjecteur ainsi que son Ts-diagramme utilisés dans cette étude sont illustrés dans la Figure 1.5. On constate respectivement que l'expansion du fluide primaire et la compression du mélange se font

réellement (non isentropiques). Dans la tuyère, une efficacité isentropique a été choisie de ($\eta_{1a} = 0,90$) et dans le diffuseur celle-ci a une valeur de ($\eta_{3b} = 0,80$).

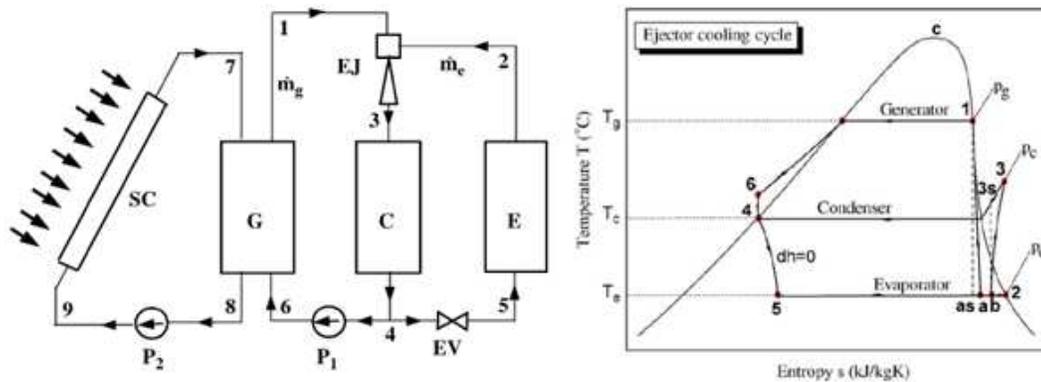


Figure 1.5 Vue schématique d'un système de refroidissement solaire à éjecteur (Alexis et Karayiannis, 2005)

[Ersoy *et al.*, 2007] ont mené une étude numérique sur les performances d'un système de réfrigération solaire à éjecteur fonctionnant avec un fluide frigorigère R114 dans des conditions climatiques en Turquie. Les températures prises respectivement pour le générateur, le condenseur et l'évaporateur sont 85 °C, 30 °C et 12 °C. Le COP global maximum et la radiation solaire obtenus sont respectivement de 0,197 et 178,26 W/m². Le système solaire fonctionne avec des collecteurs solaires tubulaires sous vides de type cylindro-paraboliques. Par ailleurs, la surface de capteurs à tubes sous vide par tonne de réfrigération a été obtenue comme valeur de 21 m² à l'heure du midi en Août pour toutes les villes. Par ailleurs, dans les conditions hors-conception, une carte de la performance du système a été formulée et discutée.

Les auteurs [Pridasawas et Lundqvist, 2007] ont effectué une simulation pour une période d'une année d'un système solaire de réfrigération à éjecteur avec 3,5 kW comme capacité de réfrigération. La température du générateur varie entre 70 – 120 °C et la température au niveau de l'évaporateur est de 15 °C en utilisant R600a (Isobutane) comme réfrigérant. La surface de collecteurs évacués est de 50 m² et le volume du système de stockage chaud est de 2 m³, le rapport thermique (STR) annuel moyen du système était d'environ 0,22, le COP du système était d'environ 0,48, et l'efficacité des capteurs solaires est d'environ 0,47. Les auteurs ont conclu qu'un système à éjecteur efficace pourrait seulement fonctionner dans une région avec du rayonnement solaire suffisant et où une température

suffisamment basse du condenseur pourrait être maintenue. Les logiciels TRNSYS et EES ont été combinés pour modéliser et analyser les performances du système de réfrigération solaire à éjecteur étudié. La Figure 1.6 illustre le schéma du système de réfrigération solaire à éjecteur qui ressemble à celui proposé pour le projet actuel de doctorat.

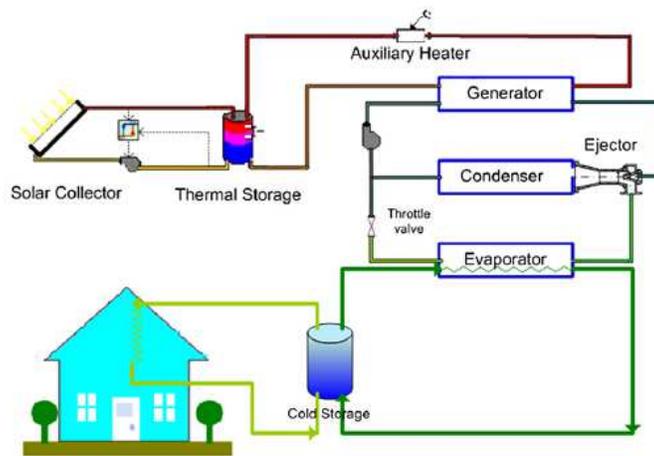


Figure 1.6 Système de réfrigération à éjecteur entraîné par l'énergie solaire (*Pridasawas et Lundqvist, 2007*)

À cause de certaines conditions météorologiques défavorables, la capacité de réfrigération fournie par l'énergie solaire disponible ne peut pas être essentiellement adaptée à la demande de froid. Ceci pris en considération, la technologie de stockage d'énergie a été appliquée dans les systèmes de réfrigération solaires à éjecteur. Deux types de stockage thermique ont été considérés: le stockage chaud d'énergie à haute température à partir des capteurs solaires, et le stockage froid d'énergie à basse température de l'évaporateur.

Les auteurs [Guo et Shen, 2009] ont proposé une méthode numérique pour étudier un système solaire de réfrigération à éjecteur avec un système de stockage thermique utilisé pour un conditionnement d'air pour les immeubles de bureaux. Le fluide frigorigène utilisé est le R134a. La température du générateur utilisée est de 85 °C, la température de l'évaporateur est de 8 °C. La température du condenseur variant avec la température ambiante. Il en résultait que le COP moyen et la fraction solaire moyenne du système sont respectivement 0,48 et 0,82. Il a été conclu que le système pourrait économiser environ 75 % de l'électricité utilisée pour la climatisation classique dans des conditions climatiques de Shanghai. Le système offre par conséquent une bonne méthode de conservation de l'énergie pour les immeubles de

bureaux. La capacité de refroidissement conçu pour le système était de 6 kW. Le capteur à tubes sous vide de 15 m² a été utilisé pour l'analyse. L'illustration du système de réfrigération solaire à éjecteur avec le type d'éjecteur est présentée dans la Figure 1.7.

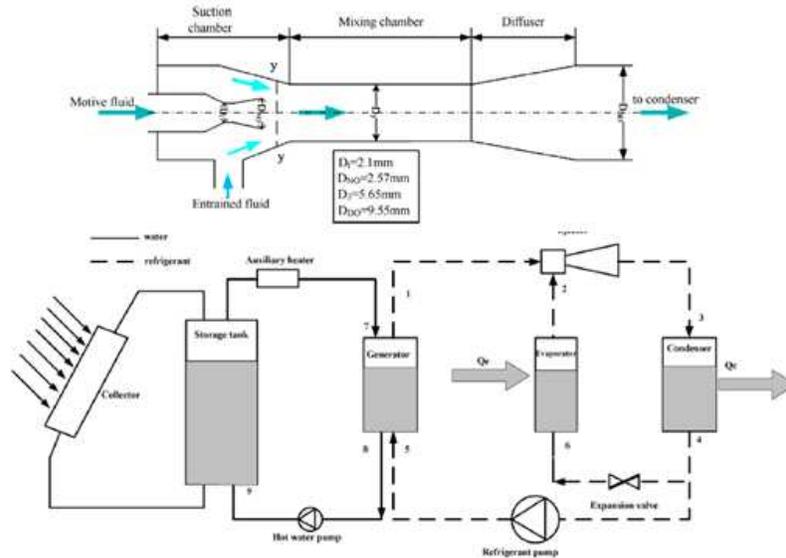


Figure 1.7 Schéma du système de réfrigération solaire à éjecteur (Guo et Shen, 2009)

L'extraction annuelle d'énergie du système avec un stockage à froid atteint des valeurs plus élevées. Afin d'assurer un meilleur respect de diverses conditions ambiantes, un éjecteur à géométrie variable avec chambre froide a été étudié par [Dennis et Garzoli, 2011]. Les résultats annuels de simulation de réfrigération ont conclu qu'un éjecteur à géométrie variable a été en mesure d'augmenter l'efficacité de 8 à 13% par rapport à un éjecteur à géométrie fixe. La modélisation a également montré que la surface de capteurs solaires peut être diminuée si un stockage thermique à froid était utilisé.

[Worall, 2004] et [Eames *et al.*, 2013] ont mené une étude expérimentale d'un nouveau cycle de réfrigération à éjecteur avec le système de stockage de glace thermique (Figure 1.8). La glace a été formée dans le récipient d'évaporateur en fonctionnement normal et agit comme un support froid de stockage. La faible température de l'évaporateur a abouti à un nombre relativement faible de COP d'une valeur de 0,162 durant les expériences. Les auteurs ont fait valoir que ce système alimenté par l'énergie solaire permettrait de stocker le froid pour niveler les conditions creuses.

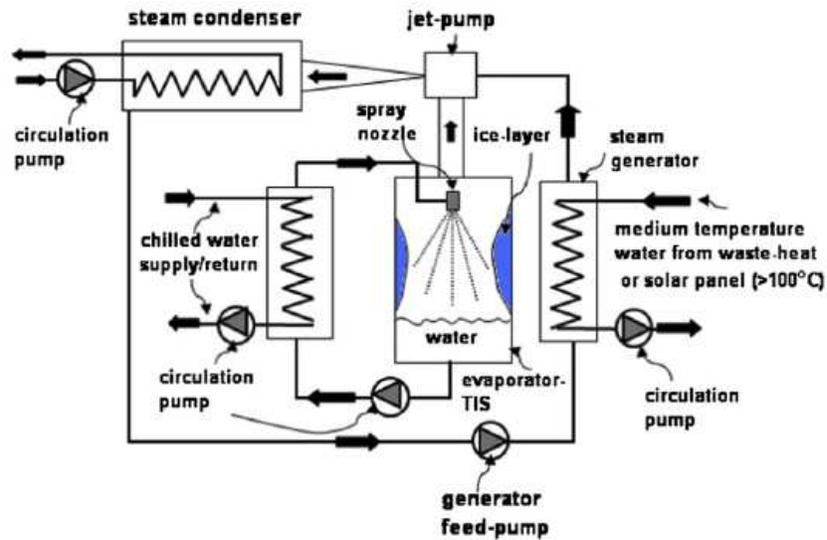


Figure 1.8 La pompe à jet proposée dans le système thermique à stockage de glace (Eames *et al.*, 2013)

1.2.3. Revue des publications sur les éjecteurs

Le père de la technologie des éjecteurs est Charles Parsons qui les a utilisés afin d'extraire l'air des condenseurs des machines à vapeur, mais leur première application dans la réfrigération a été introduite en 1910 par Maurice Leblanc comme indiqué par [Chunnanond et Aphornratana, 2004a] qui ont compilé une revue des études sur les éjecteurs et leur application dans la réfrigération.

Le premier modèle des transformations qui ont lieu dans l'éjecteur a été publié par [Keenan *et al.*, 1950] qui ont utilisé les équations unidimensionnelles de masse, de quantité de mouvement et de la conservation de l'énergie en assumant le comportement des gaz parfaits et l'expansion isentropique au niveau de l'éjecteur. Cette approche ne tient pas compte des complexités dues aux propriétés des fluides réels. Ainsi, par exemple, le rapport d'entraînement d'un éjecteur ne dépend pas du ratio de la pression total du fluide primaire et de la pression totale du fluide secondaire, comme prédit par la théorie des gaz parfaits, mais des valeurs individuelles de ces pressions [Galanis *et al.*, 1978-1979], [Khoury *et al.*, 1967]. Par conséquent, des études numériques récentes [Aidoun et Ouzzane, 2004], [Yu *et al.*, 2006] utilisent les propriétés des fluides réels pour la conception des éjecteurs et la prédiction de la performance hors-conception des systèmes de réfrigération à éjecteur.

[Aidoun et Ouzzane, 2004] utilisent un modèle d'écoulement compressible unidimensionnel, adiabatique et la base de données NIST ainsi qu'un sous-programme pour les propriétés frigorigènes afin d'étudier le fonctionnement dans des conditions de conception et hors-conception pour la réfrigération et les applications de pompage de chaleur. Ils ont montré qu'un certain degré de surchauffe (autour de 5 °C) à l'entrée de l'éjecteur est nécessaire pour éviter la condensation, cependant une surchauffe excessive est nuisible à l'efficacité du condenseur. En outre, ils ont établi que la surchauffe interne due au mélange inefficace et aux chocs normaux est très importante dans le fonctionnement en hors-conception. Finalement, ils ont démontré que, pour une capacité de réfrigération fixée, la performance est nettement influencée par la pression du générateur et la température de l'évaporateur.

[Selvaraju et Mani, 2004] ont développé un code de calcul basé sur la théorie unidimensionnelle d'éjecteur qui inclut les effets de friction dans la chambre de mélange. Puisqu'une meilleure performance est obtenue avec un rapport d'entraînement plus élevé lorsque l'éjecteur est actionné en mode de choc, ils ont utilisé le code pour établir la relation entre les paramètres de fonctionnement, le rapport de surface de l'éjecteur, et le rapport d'entraînement.

[Yu *et al.*, 2006] ont également utilisé une approche unidimensionnelle similaire et les propriétés des fluides réels pour comparer les performances d'un système de réfrigération à éjecteur classique avec un nouveau système intégrant un éjecteur diphasique (liquide-vapeur). La variation du coefficient de performance de ce nouveau système avec la température du générateur et la pression du condenseur a été analysée pour deux fluides frigorigènes (R134a et R152a). Leurs résultats montrent que le COP du nouveau système est plus élevé, mais qu'il nécessite également plus de puissance de pompage.

Afin de donner une prévision plus précise de la performance de l'éjecteur dans la chambre de mélange, [Yapici et Ersoy, 2005] ont formulé un modèle local basé sur le processus de mélange à section constante. L'éjecteur est composé d'une tuyère principale, une chambre de mélange de structure cylindrique et un diffuseur. Comparé à un modèle similaire conçu par [Sun et Eames, 1996] sous les mêmes températures d'opération, le modèle de

[Yapici et Ersoy, 2005] montre un meilleur coefficient de performance (COP). Le modèle de cet éjecteur est présenté dans la Figure 1.9 comme suit :

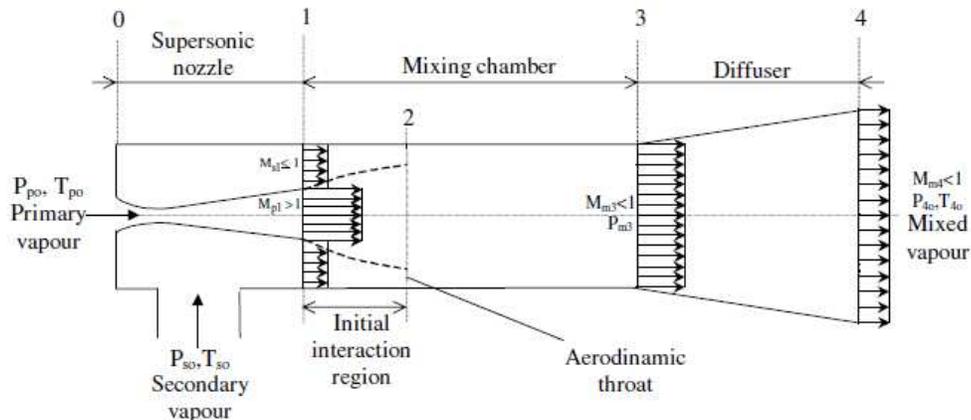


Figure 1.9 Modèle d'éjecteur à section constante (Yapici et Ersoy, 2005)

Quelques modèles d'éjecteurs dans la littérature sont basés sur l'hypothèse des gaz parfaits qui ne reflète pas en réalité le véritable processus se produisant dans l'éjecteur. [Rogdakis et Alexis, 2000] ont amélioré le modèle proposé par [Munday et Bagster, 1977] en utilisant les propriétés thermodynamiques et de transport des gaz réels. Lorsque l'on considère les pertes par frottement, le coefficient constant a été assumé pour simplifier le modèle. Cependant, les pertes par frottement étaient étroitement liées à la vitesse qui varie considérablement le long de l'éjecteur. Compte tenu de cela, [Selvaraju et Mani, 2004] ont développé un modèle basé sur la théorie de Munday et Bagster pour l'analyse critique des performances du système à éjecteur. Ce modèle applique une expression pour décrire les pertes par frottement dans la zone de section constante.

Un modèle unidimensionnel évitant l'hypothèse des gaz parfaits a été proposé par [Grazzini *et al.*, 2012]. Les irréversibilités de l'échangeur de chaleur ont été prises en considération, et le comportement de fluides réels a été simulé. Une comparaison entre les différents fluides frigorigènes a été présentée et R245fa a été choisi comme fluide de travail. Toutefois, la validation avec les données expérimentales dans la littérature n'a pas été disponible.

Les auteurs [Boumaraf et Lallemand, 2007] ont étudié les performances d'une machine tritherme à éjecteur qui sont intimement liées à celles de son éjecteur. Ces dernières dépendent

en particulier du type de mélange des jets primaire et secondaire : à pression constante ou à section constante. Afin de différencier entre ces deux modèles, les éjecteurs ont été dimensionnés en régime optimal (critique) selon ces deux hypothèses avec les fluides R142b et R600a et ce pour une puissance frigorifique de 10 kW. Les résultats montrent qu'avec un même fluide frigorigène, les valeurs du facteur d'entraînement (ω) et du paramètre géométrique ($\Phi = D/d^*$) sont plus élevées dans le cas du modèle à pression constante par rapport à celles obtenues à section constante et que le R142b conduit aux meilleures performances dans les deux cas. En outre les caractéristiques à géométrie adaptée augmentent avec la température du générateur. Les deux modèles d'éjecteur étudiés sont présentés par la Figure 1.10 suivante :

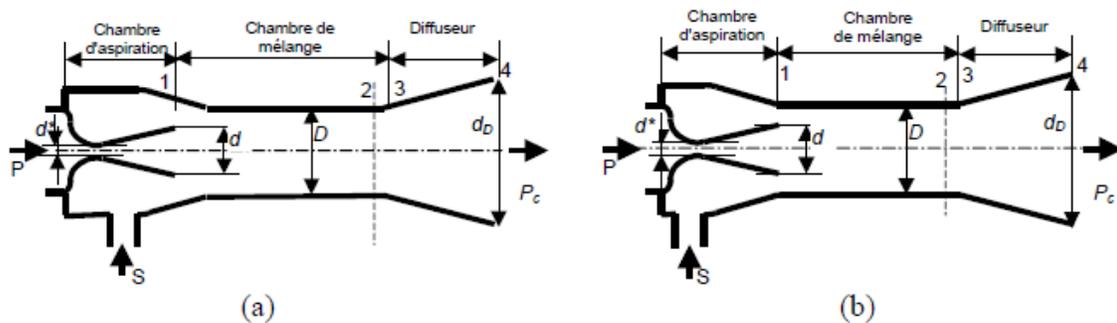


Figure 1.10 Modèle d'un éjecteur : (a) à pression constante, (b) à section constante
(Boumaraf et Lallemand, 2007)

CHAPITRE 2 EFFECTS OF DESIGN CONDITIONS AND IRREVERSIBILITIES ON THE DIMENSIONS OF EJECTORS IN REFRIGERATION SYSTEMS

Auteurs et affiliation:

M. KHENNICH: étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

N. GALANIS: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

M. SORIN: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

Date d'acceptation: 15 Juillet 2016

État de l'acceptation: version finale publiée

Revue: Applied Energy

Référence: [Khennich *et al.*, 2016a]

Titre français: Effets des conditions de conception et des irréversibilités sur les dimensions des éjecteurs dans les systèmes de réfrigération.

Résumé

Dans ce chapitre, un modèle thermodynamique pour la conception des éjecteurs est décrit, validé et appliqué pour des conditions qui existent dans les systèmes de réfrigération. Contrairement aux modèles précédents, le présent modèle, développé dans cette étude, détermine toutes les dimensions de l'éjecteur et utilise des efficacités polytropiques (au lieu de celles isentropiques) qui prenant ainsi en compte les effets du rapport de pression sur l'augmentation de l'entropie au cours des processus d'accélération et de décélération irréversibles.

Les résultats comprennent les dimensions et les propriétés des fluides pour un cas de base, ainsi qu'une étude paramétrique qui analyse l'effet des conditions d'entrée et de sortie sur les dimensions et les efficacités des processus d'accélération, de décélération et du mélange. L'étude paramétrique couplée à des contraintes recommandées et indiquées dans la littérature conduit à la détermination des conditions de conception pour lesquelles l'évolution axiale de la pression, la température et la vitesse sont déterminées. Les effets de l'efficacité polytropique sur les dimensions de l'éjecteur et les efficacités des processus qui se déroulent dans l'éjecteur sont également présentés et analysés. Il est également démontré que les pertes exergétiques totales augmentent linéairement lorsque l'efficacité du mélange diminue.

Mots clés : modèle thermodynamique, efficacité polytropique, dimensions d'éjecteur, détermination du champ d'écoulement.

Abstract

A thermodynamic model for the design of ejectors is described, validated and applied for conditions prevailing in refrigeration systems. Contrary to previous models the present one determines all the dimensions of the ejector and uses polytropic (instead of isentropic) efficiencies thus taking into account the effects of the pressure ratio on the entropy increase during the irreversible acceleration and deceleration processes.

The results include dimensions and fluid properties for a base case as well as a parametric study which analyses the effect of inlet and outlet conditions on the dimensions and efficiencies of the acceleration, deceleration and mixing processes. The parametric study coupled to recommended constraints from the literature leads to the determination of design conditions for which the axial evolution of pressure, temperature and velocity are determined. The effects of the polytropic efficiency on the ejector dimensions and the efficiencies of the processes taking place in the ejector are also presented and analysed. It is also shown that the total exergy losses increase linearly when the mixing efficiency decreases.

Keywords: thermodynamic model, polytropic efficiency, ejector dimensions, flow field determination.

Nomenclature

A	Cross-sectional area, (mm^2)
D	Diameter, (mm)
Ex	Exergy flux, (kW)
e	Specific exergy, (kJ/kg)
F	Force, (N)
f	Friction coefficient (-)
h	Specific enthalpy, (kJ/kg)
L	Length, (mm)
M	Mach number (-)
\dot{m}	Mass flowrate, (kg/s)
P	Pressure, (kPa)
PR	Compression ratio = P_1/P_6 (-)
s	Specific entropy, ($kJ/kg.K$)
T	Temperature, ($^{\circ}C, K$)
V	Velocity, (m/s)
X	Position of nozzle exit, (mm)

Greek letters

ε	Wall roughness, (mm)
η	Efficiency
φ	Half-angle, ($^{\circ}$)
ω	Entrainment ratio = \dot{m}_s/\dot{m}_p (-)

Subscripts

4, 7	Thermodynamic states
D	Diffuser
d	Downstream of shock
is	Isentropic
mix	Mixing
p	Primary

s Secondary
th Throat
tot Total
u Upstream of shock

2.1. Introduction

Ejectors, also known as jet pumps, are simple mechanical devices using the low pressure created by the accelerated stream of a primary (or motive) fluid to aspirate and compress a secondary (or entrained) fluid. Their overall efficiency is generally lower than that of competing technologies such as mechanical compressors. However, they offer important advantages over these technologies because they do not have any moving parts. As a result the cost of fabrication is small and maintenance requirements are low.

Ejectors have multiple and diverse applications: they are used in steam and nuclear power plants, in the handling of granular materials, in medical uses and in certain desalination plants [El-Dessouky *et al.*, 2000]. They are also used as vapour compressors in ejector operated refrigeration systems [Chunnanond et Aphornratana, 2004a], [Chen *et al.*, 2016], which were popular in the early 1930s, and are receiving renewed interest since they can be activated by low-grade thermal energy from renewable sources [Pridasawas et Lundqvist, 2003], [Wolpert *et al.*, 2003], [Vasquez Padilla *et al.*, 2016] or thermal wastes from combustion engines [Garris *et al.*, 1998], [Zegenhagen et Ziegler, 2015] thus reducing the use of fossil fuels or improving the efficiency of their usage. Although in some applications one of the two fluids can be a liquid and the two fluids may be different, the present study focuses on the case where the two fluids are identical vapours.

Despite the simplicity of ejectors, the flow field within them is complex and includes subsonic and supersonic velocities, shock waves interacting with boundary layers and mixing of streams with very different velocities and densities. Thus the design of an ejector for a given application is often based on empirical correlations even though many studies have proposed models for this purpose. These models can be classified as thermodynamic (or one-dimensional) and 2D or 3D differential models using CFD techniques for their solution [He *et al.*, 2009]. All of them are based on appropriate steady-state expressions of the mass, energy and momentum conservation principles and neglect heat transfer between the fluids and the ejector walls.

Figure 2.1 shows the main parts of an ejector and defines the half-angles of converging and diverging parts as well as the lengths of the ejector parts. It can be used to describe qualitatively its operation. The converging-diverging nozzle serves to accelerate the primary fluid, which can be saturated or superheated vapour, from its stagnation conditions at state 4 ($P_4, T_4, V_4=0$) through the throat (state th) to supersonic conditions with a very low pressure at its exit (state 7p). This low pressure aspirates and accelerates the secondary fluid from its stagnation conditions at state 6 ($P_6, T_6, V_6=0$) to the low-pressure high-velocity state (7s). In general at cross-section (7) the pressure, temperature and velocity of the two streams are not the same. The two streams then mix in a highly irreversible process which may include oblique shocks. The resulting supersonic homogeneous fluid undergoes a second series of shocks somewhere in the constant area duct which causes an important increase of its pressure. This shock train is depicted as a normal shock in Figure 2.1 as in all 1D models of flow in ejectors. At the inlet of the diffuser (state 8) the flow is therefore subsonic and decelerates towards the exit conditions (state c) where the velocity is very low and the pressure is higher than at state 8. The corresponding stagnation conditions are ($P_1, T_1, V_1=0$).

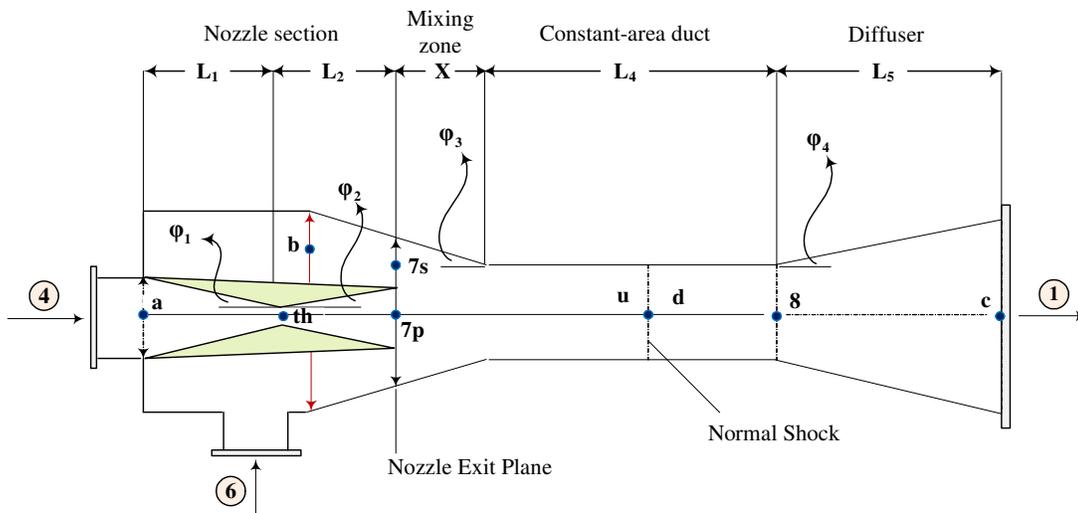


Figure 2.1 Ejector geometry, parts and main cross-sections

Figure 2.2 illustrates the typical performance of an ejector. It shows that for a given geometry and fixed inlet conditions the entrainment ratio ($\omega = \dot{m}_s/\dot{m}_p$) is independent of the back pressure (P_1) when the latter is below a critical value P^* ; for such conditions the primary and secondary flows are choked so that any variations of the back pressure have no influence

upstream of section 7. For back pressures higher than P^* the secondary flow is subsonic and its flowrate \dot{m}_s decreases rapidly as the back pressure increases. It becomes zero when the back pressure reaches the limiting value P_{lim} ; for back pressures higher than P_{lim} the ejector malfunctions, i.e. part of the primary flowrate \dot{m}_p is diverted and exits through the secondary inlet. If the pressure of the motive fluid P_4 is increased the maximum entrainment ratio decreases while the critical and limiting back pressures increase.

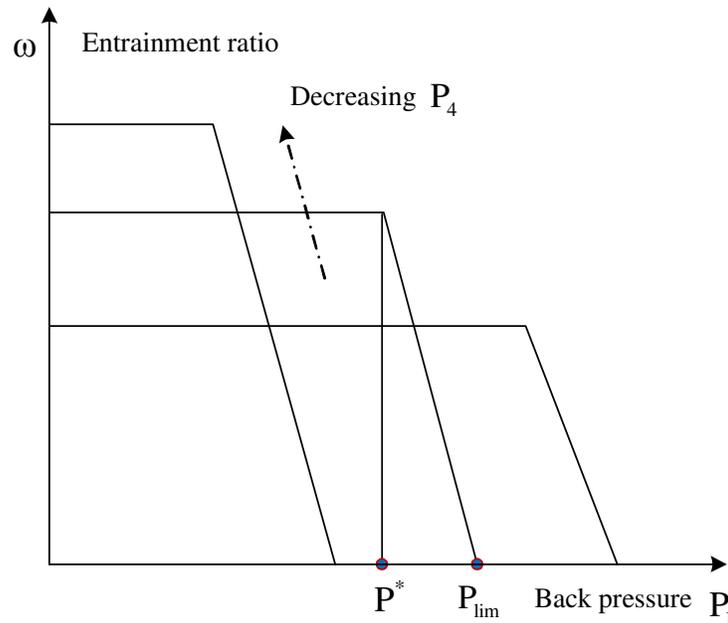


Figure 2.2 Typical performance curves for an ejector of fixed geometry (constant secondary fluid inlet conditions)

By assuming perfect gas behaviour as well as isentropic expansions for the primary/secondary fluids and for the compression in the diffuser [Keenan *et al.*, 1950] proposed one of the first models for one-dimensional ejector flow. However, this model does not reflect accurately the operation with real fluids, such as refrigerants, and does not take into account the inevitable irreversibilities. Thus, it has been shown [Khoury *et al.*, 1967], [Galanis *et al.*, 1978–1979] that the entrainment ratio of an ejector is not dependent on the ratio of the primary to secondary total pressures as predicted by perfect gas theory but, rather, on the individual values of these pressures. Therefore, more recent studies based on thermodynamic models use real fluid thermophysical properties [Chen *et al.*, 2016], [Aidoun et Ouzzane, 2004], [Dahmani *et al.*, 2011], [Chen *et al.*, 2015], with constant isentropic efficiencies, or

other semi-empirical coefficients, and friction correlations [Liu et Groll, 2013], [Yapici et Ersoy, 2005]. When the inlet conditions and mass flowrates of the primary and secondary fluids are known these models can be used for the calculation of the ejector dimensions (design problem). When the ejector geometry and inlet conditions are known they can be used to calculate the corresponding flowrates (off-design performance prediction). In both cases it is necessary to introduce several assumptions (values of the isentropic efficiencies, position of the normal shock, etc.) and the results include values of pressure, temperature, velocity at some cross-sections of the ejector. However it must be noted that most of the published design models only evaluate some of the ejector diameters and that none of them provides a method for the calculation of the length of the constant-area duct.

CFD studies use commercial codes to solve the differential forms of the conservation equations in order to determine the flow and thermal fields in ejectors [Chen *et al.*, 2011], [Croquer *et al.*, 2016a]. They require a precise description of the ejector geometry and the specification of boundary conditions which usually include the pressure and temperature at the two inlets [He *et al.*, 2009]. The results include a complete 2D or 3D map of pressure, temperature and velocity distributions. In general CFD modelling gives satisfactory results for ejector operation with double choking. However, the comparison of experimental and numerical results presented in [Sriveerakul *et al.*, 2007] show that for operation with single choking the CFD predictions under-estimate the entrainment ratio by as much as 40%. Furthermore CFD simulations require the choice of a suitable turbulence model and the selection of an appropriate grid structure, tasks which are complex and time consuming. Thus, Bartosiewicz who has published several articles with validated CFD simulations of flow in ejectors [Hemidi *et al.*, 2009], [Little *et al.*, 2012] has for these reasons later proposed a 1D thermodynamic model [Chen *et al.*, 2013a] because “it is computationally cheap and can rapidly obtain ejector performances over a large range of operation”. Furthermore, a recent comparison of predictions by a 2D CFD model and a thermodynamic one has shown good agreement between values of pressure, temperature, velocity as well as entrainment ratios for different operating conditions [Croquer *et al.*, 2016b]. It must also be noted that thermodynamic models of ejectors can be easily integrated with models of other components

(e.g. heat exchangers) to simulate the operation of systems such as ejector driven refrigeration or air-conditioning systems [Dahmani *et al.*, 2011].

In view of these arguments the present paper presents an improved thermodynamic model for the design of ejectors used in refrigeration or cooling systems. It is more complete than all previous models since it determines all the dimensions of the ejector, including the length of the constant-area duct. It is also more realistic than the one used in [Dahmani *et al.*, 2011] since it takes into account the irreversibilities occurring during the acceleration and deceleration processes. Unlike previous models which use constant isentropic efficiencies for this purpose, the present one applies the concept of polytropic, or small stage, efficiency which is used extensively in the design and analysis of turbines and compressors [Dixon, 1998] but has only recently been applied to the study of ejectors [Galanis et Sorin, 2016], [Samaké *et al.*, 2015] operating with air and steam respectively. Polytropic efficiencies take into consideration the effect of the expansion, or compression, pressure ratio on the corresponding entropy increase and are therefore more appropriate than isentropic efficiencies for the analysis of ejector operation under variable conditions. The differences between the present model and the only two other using polytropic efficiencies are explained. This improved model is then used to analyse the effects of the primary fluid inlet pressure (P_4), the suction chamber pressure (P_6) and the back pressure at the diffuser exit (P_1) on the dimensions and operating conditions of the ejector as well as their effects on the mixing and global efficiencies of the ejector. The paper also includes a parametric study which shows the corresponding effects of the polytropic efficiency of the primary and secondary expansions as well as that of the compression in the diffuser.

2.2. Assumptions, modelling and calculation procedure

Ejector performance has been discussed in a great number of published articles presenting experimental results and models of the flow field. Their main differences are due to the geometry of the ejector ($A_7 = A_u = A_8$ for constant-area mixing or $A_7 > A_u = A_8$ for constant-pressure mixing), the nature of the fluids (identical or different primary and secondary fluids, perfect gas or various real fluids such as steam or natural and synthetic refrigerants) and at last the assumptions concerning the flow field (with or without losses

during acceleration, mixing and deceleration). The previously cited review articles [Chunnanond et Aphornratana, 2004a], [He *et al.*, 2009] describe the methodology and conclusions of a great number of these studies.

The proposed thermodynamic design model is based on the following assumptions:

- a1. The primary and secondary fluids are identical vapours of a real pure fluid whose properties are readily available; body forces and heat transfer between the fluid streams and the ejector walls are neglected; the ejector is considered as an open system operating under steady state conditions.
- a2. The inlet conditions (stagnation pressure and temperature) of the primary and secondary fluids as well as their mass flowrates and the back pressure are given; therefore, the entrainment ratio (ω) is also known.
- a3. The primary flow is always choked (i.e. the mass flowrate per unit area at the throat (th) is equal to the highest possible value for the prescribed inlet conditions) and supersonic at the exit of the primary nozzle (state 7p).
- a4. The mass flowrate per unit area of the secondary stream is maximum at state (7s) or, equivalently, the ratio of the local velocity and local volume per unit mass is maximum (the corresponding area is minimum since \dot{m}_s is fixed).

As a result of assumptions a3 and a4 it is evident that the ejector design is obtained for conditions corresponding to double-choking mode ($\omega = \text{constant}$).

- a5. The pressure of the two streams at cross-section (7) is the same ($P_{7p} = P_{7s} = P_7$). This assumption implies that there are no shocks due to overexpansion or underexpansion of the primary stream.
- a6. The mixing of the two streams takes place at constant pressure and is complete at the inlet of the constant-area duct; furthermore, it is assumed that the normal shock wave takes place at the entrance of the constant diameter duct. Therefore $P_{7p} = P_{7s} = P_u$
- a7. At the diffuser inlet (state 8) the mixed stream is always subsonic.
- a8. The irreversibilities occurring during the acceleration of the primary and secondary streams as well as during the deceleration of the mixed fluid in the diffuser are

characterised by appropriate fixed values of the corresponding polytropic efficiency [Galanis et Sorin, 2016] contrary to previous studies which use a fixed value of the overall isentropic efficiency for all operating conditions [Chunnanond et Aphornratana, 2004a], [Chen *et al.*, 2016], [He *et al.*, 2009], [Chen *et al.*, 2015], [Liu et Groll, 2013], [Yapici et Ersoy, 2005].

Figure 2.3 shows the acceleration of the secondary fluid in a temperature-entropy diagram and illustrates the definition of these efficiencies. It is qualitatively the same but the former applies to a small pressure ratio while the latter applies to the pressure ratio between the beginning and end of the process. A constant value of the isentropic efficiency ignores the effect of the overall pressure ratio on the irreversibility of the expansion since the enthalpy difference in its denominator is evaluated along the isentropic line through state 1 and is smaller than the sum of the isentropic enthalpy differences between states 2-3_{is}, 3-4_{is}, etc. The polytropic efficiency represents the true aerodynamic efficiency of the acceleration, or the deceleration, process and removes the limitations caused by a constant overall efficiency when comparing operations at different inlet and outlet pressures. The values of the polytropic efficiency for the primary and secondary stream accelerations as well as the one for the deceleration in the diffuser are assumed known.

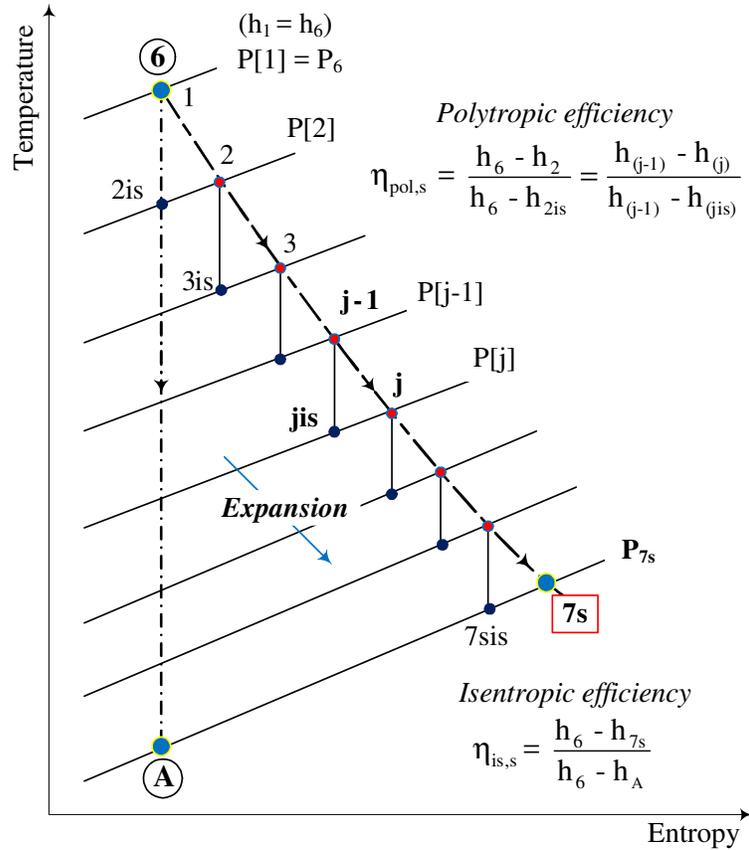


Figure 2.3 Definition of polytropic and isentropic efficiencies for the acceleration of the secondary fluid

Assumptions a1 to a7 have been used in many previous models but not always simultaneously. On the other hand, the replacement of constant isentropic efficiencies (used in all previous articles which do not neglect irreversibilities altogether) per assumption a8 is an innovation recently introduced by our research group [Galanis et Sorin, 2016], [Samaké *et al.*, 2015].

The objective of the design is to calculate the areas of cross-sections “a” (primary stream inlet), th, 7p, 7s, “b” (secondary stream inlet), “u”, “d”, 8 (according to the above assumptions $A_u = A_d = A_8$) and “c” (ejector outlet) as well as the fluid properties at these cross-sections and the different lengths shown in Figure 2.1 for any given fluid. In addition to the stagnation conditions and mass flowrates of the primary and secondary fluids the three polytropic efficiencies ($\eta_{pol,p}$, $\eta_{pol,s}$, $\eta_{pol,D}$) and the half-angles φ_1 , φ_2 , φ_3 , φ_4 shown in Figure 2.1 must be specified.

2.2.1. Calculation of conditions and dimensions from the inlets to cross-section 7

The calculation begins with the expansion and subsonic acceleration of the secondary fluid from the given stagnation conditions P_6 and T_6 taking into consideration the known flowrate \dot{m}_s . Successive conditions of the fluid along the path shown in Figure 2.2 are calculated by reducing the pressure by a fixed small quantity (Eq. (2.1)) and by combining the definition of the polytropic efficiency (Eq. (2.2)) with the mass and energy conservation equations (Eqs. (2.4) and (2.5)) and the relations between the thermodynamic properties of the chosen fluid (Eqs. (2.3), (2.6), and (2.7)).

$$P_j = P_{j-1} - \Delta P_s \quad (2.1)$$

$$\eta_{\text{pol},s} = (h_{j-1} - h_j) / (h_{j-1} - h_{j,\text{is}}) \quad (2.2)$$

$$h_{j,\text{is}} = h(P_j, s_{j-1}) \quad (2.3)$$

$$h_6 = h_j + 0.5 V_j^2 \quad (2.4)$$

$$\dot{m}_s / A_j = V_j / v_j \quad (2.5)$$

$$v_j = v(P_j, h_j) \quad (2.6)$$

$$s_j = s(P_j, h_j) \quad (2.7)$$

This procedure is repeated until the ratio (\dot{m}_s/A) reaches a maximum value. According to assumption a4 the corresponding pressure, enthalpy, specific volume, velocity and entropy calculated from the above equations are those of state (7s). Since the flowrate \dot{m}_s is known it is then possible to calculate the area A_{7s} . This procedure also determines the thermodynamic properties at state (b) as well as the area A_b by setting $V_b = 0.07 V_{7s}$ (the velocity at the ejector inlet must be small with respect to the corresponding enthalpy so that the kinetic energy can be neglected when the performance of the refrigeration system is calculated). Finally it is also possible to evaluate the isentropic efficiency of this expansion from its definition given in Figure 2.3.

The same procedure is applied to the expansion of the primary stream in the converging-diverging nozzle and generates the conditions at its throat (th). Since the flowrate \dot{m}_p is fixed the area A_{th} and its diameter D_{th} are both calculated. Since $P_{7p} = P_{7s}$ (assumption a5) it is possible to continue the procedure in order to determine the conditions of the primary stream at state (7p) and to calculate the area A_{7p} from mass conservation as well as the corresponding diameter D_{7p} . From $A_7 = A_{7p} + A_{7s}$ it is then possible to calculate the diameter D_7 . The isentropic efficiency of the primary stream expansion from (4) to (7p) can then also be determined. The area A_a and the corresponding diameter D_a at the entrance of the nozzle is also determined during this operation by assuming that the velocity V_a is 7% of the velocity at the throat (th) for the reasons mentioned earlier. With this assumption all the properties at state (a) can be determined.

Since for a pure fluid the partial derivative of the pressure with respect to density at constant entropy is a state function it is possible to calculate the speed of sound at cross-sections (a), (th), (7p), (b) and (7s) as well as the corresponding Mach numbers. Finally, the lengths L_1 and L_2 of the converging-diverging nozzle are obtained from the following relations:

$$L_1 = (D_a - D_{th})/2 \tan(\varphi_1) \quad (2.8a)$$

$$L_2 = (D_{7p} - D_{th})/2 \tan(\varphi_2) \quad (2.8b)$$

2.2.2. Calculation of conditions at the inlet of the constant-area duct

According to assumption a6 the normal shock takes place at the entrance of the constant-area duct where the constant pressure mixing is complete. Therefore the equations expressing mass, energy and momentum conservation for the control volume between cross-sections 7 and (u) immediately upstream of the shock are:

$$\dot{m}_p + \dot{m}_s = V_u A_u / v_u \quad (2.9)$$

$$h_4 + \omega h_6 = (1 + \omega)(h_u + 0.5 V_u^2) \quad (2.10)$$

$$(P_{7p} A_{7p} + \dot{m}_p V_{7p}) + (P_{7s} A_{7s} + \dot{m}_s V_{7s}) - F = (P_u A_u + (\dot{m}_p + \dot{m}_s) V_u) \quad (2.11a)$$

The axial contribution of the wall shear stress to the force F is neglected since the distance between cross-sections (7) and (u) is generally small. On the other hand the axial force due to the constant static pressure acting on the lateral surface of the control volume is $P_u [(A_{7p} + A_{7s}) - A_u]$; therefore the momentum equation for this control volume becomes:

$$V_{7p} + \omega V_{7s} = (1 + \omega) V_u \quad (2.11b)$$

All the terms on the left hand side of Eqs. (2.9), (10) and (2.11b) are known. Therefore V_u is calculated from Eq. (2.11b) and h_u from Eq. (2.10). The other properties (v_u , s_u , C_u , M_u) are calculated from the equation of state from the known values of h_u and $P_u = P_7$. Finally the area A_u is obtained from Eq. (2.9) and the corresponding diameter D_u is used to calculate the length of the mixing chamber:

$$X = (D_7 - D_u) / 2 \tan(\phi_3) \quad (2.12)$$

The conditions at cross-section (d), immediately behind the shock, are calculated from those at (u) noting that $A_u = A_d$, with the following expressions of mass, energy and momentum conservation:

$$\dot{m}_p + \dot{m}_s = V_d A_d / v_d \quad (2.13)$$

$$h_4 + \omega h_6 = (1 + \omega)(h_d + 0.5 V_d^2) \quad (2.14)$$

$$(P_d - P_u) A_d = (\dot{m}_p + \dot{m}_s)(V_u - V_d) \quad (2.15)$$

These three non-linear equations with 4 unknowns (V_d , v_d , h_d and P_d) are coupled with the equation of state relating the specific volume, the enthalpy and the pressure are solved iteratively.

2.2.3. Calculation of conditions at the diffuser inlet

The thermodynamic state at the ejector outlet is known since the back pressure P_1 is fixed (assumption a2) and the corresponding enthalpy h_1 can be calculated from energy conservation between the inlets and the outlet. A procedure analogous to the one used for the

calculation of the secondary expansion is used to determine successive states upstream from state 1. They are obtained by reducing the enthalpy by a fixed small quantity (Eq. (2.16)) and by combining the definition of the polytropic efficiency (Eq. (2.17)) with the mass and energy conservation equations (Eqs. (2.20) and (2.21)) and the relations between the thermodynamic properties of the chosen fluid (Eqs. (2.18) and (2.19)).

$$h_j = h_{j-1} - \Delta h \quad (2.16)$$

$$h_{(j-1),is} = h_j + (\eta_{pol,D} \Delta h) \quad (2.17)$$

$$s_j = s_{(j-1),is} = s(P_{j-1}, h_{(j-1),is}) \quad (2.18)$$

$$P_j = P(h_j, s_j) \text{ and } v_j = v(P_j, h_j) \quad (2.19)$$

$$h_4 + \omega h_6 = (1 + \omega)(h_j + 0.5 V_j^2) \quad (2.20)$$

$$A_j = (\dot{m}_p + \dot{m}_s)(v_j / V_j) \quad (2.21)$$

This procedure is repeated until A_j becomes equal to $A_d = A_u$. The corresponding enthalpy, pressure, entropy, and velocity are those of the mixture at cross-section (8).

The fluid properties and the area at the diffuser exit (state c) are then calculated by choosing a small value for V_c (so that the corresponding kinetic energy can be neglected when analysing the system to which the ejector belongs) and by applying mass and energy conservation as well as the equations between the fluid properties. From the known areas at cross-sections (8 and c) we calculate the corresponding diameters and the length of the diffuser:

$$L_5 = (D_c - D_8) / 2 \tan(\phi_4) \quad (2.22)$$

The isentropic efficiency of the diffuser is then obtained from

$$\eta_{is,D} = (h_{1,is} - h_8) / (h_1 - h_8) \text{ where } h_{1,is} = h(P_1, s_8) \quad (2.23)$$

Finally it is possible to calculate the length of the constant-area duct by combining the momentum equation between cross-sections (d) and (8) where all the fluid properties are known

$$P_d A_d + (\dot{m}_p + \dot{m}_s) V_d - F_f = P_8 A_8 + (\dot{m}_p + \dot{m}_s) V_8 \quad (2.24)$$

with the expression of the pressure difference

$$P_d - P_8 = f (L_4/D_8) (\rho V^2/2) \quad (2.25)$$

Here the density and velocity are the average of the corresponding values at states (d) and (8) and the friction coefficient is calculated from Colebrook's relation using the average value of the Reynolds number and the roughness value (ϵ) for commercial new steel (0.046 mm). According to experimental results by [Keenan *et al.*, 1950] it is recommended that the ratio $(X+L_4)/D_u$ must be between 9 and 16.

It is also possible to calculate the force acting on the fluid between cross-sections (7) and (8) by applying the momentum equation between these cross-sections.

$$P_7 (A_{7p} + A_{7s}) + (\dot{m}_p V_{7p} + \dot{m}_s V_{7s} - F) = P_8 A_8 + (\dot{m}_p + \dot{m}_s) V_8 \quad (2.26a)$$

Eq. 2.26a can also be written in the following form by introducing the mixing efficiency [Liu et Groll, 2013]

$$P_7 (A_{7p} + A_{7s}) + \eta_{\text{mix}} (\dot{m}_p V_{7p} + \dot{m}_s V_{7s}) = P_8 A_8 + (\dot{m}_p + \dot{m}_s) V_8 \quad (2.26b)$$

The relation between the force F and the mixing efficiency, obtained by combining Eqs 2.26a and 2.26b, is:

$$F = (1 - \eta_{\text{mix}}) (\dot{m}_p V_{7p} + \dot{m}_s V_{7s}) \quad (2.26c)$$

The value of the mixing efficiency is between zero and one [Liu et Groll, 2013] resulting in a positive value of F (the force opposes the fluid movement).

2.3. Choice of the working fluid

The model presented in this paper will be used to design and fabricate an ejector for a refrigeration system activated by solar energy. The choice of a suitable working fluid is one of the essential steps in the design of the ejector and, subsequently, in the design and manufacturing of the solar driven refrigeration system. Such a fluid must meet the performance criteria as well as the requirements of safety and environmental protection. It

must also be available at an affordable price. In the present study, the refrigerant R141b ($\text{CH}_3\text{CCl}_2\text{F}$) was chosen. Previous studies [Huang et Chang, 1999a], [Dorantes et Lallemand, 1995] have found that it is suitable for ejector applications. Furthermore, R141b has a positive-slope saturated-vapor line in the temperature-entropy diagram and therefore does not require superheating. Its critical temperature and pressure are respectively 204.2 °C and 4205 kPa. Its normal boiling point is 32 °C. Its ODP (Ozone depletion potential) value is 0.1 proving that it has a negligible impact on the environment, while its GWP (Global warming potential) value is 725 which is quite acceptable for the application under consideration.

2.4. Comparison with other models and validation

The equations used in the present model express the principles of mass, energy and momentum conservation and have been used in all the published studies. The assumptions a1, a3, a4 and a7 have been used in most cited articles. The inputs used for the design (assumption a2) are analogous to those used in many previous studies [Chunnanond et Aphornratana, 2004a]. Pressure equality at the exit of the converging-diverging nozzle (assumption a5) has been used before [Keenan *et al.*, 1950], [Eames *et al.*, 1995]. Mixing with constant pressure (assumption a6) has been used in many studies and has been shown to result in better performance than constant area mixing [Chunnanond et Aphornratana, 2004a]. The assumption that mixing is complete at the end of the converging duct has also been used before [Eames *et al.*, 1995], [Arbel *et al.*, 2003] while the one regarding the position of the normal shock is a design choice analogous to those used in other studies [Chunnanond et Aphornratana, 2004a]. The assumption of a constant polytropic efficiency for the acceleration/deceleration processes has been used only twice before in recent studies realised by our research group [Galanis et Sorin, 2016], [Samaké *et al.*, 2015]. The fluid in each of these three studies is different (R141b in the present case, a perfect gas in [Galanis et Sorin, 2016] and H_2O in [Samaké *et al.*, 2015]). They all use as inputs the stagnation conditions and mass flowrates of the primary and secondary fluids; the present one and the one by [Samaké *et al.*, 2015] also fix the back pressure while in the one by [Galanis et Sorin, 2016] the back pressure is calculated (it is maximised for the chosen entrainment ratio). All three studies also fix the values of the polytropic efficiency for the acceleration and deceleration processes; the mixing efficiency is calculated in the present study and in [Galanis et Sorin, 2016] while it is

fixed in [Samaké *et al.*, 2015]. The friction coefficient is fixed in [Galanis et Sorin, 2016] while in the present case and in [Samaké *et al.*, 2015] it is calculated from the prevailing flow conditions. In the present case and in [Galanis et Sorin, 2016] the pressure equality is assumed to take place at the exit of the converging-diverging nozzle; in [Samaké *et al.*, 2015] this equality is assumed to occur at a hypothetical throat, as proposed in [Munday et Bagster, 1977], situated between cross-section 7 and the entrance of the constant-area duct. The mixing process is assumed to be complete at the entrance of the constant area duct in all three cases; the mixing is assumed to take place at constant pressure in the present case and in [Galanis et Sorin, 2016] but not in [Samaké *et al.*, 2015] where both the area and pressure vary during mixing. Finally, in the present case and in [Galanis et Sorin, 2016] the normal shock is supposed to occur at the entrance of the constant area duct while in [Samaké *et al.*, 2015] it occurs at an intermediate position between the beginning and end of the constant-area duct.

Validation of the model described in section 3 was obtained by comparison with the experimental results published by [Huang *et al.*, 1999b] who tested 11 ejectors with R141b. Their experimental setups include different combinations of two converging-diverging nozzles ($D_{th} = 2.64$ mm, $D_{7p} = 4.50$ mm and $D_{th} = 2.82$ mm, $D_{7p} = 5.10$ mm) and four constant-area ducts (D_8 between 6.70 and 9.20 mm). Data were collected for critical operation where both the primary and the secondary streams are choked ($\omega = \text{constant}$). The fluid at both inlets was always saturated vapour and the operating conditions included four values of P_4 (from 400 kPa to 604 kPa) and two values of P_6 (40 kPa and 47 kPa). For each of these eight combinations the experimental results include ω and T_1 (experiments were made with saturated fluid at the ejector outlet so that P_1 was also known). The primary fluid flowrate \dot{m}_p was calculated from this data using equation (1) of [Huang *et al.*, 1999b] and the secondary fluid flowrate \dot{m}_s was obtained by multiplying \dot{m}_p with the experimental value of ω . These experimental values of P_6 , T_6 , P_4 , T_4 , \dot{m}_p , \dot{m}_s and P_1 were then introduced in the proposed thermodynamic model which calculated the dimensions of the ejector according to the procedure illustrated in Figure 2.4. For these calculations the value of the three polytropic efficiencies was set equal to 0.9.

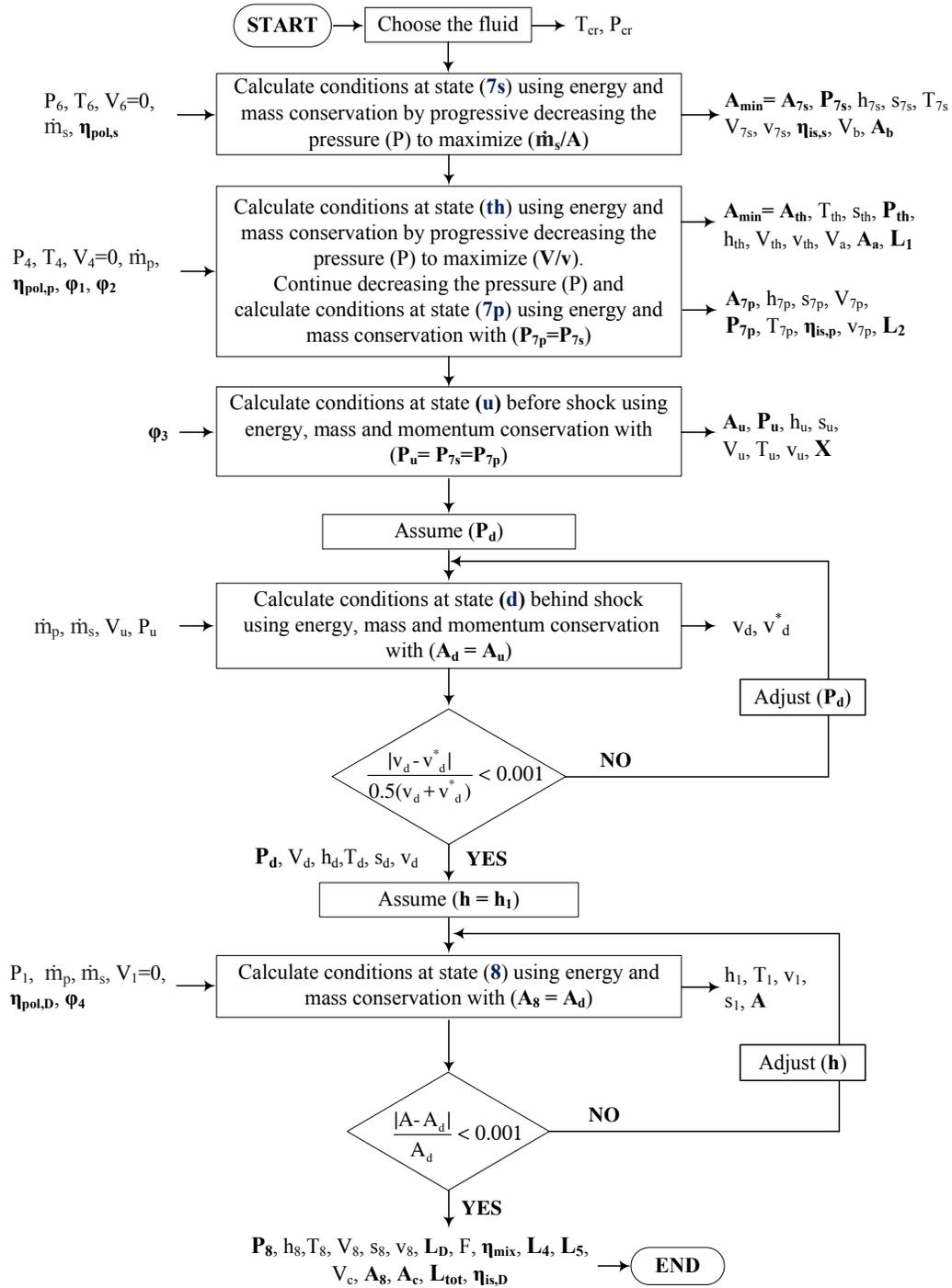


Figure 2.4 Procedure for the calculation of ejector dimensions and operating conditions

The comparison of the predicted dimensions with experimental values is limited to the values of A_{th} and A_8 since [Huang *et al.*, 1999b] did not specify any other dimensions (and in particular no lengths) of the ejectors. Table 2.1 provides a comparison of the experimental and

numerically predicted values of A_{th} for four different inlet conditions. The agreement is excellent for all four operating conditions (the maximum difference is 1.5% of the experimental value). Figure 2.5 compares the constant-diameter duct area used in Huang's experiments with the value calculated by the present model for eight different combinations of inlet conditions. It also shows good agreement with differences ranging between -15.7% and 9.1%.

Table 2.1 Comparison of measured and calculated throat areas

P_4 (kPa)	Measured area (mm ²) [Huang <i>et al.</i> , 1999b]	Calculated area (mm ²)	Difference (%)
604	6.246	6.152	1.5
604	5.474	5.392	1.5
538	5.474	5.411	1.2
465	5.474	5.434	0.7
400	5.474	5.455	0.3

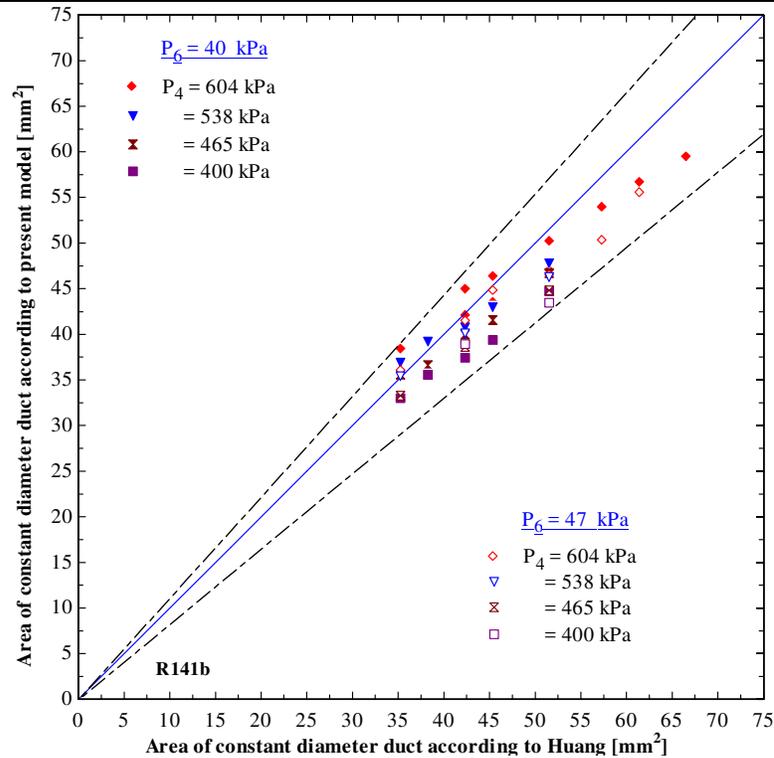


Figure 2.5 Comparison of experimental and numerical area of the constant-diameter duct

In view of these comparisons we consider that the proposed model is novel and reliable. In the following sections it is therefore used to investigate the effects of different parameters on the ejector dimensions.

2.5. Base case results and discussion

The proposed model was solved with the software Engineering Equation Solver EES [Klein, 2009] which combines the numerical solution of nonlinear algebraic equations with the calculation of the thermodynamic properties of many organic, natural and synthetic fluids. The operating parameters used by [Huang *et al.*, 1999b], [Huang *et al.*, 1998] are taken for the base case with the difference that the primary stream is slightly superheated $\Delta T_{sh} = 5$ °C for more safety in the nozzle. The results were then obtained for the following design conditions: The pressure and temperature of the superheated primary stream are respectively $P_4 = 604.9$ kPa ($T_{4sat} = 95$ °C) and $T_4 = 100$ °C, the pressure of the saturated secondary fluid is $P_6 = 39.9$ kPa ($T_{6sat} = 8$ °C) and the back pressure is $P_1 = 100$ kPa; the flowrates of the primary and secondary stream are respectively $\dot{m}_p = 0.0142$ kg/s and $\dot{m}_s = 0.00639$ kg/s ($\omega = 0.45$) and the polytropic efficiencies are $\eta_{pol,p} = \eta_{pol,s} = \eta_{pol,D} = 0.90$. Finally, the half-angles of the converging and diverging ducts are $\varphi_1 = 10^\circ$, $\varphi_2 = 3^\circ$, $\varphi_3 = 5^\circ$ and $\varphi_4 = 4^\circ$.

Table 2.2 Dimensions and efficiencies of the ejector for the base case

Diameters (mm)	Lengths (mm)	Efficiencies
$D_a = 8.251$	$L_1 = 15.4$	$\eta_{is,p} = 0.9134$
$D_{th} = 2.810$	$L_2 = 35.4$	$\eta_{is,s} = 0.9019$
$D_{7p} = 6.518$	$X = 4.2$	$\eta_{is,D} = 0.8999$
$D_7 = 9.527$	$L_4 = 146.0$	$\eta_{mix} = 0.9057$
$D_u = D_d = D_8 = 8.794$	$L_5 = 121.6$	
$D_c = 25.803$	$L_{tot} = 322.6$	
	$L_4/D_8 = 16.6$	
	$(L_4 + X)/D_8 = 17.1$	

Table 2.2 shows the calculated ejector dimensions and efficiencies for the base case while Table 2.3 shows the corresponding fluid properties at the main ejector cross-sections. We note that for these conditions the length of the constant-area duct and of the diffuser represent approximately 45% and 38% of the total length respectively. The isentropic efficiencies of the primary and secondary expansions are higher than the assumed values of the polytropic efficiency while that of the diffuser is lower than $\eta_{\text{pol,D}}$. These results are consistent with corresponding analytical expressions for perfect gases [Dixon, 1998]. Furthermore the isentropic efficiency of the secondary stream is lower than that of the primary expansion in accordance to the corresponding pressure ratios (from Table 2.3: $P_4/P_{7p} = 25.9$ while $P_6/P_{7s} = 1.71$) as expected [Dixon, 1998].

Table 2.3 Calculated flow properties at different ejector cross-sections for the base case

States	P (kPa)	T (°C)	V (m/s)	Ex (kW)	m (kg/s)	M (-)	Phase
4	604.9	100.0	0.0	0.765	0.01420	0.000	Superheated
a	603.382	99.91	10.183	0.765	0.01420	0.067	Superheated
th	363.906	82.82	145.5	0.751	0.01420	0.943	Superheated
7p	23.370	6.40	357.9	0.674	0.01420	2.432	Superheated
6	39.9	8.00	0.0	-0.037	0.00639	0.000	Sat. Vapor
b	39.798	7.92	9.494	-0.037	0.00639	0.081	Sat. Vapor
7s	23.370	-3.98	135.6	-0.044	0.00639	0.939	Mixt. Liq.-Vap.
u	23.370	10.03	288.9	0.517	0.02059	1.951	Superheated
d	92.527	61.20	84.9	0.354	0.02059	0.537	Superheated
8	84.758	60.20	92.5	0.330	0.02059	0.585	Superheated
c	99.836	65.70	9.252	0.322	0.02059	0.058	Superheated
1	100.0	65.80	0.0	0.322	0.02059	0.000	Superheated

The results of Table 2.3 clearly show that the acceleration of the primary and secondary streams illustrated by the increase of the velocity and Mach number result in decreases of the pressure, temperature and exergy flow. They also show that the pressure increase across the shock (from P_u to P_d) is more important than that in the diffuser (from P_8 to P_1). Furthermore, the kinetic energy at cross-sections a, b and c is smaller than 0.02% of the corresponding enthalpy and can therefore be neglected when analysing the refrigeration

system. The highest exergy losses occur during mixing between cross-sections (7-u) and across the normal shock between cross-sections u-d. It is interesting to note that at the primary and secondary throats (cross-sections (th and 7s) respectively) the predicted Mach number is lower than one although the corresponding mass flowrate per unit area is maximum. This interesting result has been noted before for irreversible flow and is a direct result of the second law of thermodynamics [Galanis et Sorin, 2016].

2.6. Parametric studies

In this section we examine the effects of inlet and outlet conditions as well as those of the polytropic efficiencies on the dimensions of the ejector and on the isentropic and mixing efficiencies. The results are calculated by keeping all, except one, design variables equal to the corresponding values of the base case.

2.6.1. Effects of the primary flow inlet pressure

Table 2.4 presents the ejector dimensions and efficiencies for three values of P_4 . The middle column for $P_4 = 604.9$ kPa reproduces the results of the base case given in Table 2.2. The results show that all the diameters, except D_c , increase when P_4 decreases. In the case of the converging-diverging nozzle this tendency is consistent with analytical relations for perfect gas flow [Khoury *et al.*, 1967], [Galanis et Sorin, 2016] which show that for a fixed mass flowrate the product of the inlet pressure and the throat area is constant. Due to the simultaneous change of the primary nozzle diameters, when P_4 decreases the length L_1 of its converging part increases while the length L_2 of its diverging part decreases; as a result the total length of this nozzle is essentially independent of P_4 . These effects on the dimensions of the converging-diverging nozzle are however rather small. The effects of P_4 on D_c and L_5 are also small. On the other hand the effect of P_4 on the length of the constant-area duct L_4 is important. This length decrease significantly as P_4 decreases and as a result the total length of the ejector for $P_4 = 464.9$ kPa is approximately 57% of that for the base case. In the case of L_5 the decrease is a direct result of the changes in D_c . The decrease of L_4 is due to the fact that as P_4 decreases the conditions at 8 approach those behind the shock as illustrated in Figure 2.6; therefore according to Eq. 2.25 the length L_4 tends to zero.

Table 2.4 Effects of the primary inlet pressure (P_4) on ejector dimensions and efficiencies

D, L, X (mm)	P_4 (kPa)		
	650.0	604.9	464.9
D_a	7.935	8.251	9.491
D_{th}	2.706	2.810	3.223
D_{7p}	6.466	6.518	6.719
D_7	9.492	9.527	9.666
$D_8 = D_u = D_d$	8.744	8.794	8.990
D_c	25.592	25.803	26.577
L_1	14.8	15.4	17.8
L_2	35.9	35.4	33.4
X	4.3	4.2	3.9
L_4	180.7	146.0	1.8
L_5	120.5	121.6	125.8
L_{tot}	356.2	322.6	182.7
(L_4/D_8)	20.7	16.6	0.2
$(L_4 + X)/D_8$	21.2	17.1	0.6
$\eta_{is,p}$	0.9138	0.9134	0.9122
$\eta_{is,s}$	0.9019	0.9019	0.9019
$\eta_{is,D}$	0.8999	0.8999	0.8999
η_{mix}	0.8928	0.9057	0.9596

The results of Table 2.4 also indicate that P_4 has no effect on the isentropic efficiency of the secondary stream acceleration and of the mixture deceleration in the diffuser. This numerical observation is easily justified in the case of $\eta_{is,s}$ since its value depends on the corresponding polytropic efficiency and on the pressure ratio P_6/P_{7s} which are both constant for all values of P_4 . In the case of $\eta_{is,D}$ however the values should have been different because the corresponding pressure ratio P_1/P_8 varies with P_4 ; however the variation of this pressure ratio is very small and its effect on $\eta_{is,D}$ is not visible in Table 2.4. On the other hand the isentropic efficiency of the primary stream acceleration decreases as P_4 decreases since under these circumstances P_{7p} , which is equal to P_{7s} , is always the same and therefore the pressure ratio P_4/P_{7p} decreases as P_4 decreases. Finally, the results of Table 2.4 show that the mixing

efficiency increases and tends towards one as P_4 decreases. This tendency can be explained since, as mentioned before, the conditions at 8 approach those behind the shock and therefore according to Eq. 2.26b the mixing efficiency must approach one.

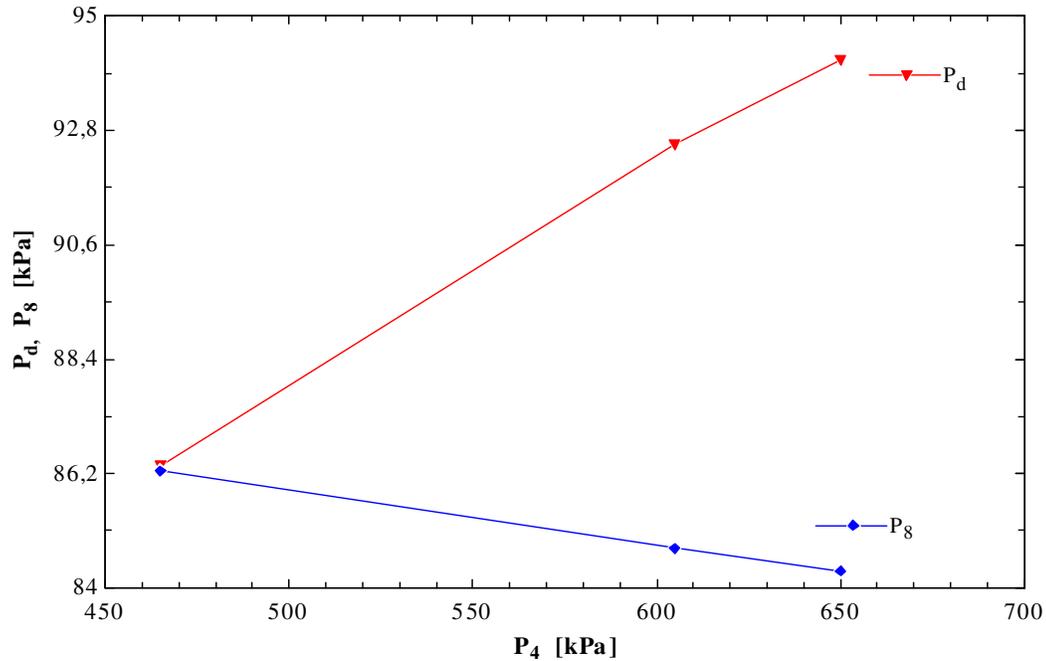


Figure 2.6 Variation of P_d and P_8 with P_4

2.6.2. Effects of the secondary flow inlet pressure

Table 2.5 presents the ejector dimensions and efficiencies for three values of P_6 . The middle column for $P_6 = 39.9$ kPa reproduces the results of the base case given in Table 2.2. These results show that, as expected, the diameters of the primary stream at cross-sections “a” and “th” and, therefore L_1 , are not influenced by P_6 . On the other hand D_{7p} and D_7 decrease as P_6 increases since P_{7s} (which is equal to P_{7p}) increases; since D_{7p} decreases it follows from Eq. (2.8b) that L_2 also decreases. Both dimensions of the diffuser as well as the diameter of the constant-area duct decrease as P_6 increases; the length of the constant-area duct increases considerably when P_6 increases because the corresponding pressure difference between cross-sections “d” and 8 increases. As a result the total length of the ejector more than doubled when P_6 increases from 37.9 kPa to 47.2 kPa.

Table 2.5 Effects of the secondary inlet pressure (P_6) on ejector dimensions and efficiencies

D, L, X (mm)	P_6 (kPa)		
	37.9	39.9	47.2
D_a	8.252	8.251	8.251
D_{th}	2.810	2.810	2.810
D_{7p}	6.650	6.518	6.107
D_7	9.745	9.527	8.854
$D_8 = D_u = D_d$	8.982	8.794	8.210
D_c	26.566	25.803	23.056
L_1	15.4	15.4	15.4
L_2	36.6	35.4	31.5
X	4.4	4.2	3.7
L_4	59.4	146.0	356.5
L_5	125.8	121.6	106.2
L_{tot}	241.6	322.6	513.3
(L_4/D_8)	6.6	16.6	43.4
$(L_4 + X)/D_8$	7.1	17.1	43.9
$\eta_{is,p}$	0.9136	0.9134	0.9127
$\eta_{is,s}$	0.9019	0.9019	0.9020
$\eta_{is,D}$	0.8999	0.8999	0.8993
η_{mix}	0.9378	0.9057	0.8175

The isentropic efficiency of the primary fluid acceleration and the deceleration processes decrease slightly as P_6 increases because the corresponding pressure ratio for these two processes decrease under these circumstances. On the other hand the isentropic efficiency for the secondary fluid acceleration remains essentially constant because the corresponding pressure ratio is almost constant. Finally, as P_6 increases the mixing efficiency decreases significantly due to the previously mentioned increased difference between conditions at cross-sections “d” and 8 (cf. Eq. (25)).

2.6.3. Effects of the back pressure

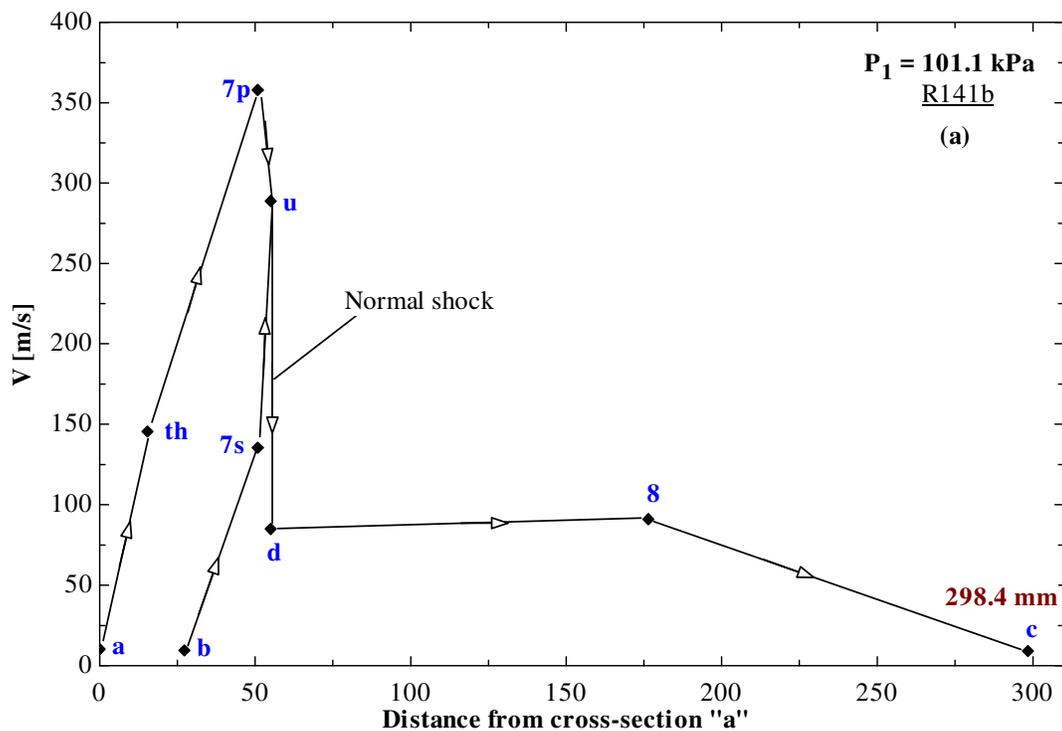
Table 2.6 presents the ejector dimensions and efficiencies for five values of P_1 . The next to last column for $P_1 = 100$ kPa reproduces the results of the base case given in Table 2.2. These results show that the diameters D_a , D_{th} , D_{7p} , D_7 and $D_u = D_d$ as well as the lengths L_1 , L_2 and X are independent of the back pressure. This numerical observation is justified since the effects of the outlet pressure cannot be felt upstream of the normal shock. For this reason the isentropic efficiency of the two acceleration processes are independent of P_1 as illustrated by the corresponding numerical values.

Table 2.6 Effects of the back pressure (P_1) on ejector dimensions and efficiencies

D, L, X (mm)	P_1 (kPa)				
	85.0	90.0	95.0	100.0	101.1
D_a	8.251	8.251	8.251	8.251	8.251
D_{th}	2.810	2.810	2.810	2.810	2.810
D_{7p}	6.518	6.518	6.518	6.518	6.518
D_7	9.527	9.527	9.527	9.527	9.527
$D_8 = D_u = D_d$	8.794	8.794	8.794	8.794	8.794
D_c	24.402	25.033	25.479	25.803	25.858
L_1	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4
L_2	35.4	35.4	35.4	35.4	35.4
X	4.2	4.2	4.2	4.2	4.2
L_4	465.0	362.5	256.4	146.0	121.4
L_5	111.6	116.1	119.3	121.6	122.0
L_{tot}	631.6	533.6	430.7	322.6	298.4
(L_4/D_8)	52.9	41.2	29.2	16.6	13.8
$(L_4 + X)/D_8$	53.4	41.7	29.6	17.1	14.3
$\eta_{is,p}$	0.9134	0.9134	0.9134	0.9134	0.9134
$\eta_{is,s}$	0.9019	0.9019	0.9019	0.9019	0.9019
$\eta_{is,D}$	0.8989	0.8993	0.8997	0.8999	0.8999
η_{mix}	0.7929	0.8280	0.8657	0.9057	0.9147

Furthermore, under the present conditions, the pressure P_d is constant while P_8 increases when P_1 increases. Since the length L_4 is proportional to the pressure difference $P_d - P_8$ it follows that L_4 decreases and the mixing efficiency increases as P_1 increases; these deductions are reflected by the numerical results in Table 2.6. Finally we note that within the investigated range of the back pressure the length of the diffuser does not vary much. Therefore the variation of the ejector total length is determined by that of L_4 . Thus when the back pressure increases from 85 kPa to 101.1 kPa the total length decreases by approximately 53% and the ratio $(L_4 + X)/D_8$ decreases from 53.3 to 14.3.

According to [Keenan *et al.*, 1950] as well as ASHRAE (as reported by [Alexis, 2004]) the value of the ratio $(L_4 + X)/D_8$ should be between 9 and 16 for satisfactory operation of the ejector. Based on these recommendations it is decided that for the inlet conditions of the base case the back pressure should be 101.1 kPa. The corresponding dimensions and efficiencies of the ejector are those shown in the last column of Table 2.6. The length of the primary nozzle; the constant-area duct and the diffuser represent approximately 17%, 41% and 41% of the total length with the balance corresponding to the distance X .



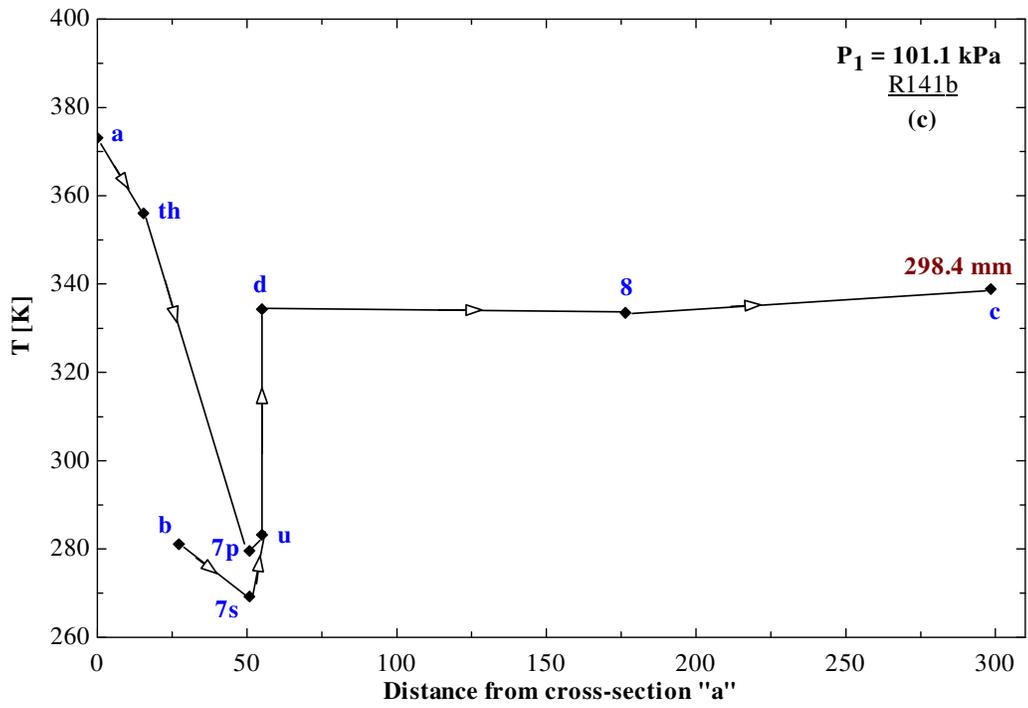
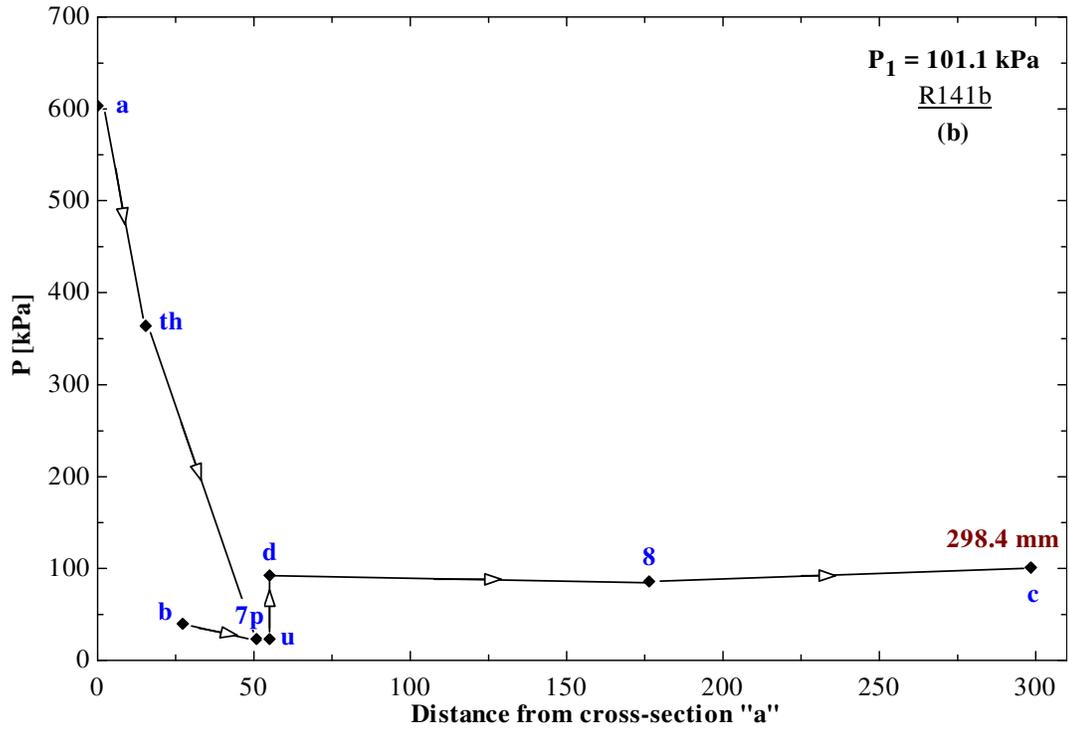


Figure 2.7 Axial evolution of velocity (a), pressure (b) and temperature (c) for the design conditions

Figure 2.7 illustrates the axial evolution of the velocity, pressure and temperature for this ejector and operating conditions. The calculated results at 9 important cross-sections of the ejector (a, th, 7p, b, 7s, u, d, 8, c) have been connected with straight lines as in other published studies; therefore the intermediate states are only qualitatively valid. They clearly show the conversion of thermal to kinetic energy during the acceleration of the primary and secondary fluids. They also show that the conditions are not uniform at cross-section 7 even though the pressure of the two streams is the same. Finally, they illustrate the fact that the compression achieved across the normal shock is more important than the one in the diffuser despite the considerable velocity decrease occurring between cross-sections 8 and c.

2.6.4. Relation between exergy losses and mixing efficiency

The specific exergy at the inlets and outlet of the ejector is calculated from:

$$e = (h - h_0) - T_0(s - s_0) \quad (27a)$$

where the dead state corresponds to $T_0 = 288$ K and $P_0 = 101$ kPa. The total exergy destruction for the ejector is therefore given by:

$$\Delta Ex = (\dot{m}_p e_4 + \dot{m}_s e_6) - (\dot{m}_p + \dot{m}_s) e_1 \quad (27b)$$

Figure 2.8 shows this quantity as a function of the mixing efficiency for the three cases analysed in sections 2.6.1, 2.6.2 and 2.6.3. It shows that ΔEx decreases linearly when η_{mix} increases. The three lines go through a common point which corresponds to the base case. When P_4 and P_6 decrease ΔEx decreases while η_{mix} increases. On the other hand when the back pressure P_1 decreases ΔEx increases and η_{mix} decreases.

This remarkable relation between ΔEx which is calculated for the entire ejector and η_{mix} which depends only on the properties at cross-sections 7 and 8 is reported for the first time. It suggests that the mixing efficiency should not be assumed constant as in many studies reviewed by [Liu et Groll, 2013].

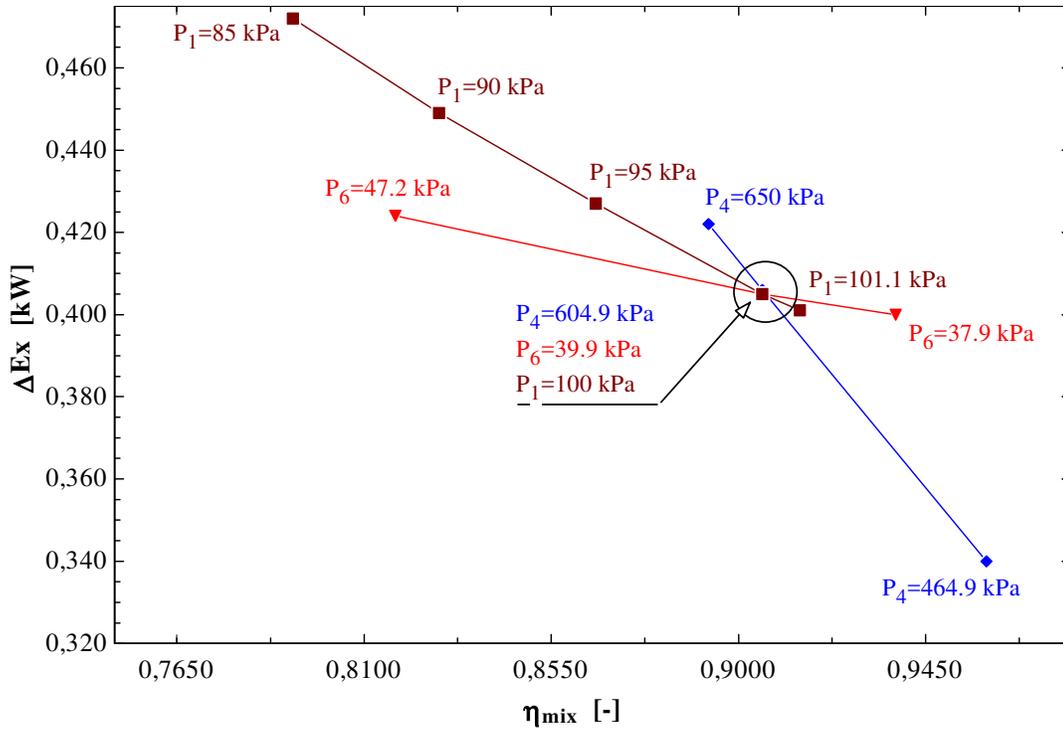


Figure 2.8 Total exergy destruction versus mixing efficiency

2.6.5. Effects of the polytropic efficiency

Table 2.7 presents the dimensions and efficiencies of the ejector for the operating conditions of the base case and three different values of the polytropic efficiency which is assumed to be the same for the acceleration and deceleration processes. The middle column for $\eta_{pol} = 0.90$ reproduces the results of the base case given in Table 2.2. These results show that all the diameters of the ejector as well as the lengths L_1 , L_2 , X and L_5 decrease when the polytropic efficiency increases; they are minimum for reversible flow although their variation is not considerable. On the other hand, the length of the constant-area duct increases more than fourfold as the polytropic efficiency increases from 0.88 to 1 because the pressure difference between cross-sections “d” and 8 increases. As a result the total length of the ejector more than doubles while the ratio $(L_4+X)/D_8$ more than quadruples. Thus, despite the decrease of the diameters, the ejector becomes more bulky when the polytropic efficiency increases. The reason for these effects can be explained by referring to the corresponding variation of the thermodynamic properties at cross-sections (7, u, d and 8). At states (7 and u) these properties vary very little with the pressure decreasing slightly as the polytropic efficiency increases. As

a result the pressure P_d behind the shock increases by about 15%. The properties at 8 also vary considerably with the pressure decreasing by about 10% as the polytropic efficiency increases. Therefore $(P_d - P_8)$ increases more than threefold between the base and isentropic cases causing a corresponding increase of L_4 .

Table 2.7 Effect of polytropic efficiencies (η_{pol}) on ejector dimensions and efficiencies

D, L, X (mm)	η_{pol}		
	0.88	0.90	1.0
D_a	8.296	8.251	8.040
D_{th}	2.827	2.810	2.732
D_{7p}	6.569	6.518	6.276
D_7	9.592	9.527	9.222
D_8	8.854	8.794	8.510
D_c	26.116	25.803	24.059
L_1	15.5	15.4	15.1
L_2	35.7	35.4	33.8
X	4.2	4.2	4.1
L_4	89.2	146.0	404.6
L_5	123.4	121.6	111.2
L_{tot}	268.0	322.6	568.8
(L_4/D_8)	10.1	16.6	47.5
$(L_4 + X)/D_8$	10.6	17.1	48.0
$\eta_{is,p}$	0.8958	0.9134	1.0
$\eta_{is,s}$	0.8823	0.9019	1.0
$\eta_{is,D}$	0.8799	0.8999	1.0
η_{mix}	0.9250	0.9057	0.8169

As expected, the value of the three isentropic efficiencies increases when the polytropic efficiency increases and the acceleration / deceleration processes become isentropic when the polytropic efficiency is equal to 1. On the other hand the mixing efficiency decreases considerably when the polytropic efficiency increases; this can be explained by referring to Eq. 2.26b and noting that, as mentioned before, the properties at cross-section (7) vary little

while the pressure at cross-section (8) decreases considerably and the corresponding velocity increases.

The total exergy destruction is independent of the polytropic efficiency since the inlet and outlet conditions remain the same. It is however important to note that for the conditions under investigation the combination of isentropic accelerations and deceleration is not desirable since it results in an extremely long ejector.

2.7. Conclusions

The proposed ejector design model incorporates two important innovations: it uses polytropic efficiencies (rather than constant isentropic efficiencies as in all previous studies which do not make the assumption of reversible accelerations/decelerations) and does not impose a fixed value of the mixing efficiency but determines it from the calculated flow conditions. Its results include all the ejector dimensions unlike previous ones which determined only some diameters and did not include a methodology for the determination of the lengths of its parts (in particular none of the published studies describe an explicit method for the calculation of the constant-area duct length).

The model has been validated and used to analyse the effects of inlet and outlet pressures as well as of the polytropic efficiency on the dimensions of ejectors and on the efficiency of the processes taking place herein. The main conclusions of this parametric study are:

- Most of the exergy losses occur during mixing and across the normal shock; in light of this observation and since the ejector becomes bulkier as the polytropic efficiency increases its dimensions should not be determined for isentropic accelerations/decelerations.
- High values of the primary and secondary inlet pressures result in very high values of the ejector total length and low values of the mixing efficiency (or, equivalently, high exergy losses); they should therefore be avoided.
- The total exergy losses increase linearly with decreasing mixing efficiency.

- Low values of the back pressure result in very high values of the ejector total length and low values of the mixing efficiency (or, equivalently, high exergy losses); they should therefore be avoided.

CHAPITRE 3 MODÉLISATION ET CONCEPTION PRÉLIMINAIRE D'UN SYSTÈME DE RÉFRIGÉRATION SOLAIRE À ÉJECTEUR

Auteurs et affiliation:

M. KHENNICH: étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

N. GALANIS: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

M. SORIN: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

J. A. FORTIN: ingénieur, Rackam (Chaleur de procédé solaire industrielle), Sherbrooke.

Date d'acceptation: 20 Mars 2015

État de l'acceptation: version finale publiée

Revue: Le Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la Thermique des Systèmes (CIFQ2015), Sherbrooke, Canada

Référence: [Khennich *et al.*, 2015]

Titre anglais: Modelling and preliminary design of solar-driven ejector refrigeration system.

Résumé

Le système étudié comprend un capteur solaire cylindro-parabolique avec du XcelTherm500 comme fluide caloporteur, un réservoir de stockage à chaleur sensible et le sous-système de réfrigération à éjecteur avec du R152a comme réfrigérant; son évaporateur fournit la charge utile en refroidissant un courant d'air à une température d'environ 3 °C tandis que son condenseur rejette la chaleur à un courant d'eau d'environ 10 °C. L'article décrit tout d'abord la modélisation du capteur cylindro-parabolique (à partir des résultats expérimentaux) compatible avec le logiciel TRNSYS qui sera utilisé pour analyser la performance annuelle du système. Il présente ensuite la modélisation et conception préliminaire du sous-système de réfrigération à éjecteur; en particulier on détermine les principales dimensions de l'éjecteur ainsi que les conditions d'opération au point de design en spécifiant la charge de réfrigération et les températures des fluides externes qui alimentent le générateur, le condenseur et l'évaporateur. Finalement il présente une analyse exergetique de l'écoulement dans l'éjecteur.

Mots clés : Conception d'éjecteur, Système de réfrigération solaire, modificateur de l'angle d'incidence, collecteur solaire cylindro-parabolique, modélisation TRNSYS.

Nomenclature

Symboles :

A	Surface, (cm^2)
a_0 - a_2	Coefficients de l'équation (2)
b_0 , b_1	Paramètres de l'IAM approximatif
DT	Différence de température, ($^{\circ}C$)
e	Exergie, (kJ/kg)
GWP	Potentiel de réchauffement global
h	Enthalpie, (kJ/kg)
I	Irradiation (irradiance) solaire directe
IAM	Modificateur de l'angle d'incidence (IAM=K)
ODP	Potentiel d'appauvrissement de la couche d'ozone
P	Pression, (kPa)
s	Entropie spécifique, ($kJ/kg.K$)
Vel	Vitesse, (m/s)

Lettres grecques :

η	Efficacité, Rendement
θ	Angle incident, ($^{\circ}$)
Δ	Différence

Indices / Exposants :

0	État d'équilibre
1,2..	États thermodynamiques du cycle
amb	Ambiant
app	approximatif
Col	Col de la tuyère
Coll.	Collecteur solaire
Co	Condenseur
d	Diffuseur

Ev	Évaporateur
ex	Exergétique
exp	Expérimental
Ge	Générateur
in	Entrée
mix	Mélange
p	Primaire
s	Secondaire

3.1. Introduction

La réfrigération dans les procédés industriels, la climatisation des bâtiments et la réfrigération des produits périssables sont des pratiques courantes dans le monde entier. Dans les pays industrialisés, la consommation d'énergie de ces installations représente une part non négligeable de la consommation énergétique totale. Au Canada, par exemple, environ 10 % de la consommation d'énergie annuelle totale est utilisée pour ces opérations.

Les systèmes utilisés pour réaliser l'extraction de la chaleur d'un réservoir à basse température sont entraînés mécaniquement (systèmes à compression de réfrigérants sous forme de vapeur) ou thermiquement (systèmes d'absorption ou systèmes à éjecteur). Les premiers constituent la grande majorité des installations industrielles, commerciales et résidentielles, mais les deuxièmes suscitent beaucoup d'intérêt car ils peuvent être activés par des sources d'énergies renouvelables comme le solaire ou par la chaleur résiduelle industrielle à basse température, [Chunnanond et Aphornratana, 2004a]. [Dahmani *et al.*, 2011] ont proposé une méthode de conception pour systèmes de réfrigération à éjecteur avec capacité de réfrigération fixe et fonctionnant avec des températures fixes des fluides extérieurs qui entrent au générateur, au condenseur et à l'évaporateur. Pour une combinaison particulière de ces quatre paramètres les résultats établissent l'existence de valeurs optimales de la pression du réfrigérant dans le générateur (P_{Ge}) et de la différence de température dans les échangeurs de chaleur (DT) qui minimisent la conductance thermique totale du système. Les valeurs optimales de (P_{Ge}) et (DT) sont particulièrement intéressantes car elles donnent des valeurs élevées du coefficient de performance (COP) et de l'efficacité exergetique du système. Elles ont été déterminées pour quatre réfrigérants (R134a, R152a, R290 et R600a).

Le présent article décrit un système de réfrigération à éjecteur actionné par l'énergie solaire recueillie par des capteurs cylindro-paraboliques et sa modélisation selon TRNSYS. On présente le modèle de ces capteurs développé à partir de données expérimentales ainsi que celui du système de réfrigération qui détermine ses conditions d'opération ainsi que les dimensions de l'éjecteur. Une analyse exergetique permet de quantifier les principales sources d'irréversibilités.

3.2. Description du système

La Figure 3.1 présente le schéma du système de réfrigération solaire étudié. Il comporte quatre boucles. La première comprend un capteur solaire cylindro-parabolique et un réservoir de stockage à chaleur sensible avec du (XcelTherm500), une huile thermique fonctionnelle dans une marge de température entre $-62,2\text{ °C}$ et 260 °C . La seconde relie le réservoir de stockage avec le générateur de vapeur du sous-système de réfrigération à éjecteur et comprend une source de chaleur d'appoint. La chaleur transférée au réfrigérant sert à faire fonctionner l'éjecteur qui est utilisé comme compresseur thermique pour générer du froid. La troisième est le sous-système de réfrigération à éjecteur avec du R152a comme réfrigérant; son évaporateur fournit la charge utile en refroidissant un courant d'air à une température d'environ 3 °C . Le transfert de chaleur entre l'air et le réfrigérant se fait à l'aide de la quatrième boucle dans laquelle circule un fluide externe (MEG45%). Le condenseur du sous-système de réfrigération rejette ensuite la chaleur à un courant d'eau d'environ 10 °C .

Le principal objectif de la présente étude est de créer un modèle de ce système dans TRNSYS afin d'analyser l'effet de ses caractéristiques (dimensions du capteur, volume du réservoir de stockage, charge de réfrigération, etc.) sur sa performance annuelle pour différentes conditions climatiques.

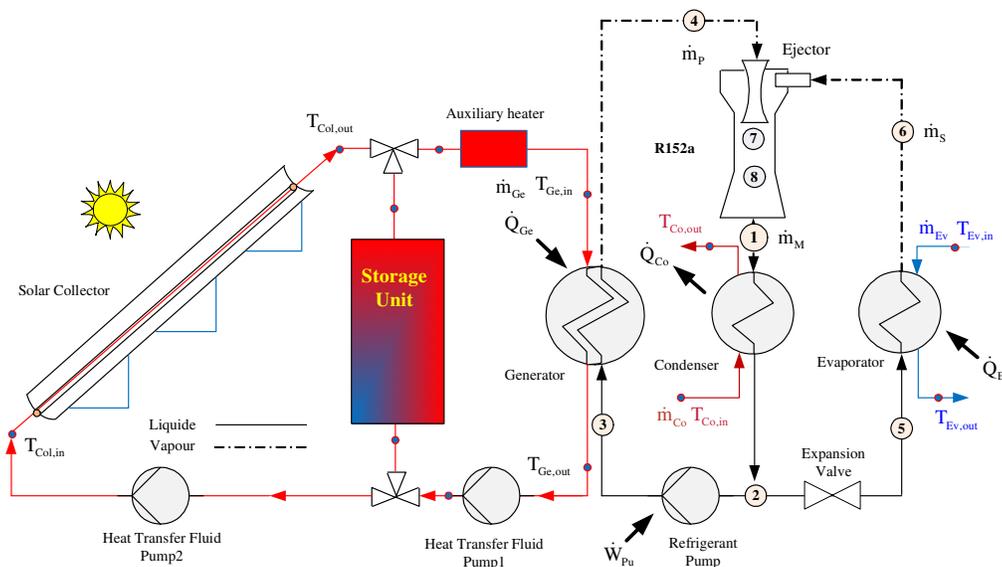


Figure 3.1 Schéma du système étudié

3.3. Modélisation du capteur solaire cylindro-parabolique

Avant de procéder à la modélisation du système, il est nécessaire de développer un modèle pour le collecteur cylindro-parabolique compatible avec TRNSYS. Pour ce faire, on a choisi dans la bibliothèque de TRNSYS le Type1 (efficacité quadratique) et le Mode2 (modificateur de l'angle d'incidence (IAM) de second ordre) qui sont basés sur les arguments suivants. Une équation générale décrivant l'efficacité thermique d'un collecteur solaire peut être obtenue à partir de l'équation Hottel-Whillier en considérant que le coefficient de pertes thermiques dépend linéairement de la différence de température ($T_{in} - T_{amb}$). Cela donne la forme quadratique de l'efficacité du collecteur:

$$\eta_{Coll} = F_R \cdot (\tau\alpha)_n - F_R \cdot U_L \cdot \frac{(T_{in} - T_{amb})}{I} - F_R \cdot U_{L/T} \cdot \frac{(T_{in} - T_{amb})^2}{I} \quad (3.1)$$

Soit

$$\eta_{Coll} = a_0 - a_1 \cdot (\Delta T) / I - a_2 \cdot (\Delta T)^2 / I \quad (3.2)$$

Les constantes a_0 , a_1 et a_2 sont déterminées expérimentalement. Les essais de collecteurs sont généralement effectués par temps clair à une incidence normale de sorte que le produit transmittance-absorptance ($\tau\alpha$) est à peu près la valeur de l'incidence normale. L'efficacité maximale a_0 du collecteur est corrigée en fonction de l'angle d'incidence solaire par l'utilisation d'un facteur de modification (Modificateur de l'angle d'incidence IAM \equiv K) sous la forme suivante:

$$K = IAM = 1 - (b_0 \cdot S) - (b_1 \cdot S^2) \quad (3.3a)$$

$$S = (1 / \cos\theta) - 1 \quad (3.3b)$$

La forme finale de l'équation de l'efficacité corrigée est donc:

$$\eta_{Coll,K} = (K \cdot a_0) - a_1 \cdot (\Delta T) / I - a_2 \cdot (\Delta T)^2 / I \quad (3.3c)$$

Afin de calculer les coefficients a_0 , a_1 et a_2 dans (3.3c) ainsi que b_0 et b_1 dans (3.3a), nous avons utilisé les résultats expérimentaux obtenus avec des capteurs solaires cylindro-

paraboliques à concentration avec un absorbeur de type Chrome Noir sous vide, [Dudley *et al.*, 1994] considérés par les corrélations suivantes où l'efficacité est exprimée en % :

$$\eta_{\text{exp}} = K_{\text{exp}} \cdot [73,6 - 0,004206 \cdot (\Delta T)] - 7,44 \cdot (\Delta T) / I - 0,0958 \cdot (\Delta T)^2 / I \quad (3.4a)$$

$$K_{\text{exp}} = \cos(\theta) - 0,0003512 \cdot (\theta) - 0,00003137 \cdot (\theta)^2 \quad (3.4b)$$

En raison des contraintes imposées par le logiciel TRNSYS qui exige que les coefficients a_0 , a_1 et a_2 doivent être constants, nous avons simplifié l'équation expérimentale (3.4a) ci-dessus de la manière suivante:

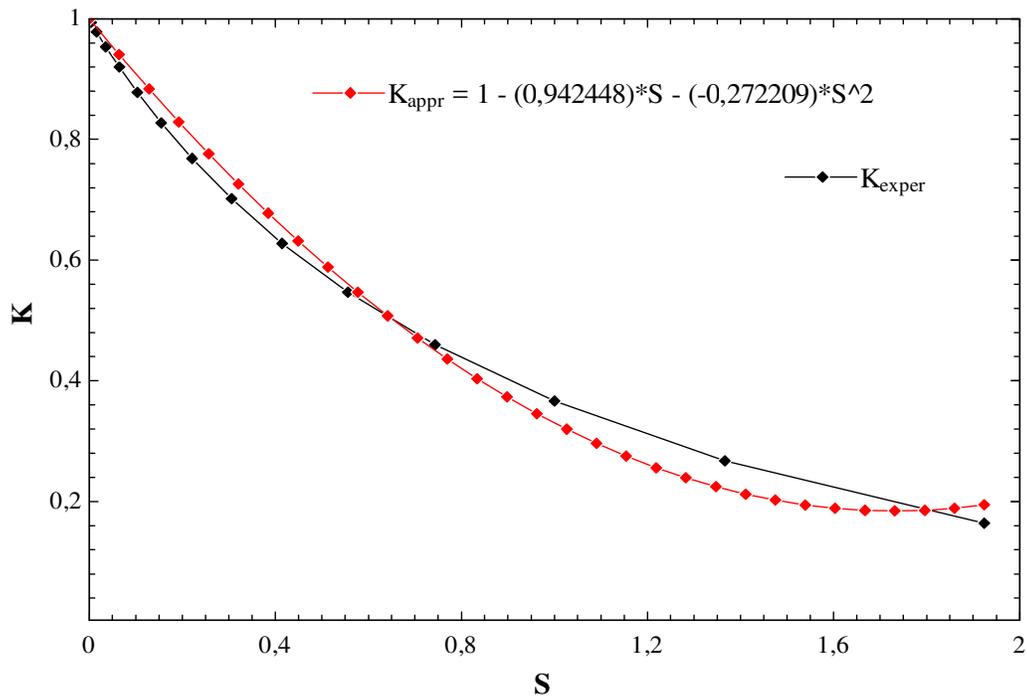


Figure 3.2 Évaluation des constantes b_0 et b_1 du modificateur d'angle incident approximatif

$$\eta_{\text{appr}} = K_{\text{appr}} \cdot (0,736) - (0,0744) \cdot (\Delta T) / I - (0,000958) \cdot (\Delta T)^2 / I \quad (3.5)$$

En comparant (3.3c) et (3.5), nous obtenons $a_0 = 0,736$, $a_1 = 0,0744$ et $a_2 = 0,000958$.

En outre, afin de convertir (3.4b) dans la forme (3.3a) requise par TRNSYS nous avons calculé les valeurs correspondantes de K_{exp} à partir de (3.4b) et S à partir de (3.3b) pour différentes valeurs de l'angle d'incidence (θ) entre 0° et 70° (voir Figure 3.2).

Nous avons ensuite calculé les constantes b_0 et b_1 dans (3.3a) par lissage de courbe avec la forme prédéterminée de (3.4b). Ainsi le facteur de modification (IAM) approché est donné par l'équation (3.6) :

$$K_{appr} = 1 - (0,942448) \cdot S - (-0,272209) \cdot S^2 \quad (3.6)$$

Nous obtenons ainsi $b_0 = 0,942448$, $b_1 = -0,272209$. Pour des angles d'incidence entre 0° et 55° , la différence maximale entre K_{exp} et K_{appr} est de 5 %.

3.4. Fonctionnement du sous-système de réfrigération

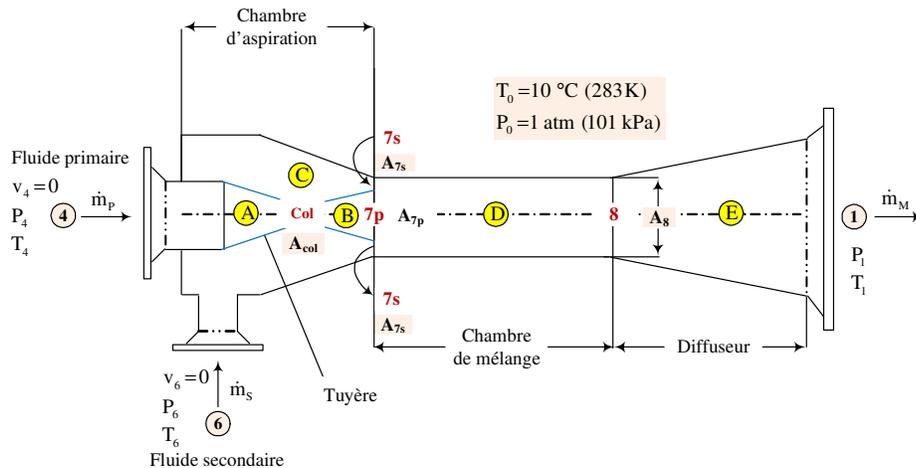


Figure 3.3 Schéma de l'éjecteur

La Figure 3.3 illustre les cinq sections de l'éjecteur : convergent A et divergent B pour l'accélération du fluide primaire, convergent C pour l'accélération du fluide secondaire, chambre de mélange des deux fluides à section constante D et diffuseur E. Les propriétés à l'entrée du fluide primaire (état 4) sont celles de la sortie du générateur de vapeur et que celles à l'entrée du secondaire (état 6) sont celles de la sortie de l'évaporateur (voir Figure 3.1).

Le cycle de réfrigération à éjecteur se compose de deux boucles (voir Figure 3.1) : la boucle de puissance et la boucle de réfrigération. Dans la boucle de puissance, de la chaleur à basse température récupérée à partir de l'énergie solaire (\dot{Q}_{Ge}) est transférée par le caloporteur (XcelTerm500) dans le générateur pour évaporer le réfrigérant liquide à haute pression (procédé 3-4). La vapeur ainsi générée, connue sous le nom de fluide primaire (\dot{m}_p) est accélérée dans la tuyère (A-B). La diminution de pression qui se produit entraîne la vapeur saturée provenant de l'évaporateur, connue sous le nom de fluide secondaire (\dot{m}_s), à l'état (6). Les deux fluides se mélangent avant l'entrée du diffuseur (état 8) où la décélération et récupération de pression se produisent. Le réfrigérant à l'état (1) est ensuite condensé en rejetant la chaleur (\dot{Q}_{Co}) absorbée par le fluide extérieur (eau). Une partie du liquide saturé sortant du condenseur à l'état (2) est ensuite pompée vers le générateur pour ainsi compléter la boucle de puissance. Le reste du liquide traverse la valve de détente et pénètre dans l'évaporateur de la boucle de réfrigération à l'état (5) en tant que mélange vapeur-liquide. Le frigorigène s'évapore ensuite dans l'évaporateur produisant l'effet de réfrigération (\dot{Q}_{Ev}) par extraction de la chaleur du fluide externe (MEG45%). La vapeur saturée résultante est ensuite aspirée dans l'éjecteur à l'état (6).

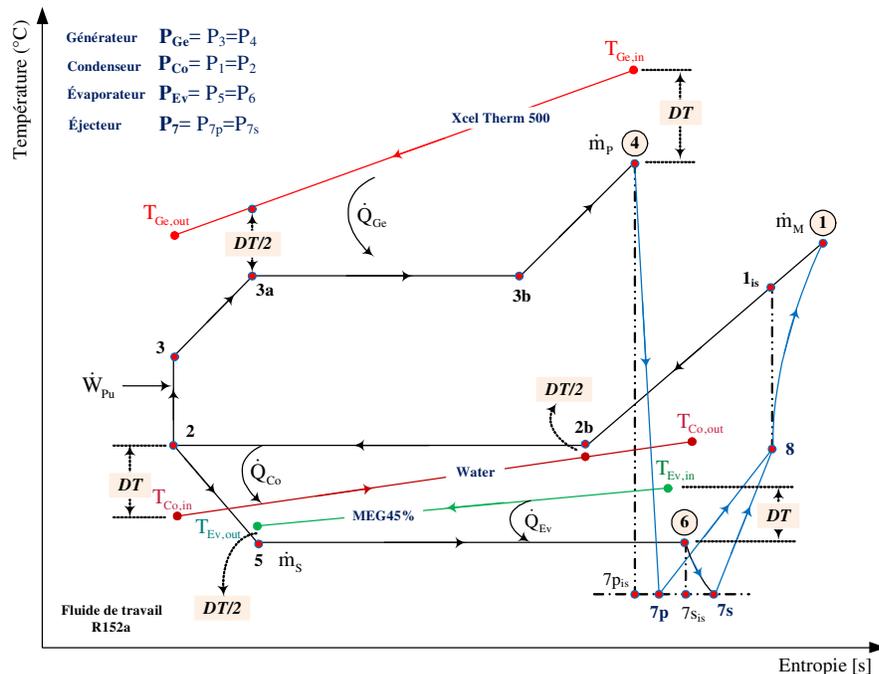


Figure 3.4 Ts-diagramme du cycle de réfrigération

Le diagramme température-entropie de la Figure 3.4 permet d'expliquer le fonctionnement du cycle de réfrigération à éjecteur. Les évolutions correspondant aux processus (4-7p, 6-7s et 8-1, voir Figure 3.4) qui représentent l'accélération des fluides primaire et secondaire ainsi que la décélération du mélange sont considérées irréversibles dans la présente étude contrairement à l'approche plus simple de [Dahmani *et al.*, 2011] qui les traitent comme isentropiques.

Le fluide utilisé dans le cycle de réfrigération doit satisfaire les critères de performance ainsi que les exigences de sécurité et de protection de l'environnement. Il doit être également disponible à un prix abordable. Pour la présente étude, le réfrigérant R152a (CH_3CHF_2) a été choisi. Ce fluide connaît entre autres des applications dans la réfrigération mobile. Sa température et sa pression critiques sont respectivement 113,3 °C et 4,52 MPa. Son point d'ébullition normal est de -24 °C. Son indice ODP est zéro ce qui prouve qu'il n'a aucun impact négatif sur l'environnement, tandis que son indice GWP est de 140 qui est tout à fait acceptable pour l'application étudiée.

3.5. Modélisation du système de réfrigération

Le modèle mathématique du système de réfrigération à éjecteur a été obtenu en appliquant les principes de conservation de la masse et de l'énergie pour le réfrigérant pur R152a. Toutes les équations utilisées dans ce modèle sont identiques à celles utilisées par [Dahmani *et al.*, 2011]. La seule différence découle de l'utilisation des efficacités isentropiques constantes pour les procédés d'accélération et de décélération ce qui entraîne l'augmentation d'entropie illustrée à la Figure 3.4.

Les hypothèses utilisées pour modéliser la performance du système de réfrigération à éjecteur sont les suivantes:

- Chaque composant est considéré comme un système ouvert en opération sous un régime permanent.
- Les pertes de chaleur et de pression ainsi que les énergies cinétique et potentielle sont négligeables.

- Le réfrigérant est supposé être un liquide saturé à la sortie du condenseur.
- Les chaleurs spécifiques des fluides externes sont supposés constantes.
- L'efficacité isentropique de la pompe est fixée et égale à 1.
- Le volume spécifique du réfrigérant reste constant pendant le pompage.
- Les températures d'entrée des fluides externes au niveau du générateur, du condenseur et de l'évaporateur sont fixées.
- La différence de température entre le réfrigérant et le fluide externe dans le générateur ($T_{Ge,in} - T_4$), dans le condenseur ($T_2 - T_{Co,in}$) et dans l'évaporateur ($T_{Ev,in} - T_6$), est fixée à la même valeur de DT , l'introduction d'une seule différence de température DT et son application à tous les échangeurs de chaleur dans le système de réfrigération a pour but de simplifier l'analyse du modèle et de ce fait limiter le nombre de paramètres indépendants nécessaires pour la détermination de leurs conditions de fonctionnement.
- Les évolutions : (4-7p), (6-7s) et (8-1) dans l'éjecteur sont non isentropiques, les efficacités isentropiques sont : $\eta_p = 0,95$ (4-7p), $\eta_s = 0,85$ (6-7s), $\eta_d = 0,85$ (8-1).
- Une efficacité de $\eta_{mix} = 0,95$ (7-8) est prise pour tenir compte des pertes par frottement dans la chambre de mélange.
- Les énergies cinétiques sont à prendre en considération aux états suivants : 7p, Col, 7s, et 8.
- À la sortie de l'évaporateur, la vapeur est saturée.
- Les pressions au niveau des sections A_{7s} et A_{7p} sont égales.
- La puissance frigorifique est constante et égale à 10 kW.

3.6. Analyse exergetique de l'éjecteur

Vue que la vitesse du réfrigérant aux différentes sections de l'éjecteur change de façon considérable et que l'énergie cinétique du fluide varie dans le même sens, on a intégré la vitesse dans l'équation de l'exergie spécifique du fluide aux sections suivantes : A_{7s} , A_{7p} , A_{Col} et A_8 . L'énergie potentielle reste négligeable dans ces conditions. L'exergie spécifique de l'écoulement est définie par conséquent de la manière suivante:

$$e = \left[\left(h + \frac{Vel^2}{2} \right) - h_0 \right] - T_0 \cdot (s - s_0) \quad (3.7)$$

Il est donc possible de calculer les flux d'exergie de tous les courants entrants et sortants au niveau du système considéré pour établir un bilan d'exergie global. La puissance exergétique à l'entrée d'un système réel, \dot{E}' , est toujours plus élevée que celle à la sortie, \dot{E}'' , du fait qu'une partie de cette exergie est détruite de manière irréversible dans le système. Cette exergie détruite généralement désignée sous le nom de pertes internes d'exergie, \dot{D}^{int} , est directement liée aux irréversibilités comme le frottement, transfert de chaleur, détente libre ou compression hors d'équilibre (production d'entropie) dans le système. Par conséquent, le bilan d'exergie total peut se formuler de la façon suivante:

$$\dot{E}' = \dot{E}'' + \dot{D}^{int} \quad (3.8)$$

L'efficacité exergétique d'un processus, parfois nommée d'après [Grassmann, 1950] qui le premier l'a introduite, est un indicateur simple et direct du degré d'irréversibilité de ce processus. Elle est définie ainsi:

$$\eta_{ex1} = \frac{\text{Exergie récupérée}}{\text{Exergie fournie}} = \frac{\dot{E}''}{\dot{E}'} = 1 - \frac{\dot{D}^{int}}{\dot{E}'} \quad (3.9)$$

Des efforts ont été faits récemment pour formuler l'efficacité exergétique de façon différente qui pourrait être d'un usage plus pratique aux concepteurs de systèmes thermiques. Dans cette perspective, l'efficacité exergétique intrinsèque, η_{ex2} , a été proposée par [Brodyansky *et al.*, 1994]. Cette efficacité exprime le rapport de l'exergie qui est effectivement produite par le système, \dot{E}^p , à l'exergie effectivement consommée, \dot{E}^c , en tenant compte de l'exergie de transit, \dot{E}^{tr} .

$$\eta_{ex2} = \frac{\dot{E}^p}{\dot{E}^c} = \frac{\dot{E}'' - \dot{E}^{tr}}{\dot{E}' - \dot{E}^{tr}} \quad (3.10)$$

L'exergie de transit est une composante constante du flux d'exergie passant à travers la surface d'un système sans subir aucune transformation. Pour le flux de masse traversant les limites du système dont les paramètres T et P changent, l'exergie de transit dépend étroitement

de la température T comparée à la température de l'environnement : $T_0 = 283,2 \text{ K}$ (10 °C : température de l'eau de refroidissement au niveau du condenseur). Ce terme d'exergie a été en premier introduit par [Kostenko, 1983]. Le concept simplifié selon [Sorin *et al.*, 1998] est illustré schématiquement à la Figure 3.5. L'efficacité intrinsèque, η_{ex2} , représente la capacité d'un système à utiliser réellement l'exergie pour atteindre un objectif donné.

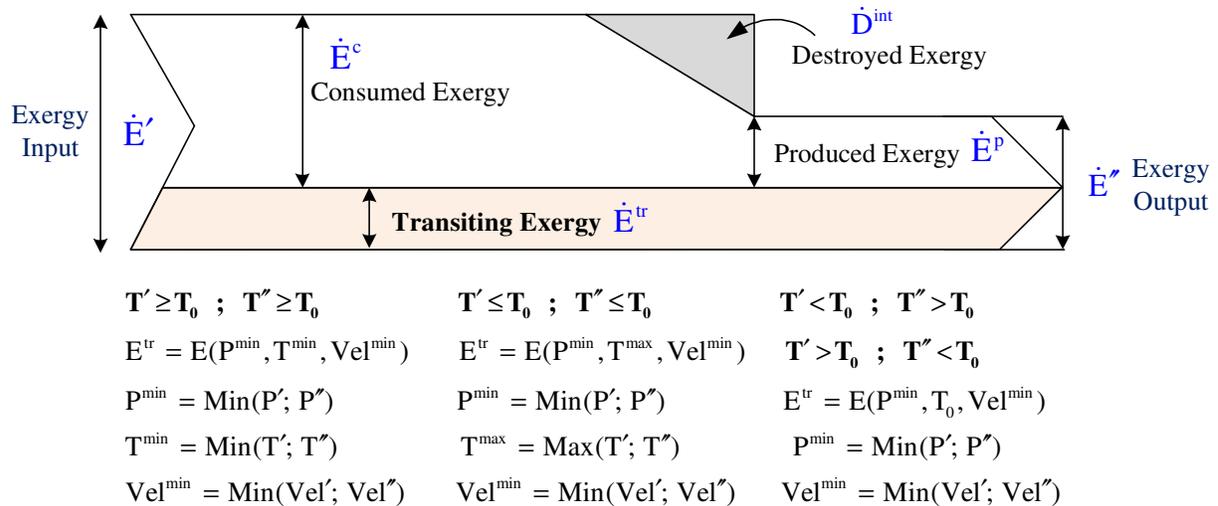


Figure 3.5 Diagramme de l'exergie de transit et l'algorithme modifié

L'exergie spécifique définie dans l'équation (3.7) introduit le terme $(Vel^2/2)$ qui sera utilisé aussi pour déterminer l'exergie de transit. Cette dernière est formulée dans l'algorithme de [Brodyansky *et al.*, 1994] ici modifié et présenté dans la Figure 3.5.

Le but de l'analyse exergetique est de déterminer les pertes d'exergie et l'efficacité exergetique dans les cinq parties de l'éjecteur en utilisant les exergies de transit pour les évolutions de détente, de mélangeage et de compression et en fin de comparer les deux définitions de l'exergie appliquées à l'éjecteur.

3.7. Résultats et discussion

L'analyse thermodynamique du sous-système de réfrigération a été effectuée avec le logiciel EES [Klein, 2009] qui combine la résolution numérique des équations non-linéaires du modèle avec le calcul des propriétés thermodynamiques du réfrigérant R152a ainsi que

celles de nombreux autres fluides organiques, naturels et synthétiques. Les résultats ont été obtenus pour les paramètres fixes d'opération utilisés dans [Khennich *et al.*, 2014] : la température et la pression du fluide caloporteur provenant du capteur solaire et pénétrant dans le générateur sont respectivement $T_{Ge,in} = 105 \text{ °C}$ et $P_{Ge,in} = 3000 \text{ kPa}$, la température du fluide de refroidissement à l'entrée du condenseur est $T_{Co,in} = 10 \text{ °C}$, la température du fluide externe à l'entrée de l'évaporateur est $T_{Ev,in} = 0 \text{ °C}$, la capacité frigorifique imposée est $\dot{Q}_{Ev} = 10 \text{ kW}$ et finalement la valeur de DT a été prise égale à 5 °C . D'autre part, les valeurs des chaleurs spécifiques des fluides externes ont été prises comme constantes. Ces valeurs des paramètres de conception sont similaires à celles utilisées dans d'autres études. [Boumaraf et Lallemand, 1999] ont pris $T_{Ge,in} = 90 \text{ °C}$, $T_{Co,in} = 25 \text{ °C}$, $T_{Ev,in} = 15 \text{ °C}$. Des efficacités isentropiques ont été introduites dans le modèle mathématique de l'éjecteur comme suite : Parties (A et B) $\eta_p = 0,95$, partie (C) $\eta_s = 0,85$, partie (D) $\eta_{mix} = 0,95$ et partie (E) $\eta_d = 0,85$.

Les sections internes de l'éjecteur déterminées dans ces conditions sont : $A_{Col} = 0,0702 \text{ cm}^2$, $A_{7p} = 0,3607 \text{ cm}^2$, $A_{7s} = 0,5044 \text{ cm}^2$, $A_8 = 0,8651 \text{ cm}^2$. Le coefficient de performance du système de réfrigération obtenu est $COP = 0,426$. Le facteur d'entraînement est $\omega = 0,516$.

Table 3.1 Rendements exergetiques et pertes d'exergie dans l'éjecteur

Sections	Évolution	Rend. Isentropique	Rend. Exergetique	Pertes d'Exergie
(A)	(4 - Col)	$\eta_p = 0,95$	$\eta_{ex2,4-Col} = 95,8 \%$	$D_{4-Col} = 0,042 \text{ kW}$
(B)	(Col - 7p)	$\eta_p = 0,95$	$\eta_{ex2,Col-7p} = 94,3 \%$	$D_{col-7p} = 0,34 \text{ kW}$
(C)	(6 - 7s)	$\eta_s = 0,85$	$\eta_{ex2,6-7s} = 84,4 \%$	$D_{6-7s} = 0,10 \text{ kW}$
(D)	(7s7p - 8)	$\eta_{mix} = 0,95$	$\eta_{ex2,7s7p-8} = 60,7 \%$	$D_{7s7p-8} = 2,56 \text{ kW}$
(E)	(8 - 1)	$\eta_d = 0,85$	$\eta_{ex2,8-1} = 83,3 \%$	$D_{8-1} = 0,10 \text{ kW}$

Les résultats obtenus de l'étude exergetique présentés dans la Table 3.1 montrent que la chambre de mélange cause la plus grande perte d'exergie $D^{int} = 2,56 \text{ kW}$. Ceci se traduit par un rendement exergetique $\eta_{ex2} = 60,7\%$ beaucoup plus faible que pour les autres parties de l'éjecteur. L'importante destruction d'exergie dans la chambre de mélange est surtout due au mélange irréversible des deux fluides et à la présence d'un choc normal qui cause une grande augmentation de l'entropie dans cette partie de l'éjecteur.

Par ailleurs, si l'on compare les deux valeurs de l'efficacité exergetique selon [Grassmann, 1950], $\eta_{ex1} = 62,3\%$ et selon [Brodyansky *et al.*, 1994], $\eta_{ex2} = 20,9\%$ appliquées à l'éjecteur entier on remarque que la différence est grande et significative. De ce fait l'utilisation de l'exergie en transit pour formuler le rendement exergetique fournit les motifs de la définition non ambiguë de l'exergie utile produite et de l'exergie consommée. Ces deux concepts sont fondamentaux pour l'analyse thermodynamique des processus en particulier celui de la réfrigération solaire à éjecto-compression.

3.8. Conclusion

Nous avons développé un modèle compatible à TRNSYS pour le collecteur cylindro-parabolique basé sur des données expérimentales de la littérature ainsi qu'un modèle numérique EES pour le sous-système de réfrigération à éjecteur. Ce dernier a été utilisé pour calculer ses conditions de fonctionnement ainsi que les principales dimensions de l'éjecteur.

L'analyse thermodynamique prenant en compte l'exergie en transit dévoile les effets utiles de l'exergie consommée et produite pour les flux de masse traversant les limites du système dont les paramètres T et P changent. En conclusion, le calcul exergetique traditionnel selon [Grassmann, 1950] n'est point suffisant dans l'analyse exergetique des processus thermiques car il ne prend pas en considération l'effet de l'exergie en transit et par conséquent les effets des exergies consommée et produite.

Les travaux futurs présenteront l'intégration des quatre boucles entre elles. L'éjecteur sera intégré en mode hors-design afin de réfrigérer un local à la température souhaitée entre 3-4 °C. Finalement, cette future étude permettra d'évaluer la performance du système solaire de réfrigération à éjecteur dans une simulation dynamique annuelle.

CHAPITRE 4 EXERGY FLOWS INSIDE A ONE PHASE EJECTOR FOR REFRIGERATION SYSTEMS

Auteurs et affiliation:

M. KHENNICH: étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

M. SORIN: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

N. GALANIS: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

Date d'acceptation: 14 Mars 2016

État de l'acceptation: version finale publiée

Revue: Energies

Référence: [Khennich *et al.*, 2016b]

Titre français: Flux exergétiques à l'intérieur d'un éjecteur monophasique pour les systèmes de réfrigération.

(Cet article fait partie du Numéro Spécial d'Articles Sélectionnés d'*ECOS2015*—la 28^{ème} Conférence internationale sur L'Efficacité, Les Coûts, L'Optimisation, La Simulation et l'Impact Environnemental des Systèmes Énergétiques).

Résumé

L'évaluation de la performance thermodynamique de la transformation mutuelle de différents types d'exergie liés aux paramètres thermodynamiques intensifs de l'écoulement à l'intérieur de l'éjecteur d'un système de réfrigération est effectuée. Deux indicateurs thermodynamiques, l'exergie produite et l'exergie consommée, sont introduites pour évaluer ces transformations. Leur calcul est basé sur l'évaluation de l'exergie de transit à l'intérieur des différentes sections d'éjecteur en tenant compte des variations de température, de pression et de vitesse. L'analyse basée sur ces indicateurs a permis de repérer les plus importants facteurs qui affectent la performance de l'éjecteur. Un nouveau résultat, à savoir l'augmentation de la température dans la région sous-environnementale de la section de mélange est détectée comme étant un facteur important responsable de l'irréversibilité thermodynamique de l'éjecteur. L'efficacité exergétique global de l'éjecteur ainsi que l'efficacité de ses sections sont évaluées en fonction de ces indicateurs thermodynamiques proposés.

Mots clés : éjecteur, efficacité, exergie produite, exergie consommée, réfrigération.

Abstract

The evaluation of the thermodynamic performance of the mutual transformation of different kinds of exergy linked to the intensive thermodynamic parameters of the flow inside the ejector of a refrigeration system is undertaken. Two thermodynamic metrics, exergy produced and exergy consumed, are introduced to assess these transformations. Their calculation is based on the evaluation of the transiting exergy within different ejector sections taking into account the temperature, pressure and velocity variations. The analysis based on these metrics has allowed pinpointing the most important factors affecting the ejector's performance. A new result, namely the temperature rise in the sub-environmental region of the mixing section is detected as an important factor responsible for the ejector's thermodynamic irreversibility. The overall exergy efficiency of the ejector as well as the efficiencies of its sections are evaluated based on the proposed thermodynamic metrics.

Keywords: ejector, efficiency, exergy produced, exergy consumed, refrigeration.

Abbreviations

The following abbreviations are used in this manuscript:

A	Area, (cm^2)
Co	Condenser
D	Destroyed exergy, (kW)
d	Specific exergy losses, (kJ/kg)
E	Exergy, (kW)
e	Specific exergy, (kJ/kg)
Ev	Evaporator
Ge	Generator
h	Specific enthalpy, (kJ/kg)
L	Ejector part's length, (cm)
M	Mach number (-)
\dot{m}	Masse flowrate, (kg/s)
P	Pressure, (kPa)
T	Temperature, ($^{\circ}C, K$)
V	Velocity, (m/s)
X	Ejector part's length, (cm)

Greek letters

η	Efficiency
∇	Thermodynamic metric: consumption
Δ	Thermodynamic metric: production

Subscripts

0	Dead state
4, thr	States in one phase ejector
d	Downstream
in	Inlet
M, m	Mixing

max	Maximal
min	Minimal
out	Outlet
p	Primary
s	Secondary
thr	Throat
tr	Transiting

4.1. Introduction

Ejector-based refrigeration systems may be an attractive solution wherever low-grade thermal energy (industrial waste heat or solar energy) is available. Among their advantages are the simplicity in construction, installation and maintenance. However one of the most important shortcomings of these systems is their relatively low coefficient of performance (COP) [Chen *et al.*, 2013b]. To understand the main causes of this inefficiency some authors [Arbel *et al.*, 2003], [Al-Najem *et al.*, 1997], [McGovern *et al.*, 2012] have undertaken second law thermodynamic analysis of ejectors. [Arbel *et al.*, 2003] performed an analysis of entropy generation within ejectors. [Al-Najem *et al.*, 1997] presented one of the possible definitions of ejector exergy efficiency. [McGovern *et al.*, 2012] showed that many performance measures of ejectors efficiency can be used, but they have not always been clearly defined and the rationale underlying and justifying these measures was often unclear. They also illustrated that the common ground for assessing ejectors performance was to define thermodynamically reversible reference processes against which real processes may be benchmarked. These reversible processes represent the thermodynamic limit of real ejector performance. However the authors proved that even for the relatively simple case of fixed conditions for two identical inlet fluids, 21 reversible reference processes were possible.

In the present paper, a new systematic methodology is proposed to define the efficiency of an ejector and its parts independently of a chosen reversible reference process. The methodology is based on the computation of the transiting exergy flow through a thermodynamic system, a concept first introduced by [Brodyansky *et al.*, 1994]. Two important metrics arise from this analysis, the exergy production and exergy consumption in different parts of the ejector. In the case of identical inlet fluids, analysed in the present paper, each of these metrics is linked to three intensive parameters of the flow inside the ejector, namely pressure, temperature and velocity.

4.2. Transiting exergy in a process with pressure, temperature and velocity variations

The Grassmann diagram in Figure 4.1 illustrates a thermodynamic process where the intensive properties, such as temperature (T), pressure (P) and velocity (V) of a material stream change from their inlet (in) to outlet (out) values. The widths of the bands present the inlet and outlet exergies. The difference between these widths is the lost exergy (D). The specific exergy is defined as: $e = \left[\left(h + \text{Vel}^2 / 2 \right) - h_0 \right] - T_0 \cdot (s - s_0)$. The Grassmann exergy efficiency is defined in the Equation (4.1) as follows:

$$\eta_{\text{ex,GR}} = E_{\text{out}} / E_{\text{in}} = 1 - (D/E_{\text{in}}) \quad (4.1)$$

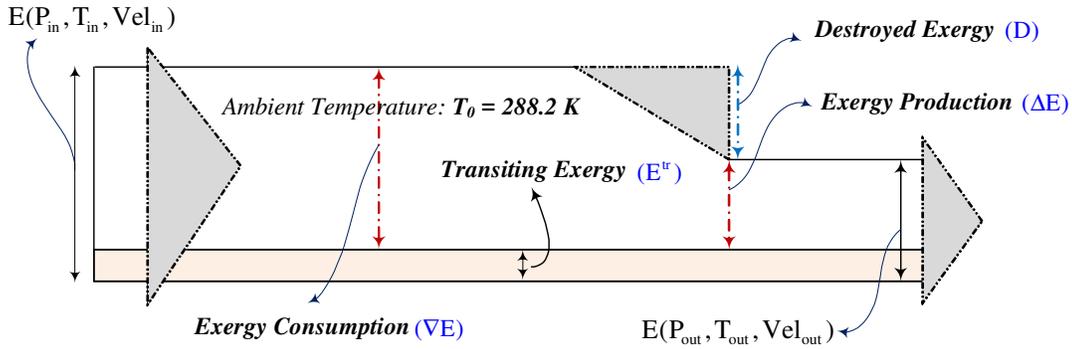


Figure 4.1 Grassmann diagram with transiting exergy

According to [Brodyansky *et al.*, 1994], the transiting exergy of material stream is the lowest exergy value defined by the intensive parameters at the inlet and the outlet of an analysed system or its parts. The following equations illustrate the computation of transiting exergy:

$$\text{If } (T_{\text{in}} > T_0 \text{ and } T_{\text{out}} > T_0) : E^{\text{tr}} = E(P_{\text{min}}, T_{\text{min}}, V_{\text{min}}) \quad (4.1a)$$

$$\text{If } (T_{\text{in}} < T_0 \text{ and } T_{\text{out}} < T_0) : E^{\text{tr}} = E(P_{\text{min}}, T_{\text{max}}, V_{\text{min}}) \quad (4.1b)$$

$$\text{If } (T_{\text{in}} > T_0 \text{ and } T_{\text{out}} < T_0) \text{ OR } (T_{\text{in}} < T_0 \text{ and } T_{\text{out}} > T_0) : E^{\text{tr}} = E(P_{\text{min}}, T_0, V_{\text{min}}) \quad (4.1c)$$

These equations illustrate the fact that this lowest value of exergy is defined by the minimum values of pressure and velocity chosen among their inlet and outlet values. The situation is quite different for temperature since the transiting exergy is defined by its minimum value if the inlet and outlet conditions are higher than the environmental temperature T_0 , Equation (4.1a), by its maximum value for sub-environmental conditions, Equation (4.1b) and by the value T_0 if the environmental temperature has an intermediate value, Equation (4.1c). Figure 4.1 visualises the fact that the introduction of the transiting exergy results in a shift of the reference state for exergy calculations. As a result the exergy consumed and produced in a system or its parts are represented by smaller band widths.

The “transiting exergy approach” is different from the traditionally proposed approaches [Kotas, 1995], [Marmolejo-Correa et Gundersen, 2012], [Zanchini, 2015], [Lazzaretto et Tsatsaronis, 2006], [Lior et Zhang, 2007] in that it does not attempt to individually compute the exergy variations caused by the different factors which may affect any defined thermodynamic system. On the contrary it relies on the unaffected part of the exergy entering and leaving the system [Brodyansky *et al.*, 1994]. As a result this approach provides the grounds for the non-ambiguous definition of exergy consumed (∇E) and produced (ΔE). As an example of (∇E) and (ΔE) definitions, let us analyse the throttling process taking place at sub-environmental conditions. At first let us assume that for this particular case the kinetic energies of the fluid at the inlet and the outlet of the throttling valve are negligible. Then these two quantities are calculated as:

$$\nabla E_{\text{in-tr}} = \dot{m} \cdot (e_{\text{in}} - e_{\text{tr}}) = \dot{m} \cdot [e(P_{\text{in}}, T_{\text{in}}) - e(P_{\text{out}}, T_{\text{in}})] = \dot{m} \cdot (\nabla e_P)_{T_{\text{in}}} \quad (4.2)$$

$$\Delta E_{\text{out-tr}} = \dot{m} \cdot (e_{\text{out}} - e_{\text{tr}}) = \dot{m} \cdot [e(P_{\text{out}}, T_{\text{out}}) - e(P_{\text{out}}, T_{\text{in}})] = \dot{m} \cdot (\Delta e_T)_{P_{\text{out}}} \quad (4.3)$$

The term $(\nabla e_P)_{T_{\text{in}}}$ in Equation (4.2) is the decrease of the specific mechanical exergy due to an isothermal pressure drop at constant temperature T_{in} . The term $(\Delta e_T)_{P_{\text{out}}}$ in Equation (4.3) is the increase of the specific thermal exergy due to an isobaric temperature drop under sub-environmental conditions at constant pressure P_{out} . The fluid flow rate is (\dot{m}). The specific exergy losses (d) are also presented on the diagram in Figure 4.2. As illustrated in Equations (4.4) and (4.5) the values (∇E) and (ΔE) allow the computation of two important

thermodynamic measures, namely exergy efficiency ($\eta_{\text{ex, TR}}$) and exergy losses (D) where d represents the specific exergy losses:

$$\eta_{\text{ex, TR}} = \Delta E_{\text{out-tr}} / \nabla E_{\text{in-tr}} \quad (4.4)$$

$$D = \dot{m} \cdot d = \nabla E_{\text{in-tr}} - \Delta E_{\text{out-tr}} \quad (4.5)$$

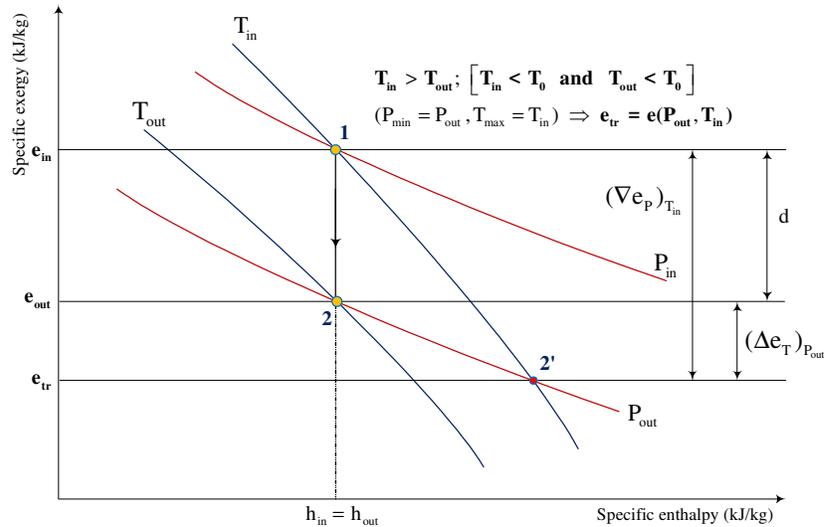


Figure 4.2 Throttling process on a specific exergy-enthalpy diagram

The attention of the reader should be drawn to the fact that all the ambiguities, how to define the consumed and produced exergies [Brodyansky *et al.*, 1994], [Kotas, 1995], [Marmolejo-Correa et Gundersen, 2012], are removed by using the above approach. The values (∇E) and (ΔE) are defined by Equations (4.2) and (4.3) in a unique way. The interpretation of the results can be easily represented on the specific exergy-enthalpy diagram presented in Figure 4.2.

The path 1-2 represents the change occurring to the stream between the throttling valve inlet and outlet conditions. The same overall result could be achieved by following the composite path 1-2'-2. The segment 1-2' is $(\nabla e_p)_{T_{\text{in}}}$, the segment 2'-2 is $(\Delta e_T)_{P_{\text{out}}}$. Given that the throttling takes place under sub-environmental conditions, the lowest exergy content of the fluid is reached at point 2' which corresponds to the lowest pressure P_{out} and the highest temperature T_{in} . This exergy value is the specific transiting exergy of the stream. If the kinetic

energy of the stream cannot be neglected, the lowest velocity value should be added to the definition of transiting exergy as illustrated in Figure 4.1. The expressions (4.2) and (4.3) for consumed and produced exergies will be changed accordingly; the subject is important for an ejector analysis and will be discussed in the next section.

4.3. The exergy consumption and production in different parts of a one phase ejector

The one phase ejector studied in the present paper is the so-called “constant-pressure mixing ejector”. It is presented in Figure 4.3. The exit of the nozzle is located within the suction chamber which is upstream of the constant-area section. The constant-pressure mixing theory of ejector developed by [Keenan *et al.*, 1950] was frequently used in the analysis of constant-pressure ejectors [Sun et Eames, 1996], [Sun, 1997]. [Keenan *et al.*, 1950] assumed that the primary and the secondary (entrained) flows at the exit of the nozzle have an identical pressure. Mixing of the two streams begins there and proceeds with constant pressure, until the inlet of the constant-area section. This theory is used as one assumption among others in the new validated ejector model [Khennich *et al.*, 2016a] that is used in the present paper to calculate the pressure, temperature and velocity at the different cross-sections illustrated in Figure 4.3. The refrigerant R141b is used as an example for this study. It has been assumed that: the temperature and the pressure of the primary motive fluid entering the primary nozzle are $T_4 = 145 \text{ }^\circ\text{C}$ and $P_4 = 1000 \text{ kPa}$, the flow rate is $\dot{m}_p = 0.19838 \text{ kg/s}$, the temperature and the pressure of the secondary fluid are $T_6 = -5 \text{ }^\circ\text{C}$ and $P_6 = 22.28 \text{ kPa}$, the flow rate is $\dot{m}_s = 0.04959 \text{ kg/s}$. According to information compiled by [Liu et Groll, 2013], it has been assumed that the polytropic efficiencies are: 0.95 for the primary nozzle, 0.85 for the suction chamber and 0.78 for the diffuser.

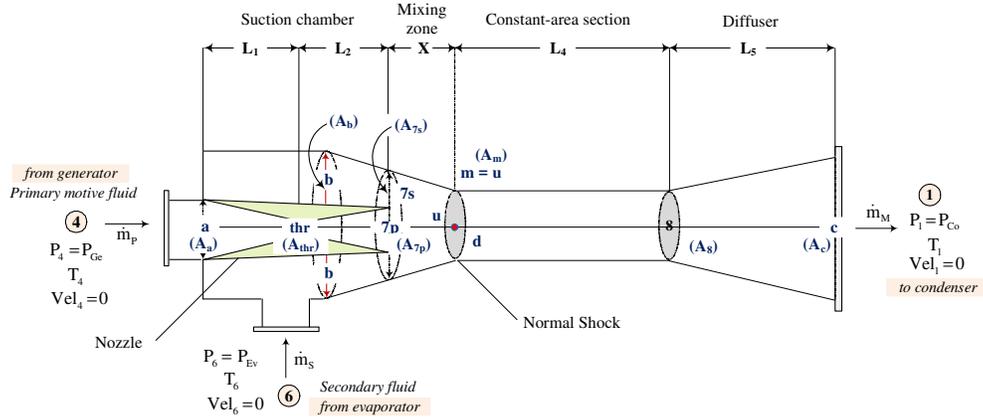


Figure 4.3 An ejector model with constant mixing pressure

To make the exergy analysis representative, the ejector is split into 7 sections: (1) primary stream and the converging part of the nozzle (4-thr); (2) diverging part of the nozzle (thr-7p); (3) suction section of the entrained stream (6-7s), (4) mixing zone (7p-m + 7s-m); (5) zone of the shock (m-d); (6) constant area section (d-8); (7) diffuser and the ejector outlet part (8-1). The calculated parameters such as pressure, temperature, velocity and flow-rates at the inlet and outlet of each section are presented in Table 4.1 [Khennich *et al.*, 2015].

Table 4.1 Calculated parameters at different ejector’s sections with R141b as working fluid

<i>Fluid</i>	<i>Primary fluid</i>			<i>Secondary fluid</i>			<i>Mixed fluid</i>		
States	4	thr	7p	6	7s	m = u	d	8	1
T (°C)	145.0	125.7	11.2	-5.0	-15.8	16.2	102.9	102.6	106.0
T (K)	418.2	398.9	284.4	268.2	257.4	289.4	376.0	375.7	379.2
P (kPa)	1000.0	603.84	13.06	22.28	13.06	13.06	86.57	83.21	90.84
V (m/s)	0.0	156.2	440.2	0.0	129.2	378.0	73.3	76.2	0.0
M (-)	0.0	0.972	2.956	0.0	0.910	2.517	0.435	0.453	0.0
\dot{m} (kg/s)	0.19838	0.19838	0.19838	0.04959	0.04959	0.24797	0.24797	0.24797	0.24797

The choice of a suitable working fluid is one of the essential steps in the design of the ejector and, subsequently, in the design and manufacturing of the solar driven refrigeration system. Such a fluid must meet the performance criteria as well as the requirements of safety

and environmental protection. It must also be available at an affordable price. In the present study, the refrigerant R141b ($\text{CH}_3\text{CCl}_2\text{F}$) was chosen. Previous studies [Huang et Chang, 1999a], [Dorantes et Lallemand, 1995] have found that it is suitable for ejector applications. Furthermore, R141b has a positive-slope saturated-vapor line in the temperature-entropy diagram and therefore does not require superheating. Its critical temperature and pressure are respectively 204.2 °C and 4205 kPa. Its normal boiling point is 32 °C. Its ODP (Ozon depletion potential) value is 0.1 proving that it has a negligible impact on the environment, while its global warming potential (GWP) value is 725 which is quite acceptable for the application under consideration. The profiles of pressure, temperature and velocity along the ejector are illustrated in Figure 4.4.

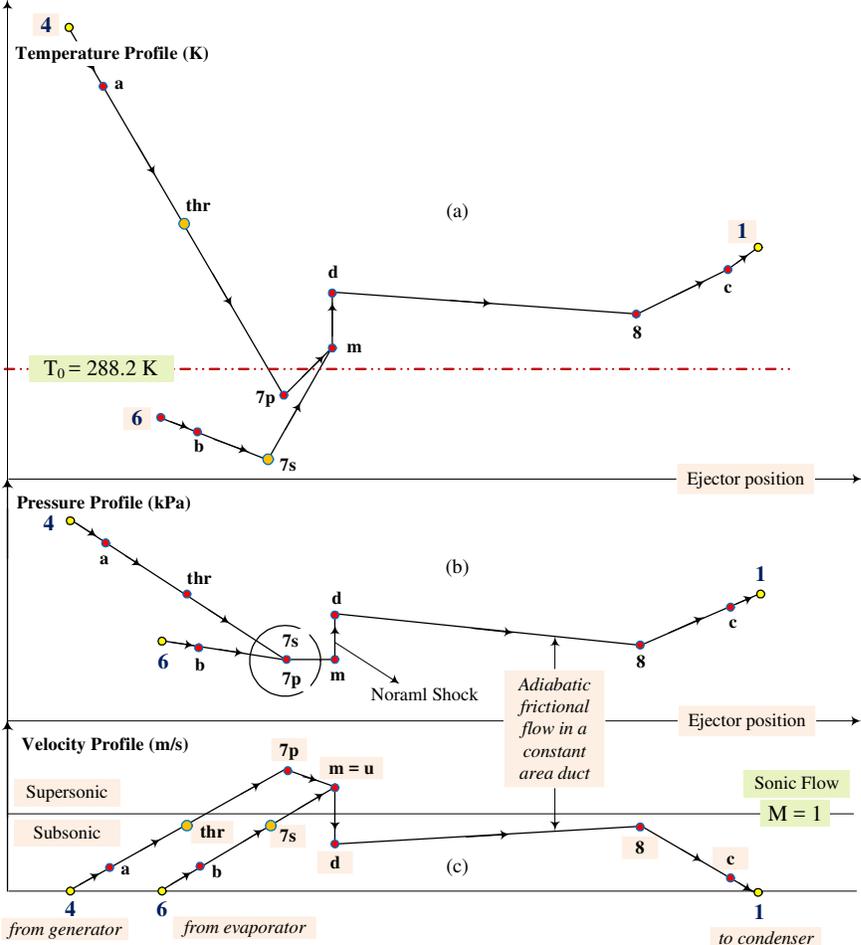


Figure 4.4 Temperature (a), Pressure (b) and Velocity (c) profiles along the ejector

By using the definition of transiting exergy from Figure 4.1 and the simulation results presented in Table 4.1, it is possible to compute the exergy consumed (∇E) and produced (ΔE) within each part of the ejector. Let us discuss the mathematical expression and the physical meaning of each of these terms.

Section (4-thr):

$$\nabla E_{4\text{-tr}} = \dot{m}_p \cdot [e(P_4, T_4, V_4) - e(P_{\text{thr}}, T_{\text{thr}}, V_4)] = \dot{m}_p \cdot (\nabla e_{P,T}) \quad (4.6)$$

$$\Delta E_{\text{thr-tr}} = \dot{m}_p \cdot [e(P_{\text{thr}}, T_{\text{thr}}, V_{\text{thr}}) - e(P_{\text{thr}}, T_{\text{thr}}, V_4)] = \dot{m}_p \cdot (\Delta e_V) \quad (4.7)$$

The exergy consumption is the decrease of thermo-mechanical exergy due to pressure and temperature drops at sup-environmental conditions. The exergy production is the increase of kinetic energy due to the velocity rise from the section's inlet to outlet.

Section (thr-7p):

$$\nabla E_{\text{thr-tr}} = \dot{m}_p \cdot [e(P_{\text{thr}}, T_{\text{thr}}, V_{\text{thr}}) - e(P_{7p}, T_0, V_{\text{thr}})] = \dot{m}_p \cdot (\nabla e_{P,T}) \quad (4.8)$$

$$\Delta E_{7p\text{-tr}} = \dot{m}_p \cdot [e(P_{7p}, T_{7p}, V_{7p}) - e(P_{7p}, T_0, V_{\text{thr}})] = \dot{m}_p \cdot [(\Delta e_T)_{P_{7p}} + (\Delta e_V)] \quad (4.9)$$

(∇E) is the decrease of thermo-mechanical exergy due to the pressure drop from inlet to outlet and the temperature drop from its inlet value to T_0 . The exergy production includes: (1) the increase of thermal exergy due to the temperature drop from T_0 to T_{7p} at the sub-environmental conditions and calculated at constant outlet pressure P_{7p} , and (2) the increase of kinetic energy due to the velocity rise from inlet to outlet.

Section (6-7s):

$$\nabla E_{6\text{-tr}} = \dot{m}_s \cdot [e(P_6, T_6, V_6) - e(P_{7s}, T_6, V_6)] = \dot{m}_s \cdot (\nabla e_P)_{T_6} \quad (4.10)$$

$$\Delta E_{7s\text{-tr}} = \dot{m}_s \cdot [e(P_{7s}, T_{7s}, V_{7s}) - e(P_{7s}, T_6, V_6)] = \dot{m}_s \cdot [(\Delta e_T)_{P_{7s}} + (\Delta e_V)] \quad (4.11)$$

(∇E) is the decrease of mechanical exergy due to the pressure drop and calculated at constant inlet temperature T_6 . (ΔE) is the sum of: (1) the increase of thermal exergy due to the

temperature drop in the sub-environmental region and calculated at constant outlet pressure P_{7s} , and (2) the increase of kinetic energy due to the velocity rise from inlet to outlet.

Section (7p-m+7s-m):

$$\begin{aligned} \nabla E_{7p7s-tr} &= \dot{m}_p \cdot [e(P_{7p}, T_{7p}, V_{7p}) - e(P_{7p}, T_0, V_m)] + \dot{m}_s \cdot [e(P_{7s}, T_{7s}, V_{7s}) - e(P_{7s}, T_0, V_{7s})] \\ &= \dot{m}_p \cdot [(\nabla e_T)_{P_{7p}} + (\nabla e_V)] + \dot{m}_s \cdot (\nabla e_T)_{P_{7s}} \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \Delta E_{m-tr} &= \dot{m}_p \cdot [e(P_m, T_m, V_m) - e(P_{7p}, T_0, V_m)] + \dot{m}_s \cdot [e(P_m, T_m, V_m) - e(P_{7s}, T_0, V_{7s})] \\ &= \dot{m}_p \cdot (\Delta e_T)_{P_{7p}} + \dot{m}_s \cdot [(\Delta e_T)_{P_{7s}} + (\Delta e_V)] \end{aligned} \quad (4.13)$$

Given that the mixing section deals with two currents (\dot{m}_p and \dot{m}_s), the transiting exergies in Equations (4.12) and (4.13) are calculated for each current. As a result the consumed exergy is linked to both currents. For the primary stream it is the sum of: (1) the decrease of thermal exergy due to a temperature rise in the sub-environmental region and calculated at constant inlet pressure P_{7p} , and (2) the decrease of kinetic energy due to the velocity reduction. For the secondary stream it is the decrease of thermal exergy due to a temperature rise in the sub-environmental region and calculated at constant inlet pressure P_{7s} . The produced exergy is linked to the primary and secondary streams together. For the primary it is the increase of thermal exergy due to a temperature rise in the sup-environmental region and calculated at constant outlet pressure P_{7p} . For the secondary it is the sum of: (1) the increase of thermal exergy due to the temperature rise in the sub-environmental region and calculated at constant outlet pressure P_{7s} , and (2) the increase of kinetic energy due to the velocity rise.

Figure 4.5 used the diagram of Grassmann applied to the section (7p-m + 7s-m) to illustrate the existing phenomenon in this mixing zone which is given by the two Equations (4.12) and (4.13).

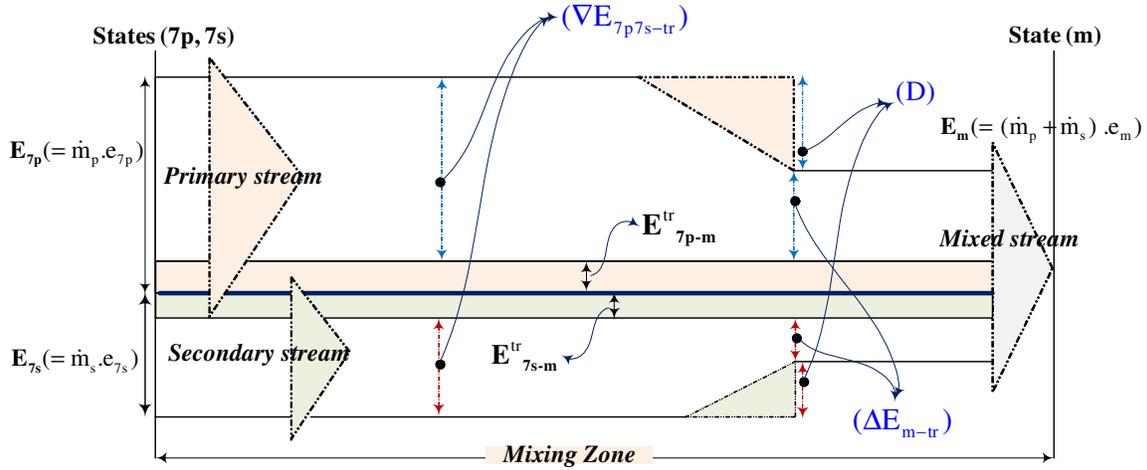


Figure 4.5 Diagram of Grassmann illustrating transiting exergy in the mixing zone

Section (m-d):

$$\nabla E_{m-tr} = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot [e(P_m, T_m, V_m) - e(P_m, T_m, V_d)] = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot (\nabla e_v) \quad (4.14)$$

$$\Delta E_{d-tr} = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot [e(P_d, T_d, V_d) - e(P_m, T_m, V_d)] = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot (\Delta e_{p,T}) \quad (4.15)$$

The exergy consumption (∇E) across the normal shock is the decrease in kinetic energy due to the velocity drop. The exergy production (ΔE) is the increase of thermo-mechanical exergy due to the temperature rise from the inlet to the outlet in sup-environmental region and the increase in pressure from the inlet to the outlet.

Section (d-8):

$$\nabla E_{d-tr} = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot [e(P_d, T_d, V_d) - e(P_8, T_8, V_d)] = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot (\nabla e_p)_{T_d} \quad (4.16)$$

$$\Delta E_{8-tr} = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot [e(P_8, T_8, V_8) - e(P_8, T_8, V_d)] = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot (\Delta e_v) \quad (4.17)$$

The temperature variation can be neglected in this section, thus (∇E) is the decrease of mechanical exergy due to the pressure drop caused by friction and calculated at constant inlet temperature T_d . (ΔE) is the increase of kinetic energy due to the velocity rise from the inlet to the outlet.

Section (8-1):

$$\nabla E_{8-tr} = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot [e(P_8, T_8, V_8) - e(P_8, T_8, V_1)] = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot (\nabla e_V) \quad (4.18)$$

$$\Delta E_{1-tr} = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot [e(P_1, T_1, V_1) - e(P_8, T_8, V_1)] = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \cdot (\Delta e_{P,T}) \quad (4.19)$$

In this section (∇E) is the decrease in kinetic energy due to the velocity drop. (ΔE) is the increase of thermo-mechanical exergy due to the pressure and temperature rise.

The terms (∇E) and (ΔE) for the overall ejector may be calculated applying the same methodology. Given that the velocities of the stream in the inlet (states 4, 6) and outlet (state 1) of the ejector are negligible, the terms are:

$$\begin{aligned} \nabla E_{46-tr} &= \dot{m}_p \cdot [e(P_4, T_4) - e(P_1, T_1)] + \dot{m}_s \cdot [e(P_6, T_6) - e(P_6, T_0)] \\ &= \dot{m}_p \cdot (\nabla e_{P,T}) + \dot{m}_s \cdot (\nabla e_T)_{P_6} \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} \Delta E_{1-tr} &= \dot{m}_p \cdot [e(P_1, T_1) - e(P_1, T_1)] + \dot{m}_s \cdot [e(P_1, T_1) - e(P_6, T_0)] \\ &= \dot{m}_s \cdot (\Delta e_{P,T}) \end{aligned} \quad (4.21)$$

The consumed exergy is linked to both currents. For the primary stream (∇E) is the decrease of thermo-mechanical exergy due to the pressure and temperature drops in the sub environmental region. For the secondary stream (∇E) is the decrease of thermal exergy due to the temperature rise from the sub-environmental value to T_0 and calculated at constant inlet pressure P_6 . The produced exergy (ΔE) is linked to the secondary stream only. The exergy production is the increase of thermo-mechanical exergy due to the pressure rise from the inlet to the outlet and to the temperature rise from T_0 to T_1 .

4.4. Analysis of numerical results

The numerical values of the above terms are presented in Table 4.2. The corresponding exergy losses (D), Grassmann exergy efficiencies ($\eta_{ex, GR}$) and exergy efficiencies taking into account the transition streams ($\eta_{ex, TR}$) are calculated according to Equations (4.1), (4.4), (4.5) and are presented in the table as well.

The most important exergy losses take place within the zone of the shock (section m-d). The second important place with the greatest irreversibility is the mixing zone (sections 7p-m + 7s-m). The third one is the diverging part of the nozzle (section thr-7p). Let us now illustrate

in which way the newly introduced thermodynamic metrics, exergy consumed (∇E) and produced (ΔE) as well as exergy efficiency ($\eta_{\text{ex, TR}}$), may be used to complement this analysis.

Table 4.2 Exergy metrics in different ejector sections

Section	Exergy Consumed (∇E , kW)	Exergy Produced (ΔE , kW)	Exergy Losses (D , kW)	Transiting Exergy (E^{tr} , kW)	Exergy Efficiency ($\eta_{\text{ex, TR}}$)	Exergy Efficiency ($\eta_{\text{ex, GR}}$)
4-thr	2.515	2.421	0.094	11.906	96.3%	99.3%
thr-7p	17.562	16.805	0.757	-3.236	95.7%	94.7%
6-7s	0.539	0.457	0.082	-1.388	84.8%	109.7%
7p-m + 7s-m	5.121	3.130	1.991	7.517	61.1%	84.2%
m-d	17.051	11.764	5.287	-6.404	69.0%	50.3%
d-8	0.211	0.055	0.156	5.149	26.1%	97.1%
8-1	0.721	0.609	0.112	4.483	84.5%	97.9%
total ejector	10.374	1.894	8.480	3.199	18.3%	37.5%

According to Table 4.2, $D_{\text{m-d}}$ is larger than $D_{7\text{p-m}+7\text{s-m}}$, however $\eta_{\text{m-d}}$ is higher than $\eta_{7\text{p-m}+7\text{s-m}}$. It means that the transformation of thermal and kinetic exergies into thermal and mechanical exergies, taking place within the zone of shock, is thermodynamically more efficient than the transformation of thermal and kinetic exergies into kinetic exergy of the secondary stream, taking place within the zone of mixing. Thus, particular attention should be paid to the improvement of the mixing process. The analysis of expression (4.12) for (∇E) reveals that the most important factor influencing the irreversible losses in the zone of mixing is the decrease of thermal exergy due to the temperature rise in the sub-environmental region (from 257 K to 289 K for the secondary stream and from 284 K to 289 K for the primary stream). As a result the cold created in the evaporator of a refrigeration system, in the diverging part of the nozzle (thr-7p) and in the suction section of the entrained stream (6-7s) is completely destroyed in the zone of mixing. To our knowledge this type of result has never been published in the scientific literature. The engineering proposals regarding the reduction of (∇E) in this zone and the consequent reduction of exergy losses will be discussed in future publications.

Another important result derived from this analysis deals with the diverging part of the nozzle (thr-7p). As has been already mentioned the exergy losses are substantial in this section. Thus it seems that their reduction is an important direction for the ejector's improvement. However it is not the case. Indeed, the thermodynamic efficiency of the transformation of mechanical and thermal exergies into kinetic and thermal exergies is highly efficient in this section (95.7%). Thus the likelihood of exergy losses reduction here is very low.

Now let's compare the values of Grassmann exergy efficiency ($\eta_{ex, GR}$) with the efficiency ($\eta_{ex, TR}$) taking into account the transiting exergy flow. First of all let's notice that the value of ($\eta_{ex, GR}$) for the suction section of the entrained stream (6-7s) is higher than 100%, and thus does not have any physical meaning. The explanation of this unacceptable result is the following; because of the vacuum conditions the exergies E_{7s} and E_6 are negative, where E_{7s} is lower than E_6 by the value of exergy losses. It means that absolute value of E_{7s} is higher than E_6 . As a result the ratio E_{7s}/E_6 is higher than 1. Contrary to ($\eta_{ex, GR}$), the value of ($\eta_{ex, TR}$) is lower than 100%, and it reflects in this way the exergy losses occurring within the suction section of the entrained stream.

The second observation concerns the efficiencies of the mixing zone (7p-m + 7s-m) and the zone of the shock (m-d). According to ($\eta_{ex, GR}$) the section (m-d) is less efficient and according to ($\eta_{ex, TR}$) it is more efficient. The main reason of this contradiction is the fact that exergy flows at the entries and exists of each zone present the summation of positive terms (thermal and kinetic exergies) and negative ones (mechanical exergies under vacuum conditions). As a result their ratio ($\eta_{ex, GR}$) does reflect the mutual transformation of one form of exergy to another. On the contrary, given that the transiting part of mechanical exergy is negative, the application of ($\eta_{ex, TR}$) reflects this mutual transformation. Thus by transforming the kinetic exergy to mechanical one, the zone of the shock is more efficient than the mixing zone. The third observation concerns the constant area section (d-8). According to ($\eta_{ex, TR}$), it is the less efficient part of the ejector. According to ($\eta_{ex, GR}$), it is one of the most efficient. The main reason of this discrepancy is the presence of an important transiting exergy flow; this fact is ignored when the Grassmann exergy efficiency is applied.

Finally the exergy efficiency ($\eta_{ex, TR}$) of the overall ejector, calculated according to Equations (4.20), (4.21) and (4.4) is low and equals 18.3%, contrary to the “optimistic” value 37.5% of ($\eta_{ex, GR}$). The main reason of this difference is the presence of an important transiting exergy flow of 3.2 kW.

4.5. Conclusions

Calculation of the transiting exergy within different sections of a one phase ejector allows the evaluation of two thermodynamically important metrics, exergy produced and exergy consumed. Their application permitted the evaluation of the mutual transformation of different kinds of exergy linked to three intensive parameters of the flow inside the ejector, namely pressure, temperature and velocity. One of the lowest thermodynamic efficiencies takes place in the mixing zone. The most important factor responsible for this is the temperature rise in the sub-environmental region. Grassmann exergy efficiency is not an appropriate criterion for evaluation of ejectors thermodynamic performance.

CHAPITRE 5 EQUIVALENT TEMPERATURE- ENTHALPY DIAGRAM FOR THE STUDY OF EJECTOR REFRIGERATION SYSTEMS

Auteurs et affiliation:

M. KHENNICH: étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

M. SORIN: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

N. GALANIS: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

Date d'acceptation: 4 Mai 2014

État de l'acceptation: version finale publiée

Revue: Entropy

Référence: [Khennich *et al.*, 2014]

Titre français: Diagramme de température équivalente-enthalpie pour l'étude des systèmes de réfrigération à éjecteur.

(Cet article fait partie du Numéro Spécial Entropie et la Deuxième Loi de la Thermodynamique).

Résumé

Le diagramme décrivant la variation du facteur de Carnot en fonction de la variation d'enthalpie (chaleur), a été largement utilisé pour l'analyse de la deuxième loi dans des processus de transfert de chaleur. Avec la variation d'enthalpie (chaleur) en abscisse et le facteur de Carnot en ordonnée, la zone située entre les courbes représentant l'échange de chaleur des milieux sur ce schéma illustre les pertes exergetiques dus au transfert de chaleur. Il est également possible de tracer le parcours des fluides de travail à l'état d'équilibre et les cycles thermodynamiques à flux continus sur ce diagramme en utilisant la définition de " la température équivalente " comme rapport entre les variations de l'enthalpie et l'entropie dans un processus analysé. Malgré l'utilité de cette approche deux lacunes importantes méritent d'être soulignées. Premièrement, l'approche n'est pas applicable pour les processus d'expansion et de compression en particulier pour les processus isenthalpiques qui se déroulent dans les valves d'expansion. Deuxièmement, du point de vue de la thermodynamique rigoureuse, le ratio proposé donne seulement la dimension de la température pour des procédés isobares. Le présent article propose de surmonter ces inconvénients en remplaçant les processus réels d'expansion et de compression par des combinaisons de deux chemins thermodynamiques: isentropique et isobarique. En conséquence, les cycles réels de réfrigération et de puissance peuvent être présentés sur les diagrammes de température équivalente en fonction de la variation d'enthalpie. Toutes les pertes exergetiques, qui se produisent dans différents équipements tels que pompes, turbines, compresseurs, valves d'expansion, condenseurs et évaporateurs sont ensuite clairement visualisées. En outre, les exergies consommées et produites dans chaque composant de ces cycles sont également présentées. Ces dernières donnent l'opportunité d'analyser également les efficacités exergetiques des composants. Le diagramme proposé est finalement appliqué pour l'analyse de la seconde loi d'un système de réfrigération à éjecteur.

Mots clés : température équivalente, exergie, réfrigération, éjecteur.

Abstract

The Carnot factor versus enthalpy variation (heat) diagram has been used extensively for the second law analysis of heat transfer processes. With enthalpy variation (heat) as the abscissa and the Carnot factor as the ordinate the area between the curves representing the heat exchanging media on this diagram illustrates the exergy losses due to the transfer. It is also possible to draw the paths of working fluids in steady-state, steady-flow thermodynamic cycles on this diagram using the definition of “the equivalent temperature” as the ratio between the variations of enthalpy and entropy in an analyzed process. Despite the usefulness of this approach two important shortcomings should be emphasized. First, the approach is not applicable for the processes of expansion and compression particularly for the isenthalpic processes taking place in expansion valves. Second, from the point of view of rigorous thermodynamics, the proposed ratio gives the temperature dimension for the isobaric processes only. The present paper proposes to overcome these shortcomings by replacing the actual processes of expansion and compression by combinations of two thermodynamic paths: isentropic and isobaric. As a result the actual (not ideal) refrigeration and power cycles can be presented on equivalent temperature versus enthalpy variation diagrams. All the exergy losses, taking place in different equipments like pumps, turbines, compressors, expansion valves, condensers and evaporators are then clearly visualized. Moreover the exergies consumed and produced in each component of these cycles are also presented. The latter give the opportunity to also analyze the exergy efficiencies of the components. The proposed diagram is finally applied for the second law analysis of an ejector based refrigeration system.

Keywords: equivalent temperature, exergy, refrigeration, ejector.

Nomenclature

A	Area, (m^2)
DT	Temperature difference between working fluid and external fluid, ($^{\circ}C$)
e	Specific flow exergy, (kJ/kg)
Eq. Temp.	Equivalent Temperature
$\dot{E}x_{det}$	Exergy destruction rate, (kW)
\dot{E}'	Exergy rate (Inlet), (kW)
\dot{E}''	Exergy rate (Outlet), (kW)
GWP	Global warming potential relative to CO_2
h	Specific enthalpy, (kJ/kg)
\dot{m}_{fl}	Mass flowrate of working fluid, (kg/s)
\dot{M}_p, \dot{M}_s	Mass flowrate of sink and source, (kg/s)
ODP	Ozone depletion potential relative to R11
ORC	Organic Rankine Cycle
P	Pressure, (kPa, MPa)
\dot{Q}	Heat transfer rate, (kW)
s	Specific entropy, ($kJ/kg-K$)
T, Temp, t	Temperature, ($^{\circ}C, K$), t is in (K)
UA	Thermal conductance, (kW/K)
\dot{W}	Power input or output, (kW)
ΔH	Enthalpy variation rate: $\Delta H = \dot{m} \Delta h$, (kW)

Greek symbols

α	Non-dimensional net power output
η	Efficiency
Δ	Difference
Θ	Carnot factor, $\Theta = (1 - T_0/T)$

Subscripts

0	Dead state
1, 2, 3*....	States of thermodynamic cycle
Co	Condenser, condensation
CO, comp	Compressor, compression
CR	Critical
det	Destruction, destroyed
Ej	Ejector
Ev	Evaporator, evaporation
Eq, eq	Equivalent
ex	Exergetic
fl	Fluid
g	Saturated vapor
Ge	Generator
in	Inlet, Input
is	Isentropic
LC	Lower Cycle
min	Minimal, minimum
opt	Optimal
out	Outlet, Output
p	Sink, primary
P	Pump
ref	Reference
s	Source, secondary
SCH	Superheating
SRef	Subcooling
t	Total
T, TU	Turbine
UC	Upper Cycle
VC	Control volume
w	Specific work (inlet or outlet)

5.1. Introduction

Utilisation of ejector refrigeration cycles powered by waste heat or solar energy is an important alternative to absorption machines such as LiBr-H₂O and H₂O-NH₃ [Jawahar *et al.*, 2010], [Weber *et al.*, 2013]. Construction, installation and maintenance of such systems are relatively inexpensive compared to that of absorption machines. The temperature-entropy diagram is usually used to describe the behaviour of the ejector refrigeration cycles [Dahmani *et al.*, 2011], [Alexis, 2004], however this diagram does not allow to evaluate the irreversibilities, their distribution within the cycle, as well as the exergy efficiency of its components. The Carnot factor-enthalpy diagram has been used extensively for the second law analysis of heat transfer processes [Ishida et Kawamura, 1982], [Anantharaman *et al.*, 2006]. With enthalpy variation (heat) as the abscissa and the Carnot factor as the ordinate the area between the special curves, representing the heat exchanging media on this diagram, illustrates the exergy losses due to the transfer. The diagram has been applied for the thermodynamic analysis of individual heat exchangers [Ishida et Kawamura, 1982] as well as for heat exchanger networks [Anantharaman *et al.*, 2006]. The introduction of the “equivalent temperature” allowed the sorption refrigeration cycles to be presented on this diagram [Neveu et Mazet, 2002]. Meanwhile the difficulties to present expansion and compression processes on the Carnot factor-enthalpy diagram limit its application to the ejector refrigeration cycles. The main objective of the present paper is to overcome this limitation by replacing the actual processes of expansion and compression by combinations of two thermodynamic paths: isobaric and isentropic. To explain this new approach the classical power cycle (Organic Rankine Cycle, ORC) and mechanical refrigeration cycle will be firstly presented on the Carnot factor-enthalpy diagram. Afterwards, following the work of [Arbel *et al.*, 2003], the ejector refrigeration cycle will be presented as a superposition of the power and refrigeration cycles. It will allow presenting the ejector refrigeration cycle on the diagram. As a result the exergy losses as well as the exergies consumed and produced in each element of the ejector refrigeration cycle will be quantified and visualized on the diagram.

5.2. Equivalent temperature

According to [Prigogine, 1962] two thermodynamic processes are equivalent if the entropy production for each of them is the same. Following this definition, [Bejan et Tsatsaronis, 1996] introduced the notion of “the equivalent temperature” as:

$$T_{\text{eq}} = \frac{\int_{\text{in}}^{\text{out}} T \cdot ds}{s_{\text{out}} - s_{\text{in}}} \quad \text{with} \quad \left(\frac{\dot{Q}_{\text{VC}}}{\dot{m}} \right)_{\text{int,rev}} = \int_{\text{in}}^{\text{out}} T \cdot ds \quad (5.1)$$

Given that the term (Tds) can be expressed as a function of enthalpy variation (dh):

$$Tds = dh - v \cdot dP \quad (5.2)$$

Equation (5.1) can be rewritten as:

$$T_{\text{eq}} = \frac{(h_{\text{out}} - h_{\text{in}}) - \int_{\text{in}}^{\text{out}} v \cdot dP}{s_{\text{out}} - s_{\text{in}}} \quad (5.3)$$

[Neveu et Mazet, 2002] defined the equivalent temperature (T_{eq}) simply by the ratio between the variations of enthalpy and entropy in an analyzed process:

$$T_{\text{eq}} = \frac{(h_{\text{out}} - h_{\text{in}})}{s_{\text{out}} - s_{\text{in}}} = \left. \frac{\Delta h}{\Delta s} \right|_{P=\text{Cst}} \quad (5.4)$$

The later relation gave the opportunity to present a refrigeration cycle on the Carnot factor-enthalpy diagram. The Carnot factor was associated with (T_{eq}) by the following expression:

$$\Theta_{\text{eq}} = \left(1 - \frac{T_0}{T_{\text{eq}}} \right) \quad (5.5)$$

The comparison between Equations (5.3) and (5.4) shows that from the point of view of rigorous thermodynamics, the ratio (5.4) gives the correct equivalent temperature for

isobaric processes only. This fact does not allow the application of the Carnot factor-enthalpy diagram [Neveu et Mazet, 2002] to compression and expansion processes. Moreover according to the definition (5.4) the equivalent temperature of a throttling process ($dh = 0$) is zero, as a result the exergy losses due to this process cannot be presented on such a diagram. Yet the application of ratio (5.4) is attractive because of its simplicity that already allowed the diagrammatic analysis of sorption refrigeration systems [Ishida et Kawamura, 1982], [Anantharaman *et al.*, 2006].

To keep the definition (5.4) for the analysis of ejector refrigeration cycles it is proposed to replace the adiabatic processes of expansion and compression by combinations of two thermodynamic paths: isentropic and isobaric. The value of T_{eq} for an isentropic process equals to (∞) which means that, according to (5.5), $\Theta_{eq} = 1$. For an isobaric process the values of T_{eq} and Θ_{eq} may be calculated by using the formulas (5.4) and (5.5) respectively. The next section will illustrate the application of this new approach to an ORC cycle.

5.3. Organic Rankine cycle

The T-s diagram of the analyzed ORC is illustrated in Figure 5.1. The cycle was studied by [Khennich et Galanis, 2012]. The working fluid is R152a. The cycle is used to recover the waste heat contained in a low temperature airstream rejected by an industrial process. This flow enters the evaporator at the temperature $T_{17} = 115$ °C, the mass flow rate is $\dot{M}_s = 50$ kg/s. The temperature of the cooling water at the condenser entry is $T_{15} = 10$ °C and the mass flow rate is \dot{M}_p . The working fluid receives heat at a relatively high pressure in the evaporator, is then expanded in a turbine, thereby producing useful work, and rejects heat at a low pressure in the condenser. It is then pumped to the evaporator. The isentropic efficiency of the pump is taken as $\eta_p = 1$. The isentropic efficiency of the turbine is equal to $\eta_T = 0.8$. The temperature difference between the external fluid inlet and the working fluid exit is taken as $DT = 5$ °C. The same DT is assumed for evaporator and condenser. The dimensionless value of the net power of the cycle α is obtained by dividing $(\dot{W}_T - \dot{W}_p)$ by the following reference power: $\dot{W}_{ref} = \dot{M}_s \cdot C_{p_s} \cdot (T_{17} - T_{15}) \cdot (1 - (t_{15}/t_{17}))$. The chosen value of α ($= 0.08$) corresponds

to a mass flow rate of working fluid 4.177 kg/s. Finally, the evaporation pressure is considered equal to $P_{Ev} = 1000$ kPa. ($P_{Co} < P_{Ev} < P_{Sat}(T_3)$).

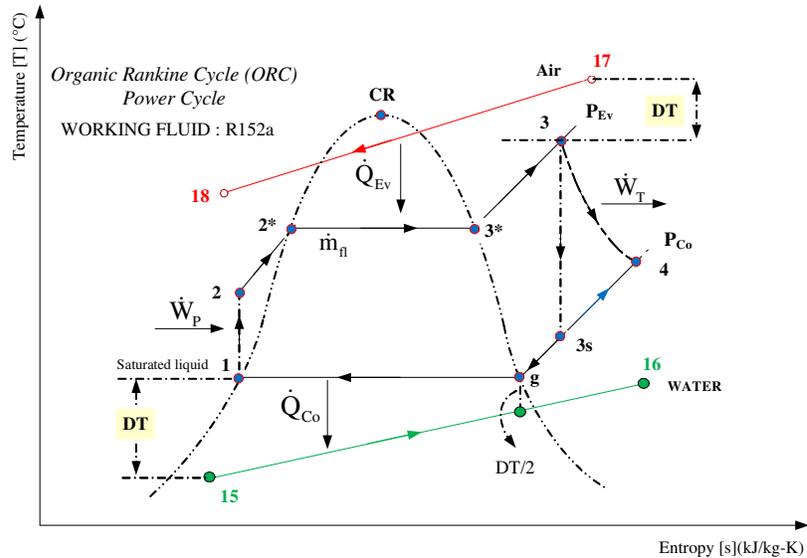


Figure 5.1 Temperature-entropy diagram of the ORC

The adiabatic expansion path 3-4 is replaced by the combination of the isentropic path 3-3s and the isobaric 3s-4. The mathematical model of the cycle was solved by using the EES [Klein, 2009] code which includes the thermodynamic properties of R152a. The computational results, including Θ_{eq} , the corresponding enthalpy variations as well as the exergy losses and exergy efficiencies of each component of the cycle are presented in Figure 5.2.

Power Cycle - ORC		Carnot factor based on Eq. Temperature Θ_{eq}	Energy		Ex. Losses	Ex. Efficiency
		Θ_{eq} ($1-T_0/T_{eq}$)	Δh (kJ/kg)	ΔH (kW)	Ex_det (kJ/kg)	η_{Ex} (%)
TURBINE	Θ_{eq-33s}	1	Δh_{33s}	35.17	5.68	83.2
	Θ_{eq-43s}	0.1924	Δh_{43s}	7.03		
CONDENSER	Θ_{eq-41}	0.0381	Δh_{41}	369.46	12.02	79.36
	$\Theta_{eq-1615}$	0.0056	Δh_{1615}	13.32		
PUMP	Θ_{eq-21}	1	Δh_{21}	0.61	0.0	100.0
EVAPORATOR	$\Theta_{eq-1718}$	0.2379	Δh_{1718}	33.16	47.29	79.79
	Θ_{eq-32}	0.1191	Δh_{32}	396.98		

Flow rates of fluids in Power Cycle		Tot. Ex. Loss	
Cycle (Working Fluid)	R152a	\dot{m}_n	4.177 kg/s
Condenser (External Fluid)	Water	\dot{M}_p	115.854 kg/s
Evaporator (External Fluid)	Air	\dot{M}_s	50.0 kg/s
		64.99 kJ/kg	

Figure 5.2 Carnot factor based on the Eq. Temp., Enthalpy variations, Exergy losses and Exergy efficiencies of ORC components

The Carnot factors corresponding to the isentropic expansion 3-3s and isentropic compression 1-2 equal 1, because the equivalent temperatures are infinitely large. The largest exergy losses take place at the evaporator, 197.53 kW (47.29 kJ/kg) and represent 72.77% of the total exergy destroyed, 271.46 kW (64.99 kJ/kg) in the ORC system. However the exergy efficiency of the evaporator is relatively high, almost 80% which means that the further reduction of exergy losses may require an economically prohibitive increase in heat transfer area. The Θ_{eq} vs. ΔH results from Figure 5.2 are used to build the corresponding diagram presented in Figure 5.3.

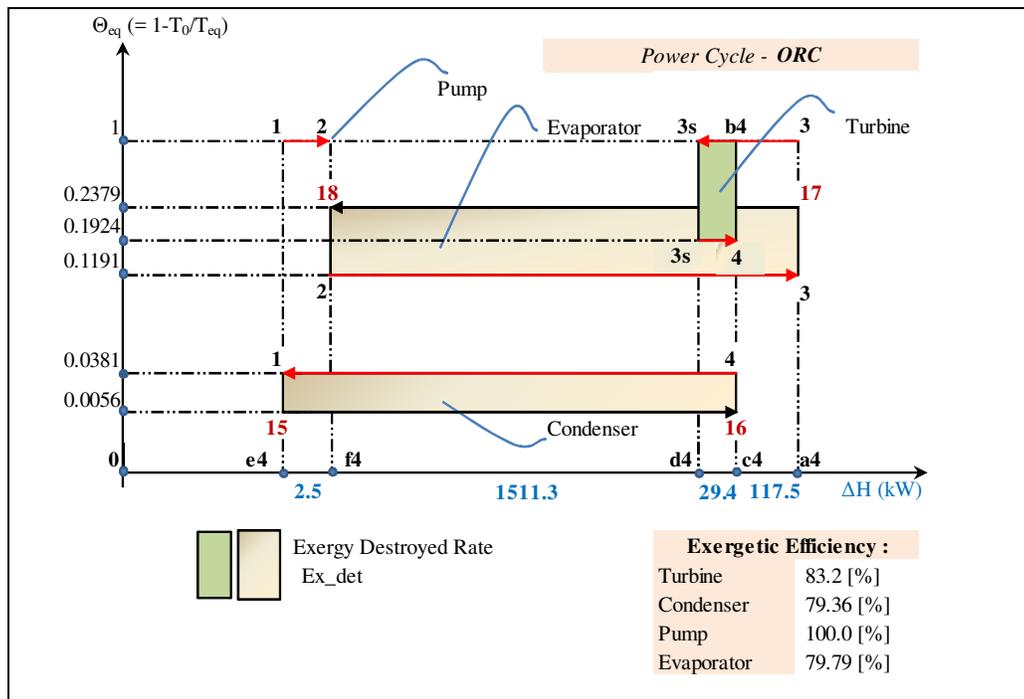


Figure 5.3 Carnot factor based on Eq. Temp. vs enthalpy variation for the ORC. (Not to scale)

Although Figure 5.3 is not to scale, the information shown represents exactly the quantitative results of the analysis. For example, the exergy destruction in the turbine, in (kJ/kg), illustrated by the green rectangle in Figure 5.3 is equal to:

$$\begin{aligned}
Ex_{\text{det}}(\text{TU}) &= \left(\Theta_{\text{eq-33s}} - \Theta_{\text{eq-43s}} \right) \cdot \frac{\Delta H_{43s}}{\dot{m}_f} \\
&= \frac{(1-0.1924) \cdot (29.4 \text{ kW})}{(4.177 \text{ kg/s})} = 5.68
\end{aligned}
\tag{5.6}$$

This result is identical to the corresponding value shown in Figure 5.2. The way to draw this diagram is to follow a particle of working fluid all along the cycle. It should be noted that the same point on T-s diagram is characterized by different equivalent temperatures depending on the process with which it is associated; it is therefore represented by multiple points on the same vertical line in the $\Theta_{\text{eq}} - \Delta H$ diagram. For example point 3 on Figure 5.1 is the final state for the evaporation process 3-2 ($\Theta_{\text{eq}} = 0.1191$) and the initial one for the expansion path 3-3s ($\Theta_{\text{eq}} = 1$); as a result it is represented as two points on the same vertical line on Figure 5.3. Thus all the processes on the $\Theta_{\text{eq}} - \Delta H$ diagram are presented by horizontal lines. The direction of the arrow corresponds to the direction of the working flow. The isentropic expansion is presented by the line 3-3s at $\Theta_{\text{eq}} = 1$; the frictional (adiabatic) reheat of the turbine by line 3s-4 at $\Theta_{\text{eq}} = 0.1924$; the condensation by 4-1 at $\Theta_{\text{eq}} = 0.0381$; the isentropic pumping by 1-2 at $\Theta_{\text{eq}} = 1$ and the evaporation by 3-2 at $\Theta_{\text{eq}} = 0.1191$. The external fluids, hot gas and cooling water are presented by lines 17-18 and 16-15 respectively.

The closure of the energy balance of the cycle can be easily verified on this diagram. Indeed:

$$\begin{aligned}
\dot{Q}_{\text{Ev}} + \dot{W}_p &= \dot{Q}_{\text{Co}} + \dot{W}_T \\
(1658.1 + 2.5) &= (1543.2 + (146.9 - 29.4))
\end{aligned}
\tag{5.7}$$

The results of the exergy analysis presented in Figure 5.2 are visually illustrated on the diagram of Figure 5.3. The exergy losses in each component of the ORC cycle are shown as surfaces and are the product of the enthalpy change ΔH in (kW) and the variation of the equivalent Carnot factor. The environmental temperature $T_0 = 283 \text{ K}$ ($10 \text{ }^\circ\text{C}$) is taken equal to the water temperature in the condenser. Moreover the diagram allows visualizing the exergy produced and expended in each element. Their ratio gives the value of exergy efficiency, [Brodyansky *et al.*, 1994]. For example the area a4-3-b4-4-3s-d4 corresponds to the exergy produced by the turbine. It is composed of two useful effects: the shaft work from the turbine

(the area a4-3-b4-c4) and the exergy of the frictional reheat (the area c4-4-3s-d4). The expended exergy is presented by the area a4-3-3s-d4 and corresponds to the exergy produced in the ideal isentropic turbine. The exergies produced in the evaporator and condenser are a4-3-2-f4 and c4-16-15-e4 respectively; the expended exergies are a4-17-18- f4 and c4-4-1-e4 respectively.

5.4. Mechanical refrigeration cycle

The refrigeration mechanical vapor compression cycle is shown in Figure 5.4. The working fluid is R152a, the same as for the ORC. It enters the compressor at $T_1 = -10\text{ }^\circ\text{C}$, ($T_1 = T_{4g} + 6\text{ }^\circ\text{C}$) in the form of superheated steam (6 °C overheating at the outlet of evaporator). The isentropic compressor efficiency is $\eta_{\text{Comp}} = 0.85$. At the entrance of the condenser the fluid is in the form of superheated steam. It flows through the condenser by giving up heat to the external fluid (water). At the inlet of the expansion valve it is in the form of subcooled liquid (6 °C subcooling at the outlet of the condenser) $T_3 = 20\text{ }^\circ\text{C}$, ($T_3 = T_{3f} - 6\text{ }^\circ\text{C}$). It undergoes a pressure drop in the valve reaching the evaporation pressure at its outlet. Emerging from the valve, the fluid enters the evaporator as a liquid-vapor mixture. As it passes through the evaporator, it absorbs heat from the air, which enters at a temperature of 0 °C. The fluid finally leaves the evaporator in the form of superheated steam to be admitted into the compressor. The inlet temperature of the external fluid (water) in the condenser is 10 °C; a mass flow rate = 4 kg/s. The temperature difference between the refrigerant and the external fluid in the condenser and evaporator is $DT = 10\text{ }^\circ\text{C}$. Refrigerant mass flow rate is = 0.15 kg/s. The flow regime is permanent and variations of the kinetic and potential energy are neglected. The throttling process 3-4 is replaced by the combination of the isentropic expansion path 3-3s and the isobaric-isothermal path 4-3s.

Similar to the ORC cycle the computational results, including Θ_{eq} , the corresponding enthalpy variations as well as the exergy losses and exergy efficiencies of each component of the refrigeration cycle are presented in Figure 5.5.

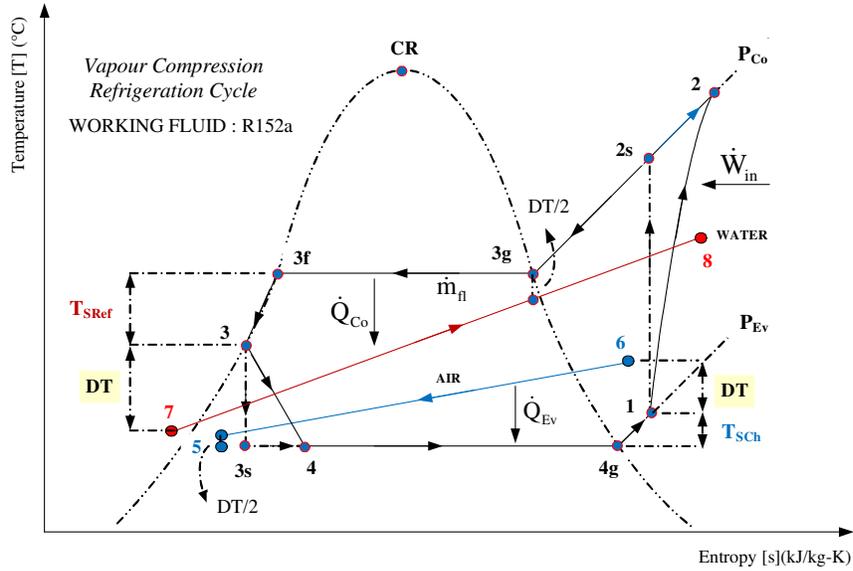


Figure 5.4 Temperature-entropy diagram of the Vapor compression cycle

Vapour Compression Refrigeration Cycle		Θ_{eq} ($1-T_0/T_{eq}$)	Δh (kJ/kg)	ΔH (kW)	Ex_det (kJ/kg)	Ex. Efficiency (%)	
COMPRESSOR	Θ_{eq-2s1}	1	Δh_{2s1}	49.52	7.4	7.63	86.9
	Θ_{eq-22s}	0.1269	Δh_{22s}	8.74	1.3		
CONDENSER	Θ_{eq-23}	0.0579	Δh_{23}	324.93	48.7	17.17	8.8
	Θ_{eq-87}	0.0051	Δh_{87}	12.18	48.7		
EXPANSION VALVE	Θ_{eq-33s}	1	Δh_{33s}	4.47	0.7	4.92	0.0
	Θ_{eq-43s}	(-0.1011)	Δh_{43s}	4.47	0.7		
EVAPORATOR	Θ_{eq-14}	(-0.1008)	Δh_{14}	266.67	40.0	11.39	26.4
	Θ_{eq-65}	(-0.0581)	Δh_{65}	11.06	40.0		

Flow rates of fluids in Refrigeration Cycle			Tot. Ex. Loss
Cycle (Working Fluid)	R152a	\dot{m}_n	41.11 kJ/kg
Condenser (External Fluid)	Water	\dot{m}_{Co}	
Evaporator (External Fluid)	Air	\dot{m}_{Ev}	

Figure 5.5 Carnot factor based on Eq. Temp., Enthalpy variations, Exergy losses and Exergy efficiencies of the Vapor compression cycle

Unlike the results for the ORC, Figure 5.5 illustrates that the biggest exergy losses take place in the heat exchangers of the refrigerating cycle. In the condenser, this translates into 41.77% of the total exergy destroyed in this cycle. The evaporator follows with 27.71% of the

total exergy losses of the cycle. All exergy expended in the valve is destroyed by the irreversibility, thus its exergy efficiency is nil.

The $\Theta_{eq}-\Delta H$ diagram of the cycle is presented on Figure 5.6. The isentropic compression is presented by the line 1-2s at $\Theta_{eq} = 1$; the frictional (adiabatic) reheat of the compressor by line 2s-2 at $\Theta_{eq} = 0.1269$; the condensation by 2-3 at $\Theta_{eq} = 0.0579$; the isentropic expansion path by 3-3s at $\Theta_{eq} = 1$; the isobaric-isothermal path by 3s-4 at $\Theta_{eq} = -0.1011$ and the evaporation by 4-1 at $\Theta_{eq} = -0.1008$. The external fluids, air and cooling water are presented by lines 6-5 and 7-8 respectively.

Again the closure of the energy balance of the cycle can be easily verified on this diagram.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{Ev} + \dot{W}_{in} &= \dot{Q}_{Co} \\ (40.0 + (7.4+1.3)) &= (48.7) \end{aligned} \tag{5.8}$$

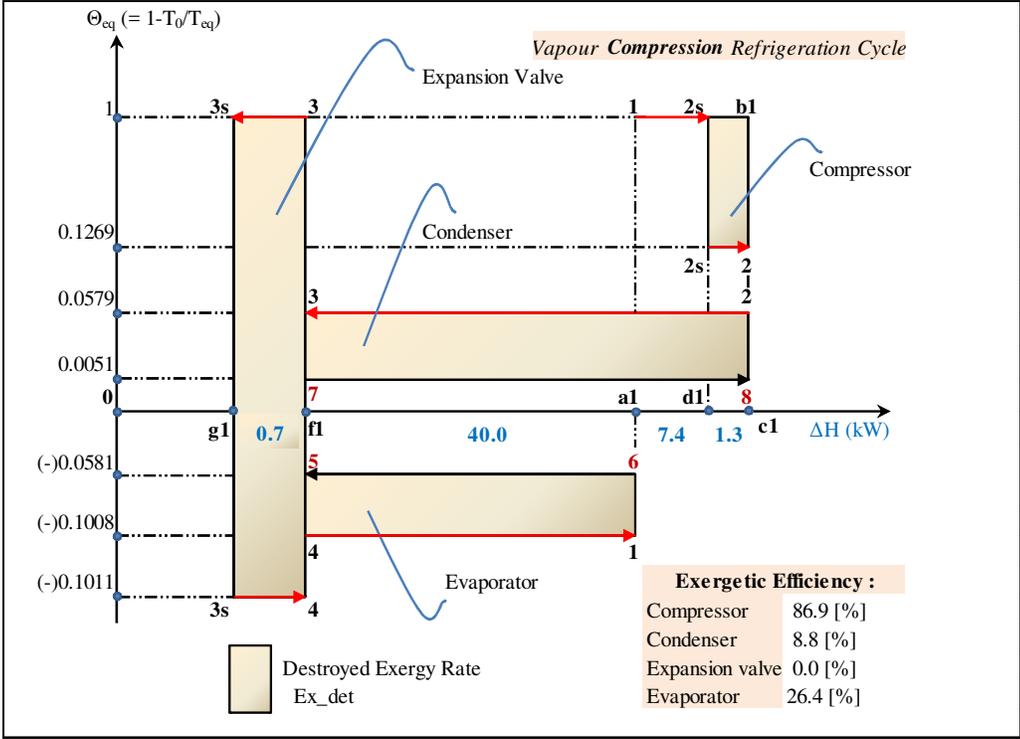


Figure 5.6 Carnot factor based on Eq. Temp. vs. enthalpy variation for the Vapor compression cycle. (Not to scale).

The diagram reveals the nature of exergy losses in the throttling valve. Indeed they are presented as a summation of two areas: the first (f1-3-3s-g1-f1) corresponds to the lost potential to produce shaft work due to the expansion, the second (f1-g1-3s-4-f1) illustrates the exergy lost due to the reduced refrigeration capacity in the evaporator.

The exergy produced by the compressor is presented by the area a1-1-2s-2s-2-c1. It is the sum of two components: the minimum shaft work to drive the isentropic compression (the area a1-1-2s-d1) and the exergy of the frictional reheat (the area d1-2s-2-c1). The expended exergy is presented by the area a1-1-b1-c1 and corresponds to the shaft work required to drive the real adiabatic compressor. The interpretation of the areas corresponding to exergies produced and expanded in heat exchangers are similar to the ORC case.

5.5. Ejector refrigeration system

The ejector refrigeration cycle driven by solar energy is illustrated in Figure 5.7. The cycle has been studied under the condition of minimizing the total thermal conductance (UA_t) of the three heat exchangers (generator, condenser and evaporator). The corresponding optimum value of pressure at the generator is $P_{Ge,opt} = 3000$ kPa resulting in a minimum total thermal conductance of $UA_{t,min} = 10.65$ kW/K. The refrigerant used is R152a. External fluids at the generator, condenser and evaporator are respectively: XcelTherm500, water and the anti-freezing fluid MEG45% (monoethylene glycol 45%) as a coolant at low temperature. The refrigeration capacity has been set to a value of 10 kW. The minimum temperature difference in the heat exchangers is $DT = 5$ °C. The temperature of the fluid entering the generator is $T_{Ge,in} = 105$ °C, the temperature of the cooling water entering the condenser is $T_{Co,in} = 10$ °C and the temperature of the refrigeration fluid entering the evaporator is $T_{Ev,in} = 0$ °C.

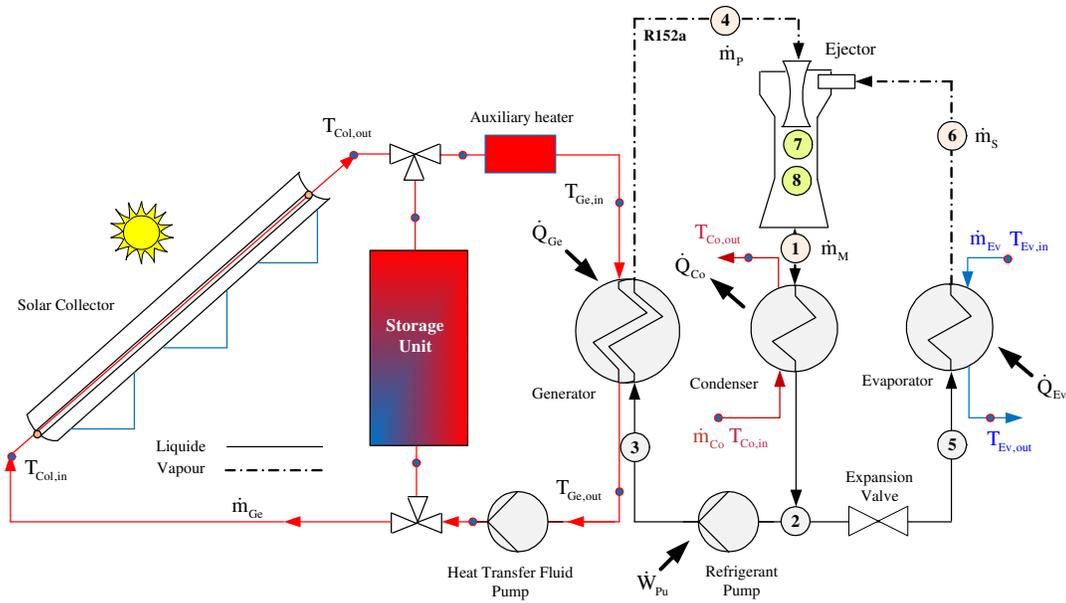


Figure 5.7 The ejector refrigeration cycle driven by solar energy

Figure 5.8 illustrates the four sections of an ejector: nozzle, suction chamber, mixing chamber and diffuser. The computational model used in the present study is based on the hypothesis of constant area of mixing chamber [Dahmani *et al.*, 2011].

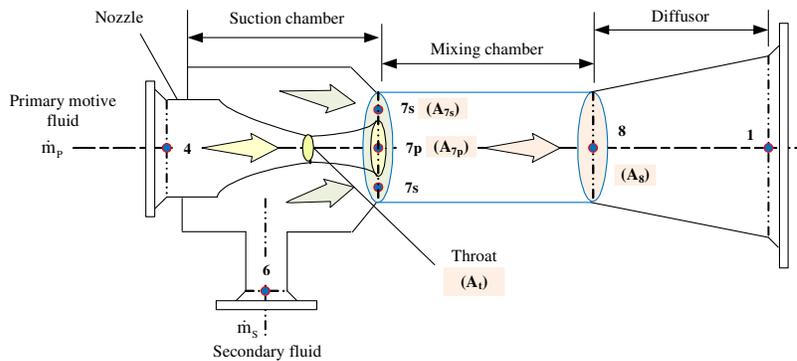


Figure 5.8 Four sections of a one phase ejector.

Figure 5.9 shows a temperature-entropy diagram of the processes taking place in the system presented on Figure 5.7 and the ejector on Figure 5.8. According to [Dahmani *et al.*, 2011] the high pressure vapor at 4 expands isentropically in a converging–diverging nozzle to a very low pressure 7p and aspirates the saturated vapor from 6. The later expands to a pressure 7s, the same as at 7p. These two low pressure streams mix irreversibly in a constant

area chamber emerging at state 8. Finally this mixture is decelerated isentropically to state 1 in a diffuser.

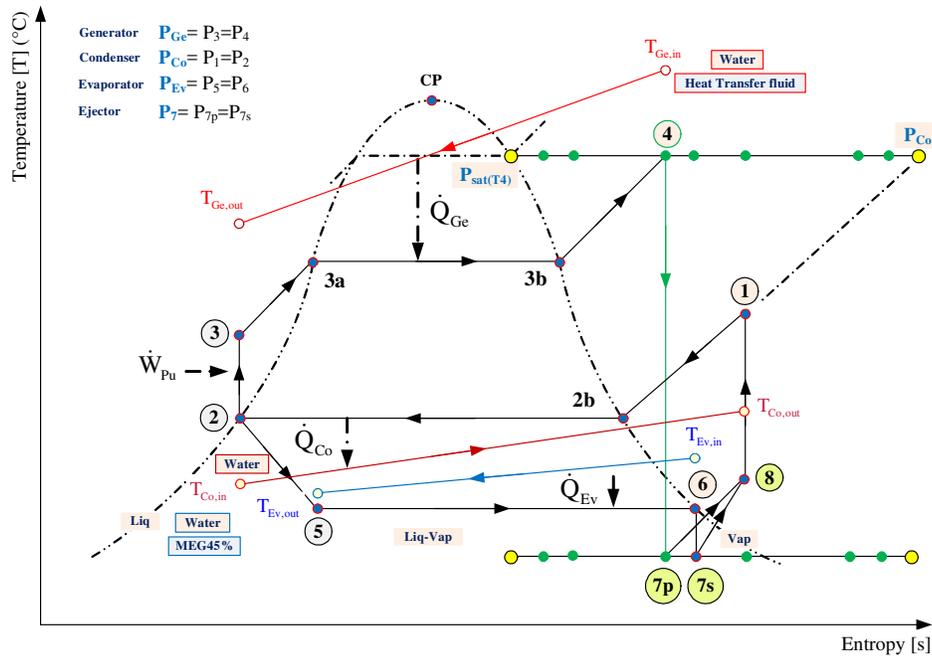


Figure 5.9 Temperature-Entropy diagram of the ejector refrigeration cycle

The states of the refrigerant at all points of Figures 5.7 and 5.8 are calculated according to the procedure described by [Dahmani *et al.*, 2011] using the following inputs: R152a, $\dot{m}_p = 0.040896$ kg/s, $\dot{m}_s = 0.036090$ kg/s, (XcelTherm500, $T_{Ge,in} = 105$ °C), (water, $T_{Co,in} = 10$ °C), (MEG45%, $T_{Ev,in} = 0$ °C), $DT = 5$ °C, $\dot{Q}_{Ev} = 10$ kW. This procedure considers that the acceleration of the primary and secondary fluids from 4 to 7p and from 6 to 7s respectively as well as the deceleration of the mixture from 8 to 1 are reversible and adiabatic (see Figure 5.9). On the other hand the mixing process which occurs between planes 7 and 8 is adiabatic but irreversible resulting in a significant entropy increase (see Figure 5.9) and exergy destruction. We thus obtain the values of the pressure, the temperature, the entropy, *etc.* at all the states shown in Figures 5.7 and 5.8. In particular we obtain the entropy increase associated with the irreversible mixing process which takes place between planes 7 (where the two streams have the same pressure, $P_{7p} = P_{7s} = 128.4$ kPa, but different velocities and entropies) and 8 (where the flow is fully mixed). Thus, $s_4 = s_{7p} = 2.050$ kJ/kg-K, $s_6 = s_{7s} = 2.131$ kJ/kg-K and $s_8 = s_1 = 2.160$ kJ/kg-K. We are also able to calculate the rate of exergy destruction

associated with this irreversible mixing process. It should be noted that the rate of exergy destruction for the entire ejector is the same as that of the mixing process since the expansion of the two fluids and the deceleration of the mixture in the diffuser are considered to be reversible.

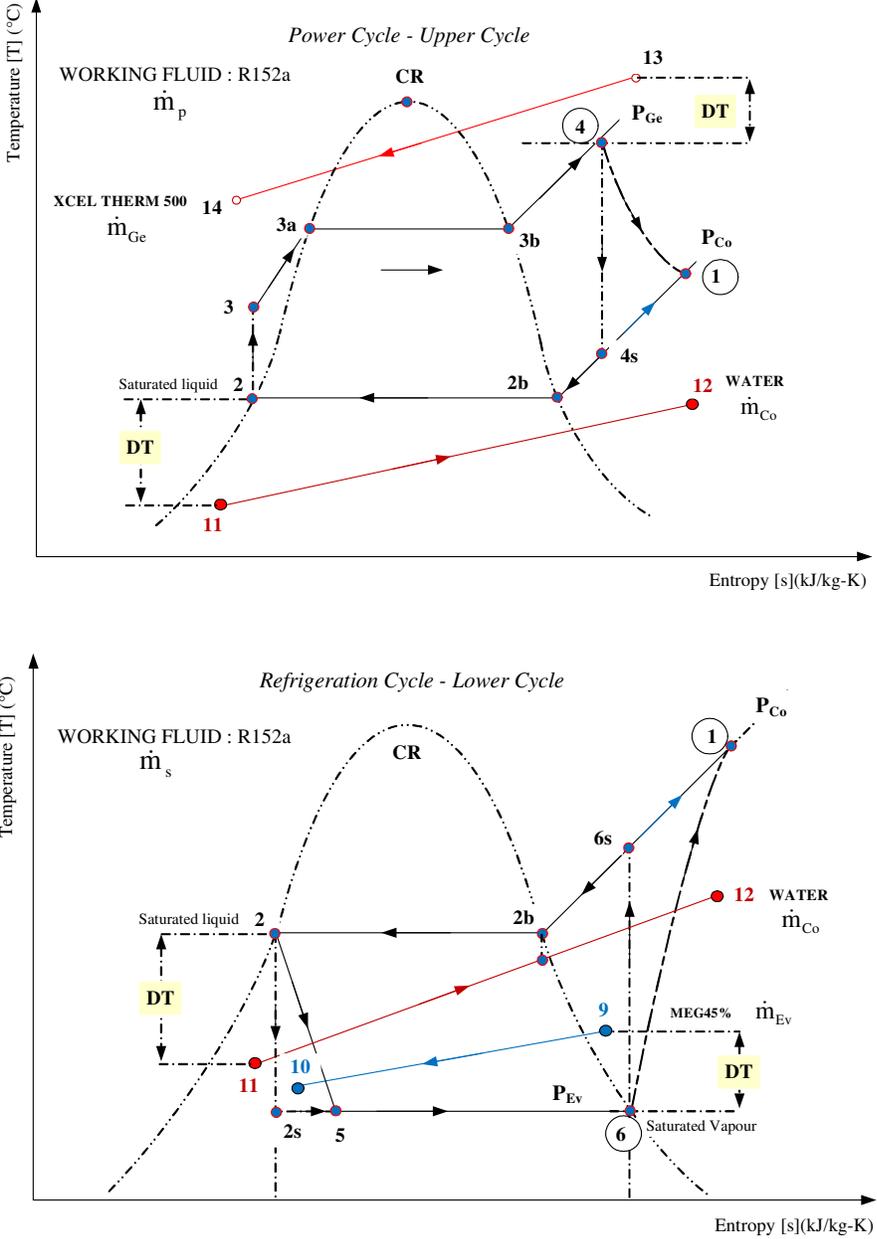


Figure 5.10 Splitting of the ejector refrigeration cycle into two sub-cycles: Upper Cycle (UC) and Lower Cycle (LC)

Following the work of [Arbel *et al.*, 2003], the ejector refrigeration cycle can be presented as a superposition of the power (2-3-4-7p-8-1) and refrigeration (2-5-6-7s-8-1) sub-cycles. By using the isentropic and isobaric paths between points (4, 1) and (6, 1) these two sub-cycles are presented separately on Figure 5.10. The power cycle is named Upper Cycle (UC) and refrigeration cycle Lower Cycle (LC).

The power sub-cycle or Upper Cycle (UC) shown in Figure 5.10 is drawn using the intensive properties (temperature, pressure, specific entropy) of states 1, 2, 3 and 4 calculated by the [Dahmani *et al.*, 2011] model for the cycle of Figure 5.9. It shows that the primary or motive fluid enters the ejector at state 4 and exits at state 1 with a considerable entropy increase caused by the irreversible phenomena taking place in the ejector. Similarly, the refrigeration sub-cycle or Lower Cycle (LC) of Figure 5.10 drawn with the intensive properties of states 1, 2, 5 and 6 (calculated by the model for the cycle of Figure 5.9) shows the corresponding entropy increase for the secondary or entrained fluid which enters the ejector at state 6 and exits at state 1. It should be noted that the two sub-cycles have the same intensive properties at states 1 and 2. The mass flow rates for the upper and lower sub-cycles are equal to primary and secondary mass flow rates of the ejector respectively.

The computational results, including Θ_{eq} , the corresponding enthalpy variations as well as the exergy losses and exergy efficiencies of each component of the two sub-cycles are presented in Figure 5.11.

The irreversibility of the phenomena occurring in the entire ejector (see Figure 5.9) is equal to the sum of those occurring in the turbine of the Upper Cycle and the compressor of the Lower Cycle between states 4-1 and 6-1 respectively.

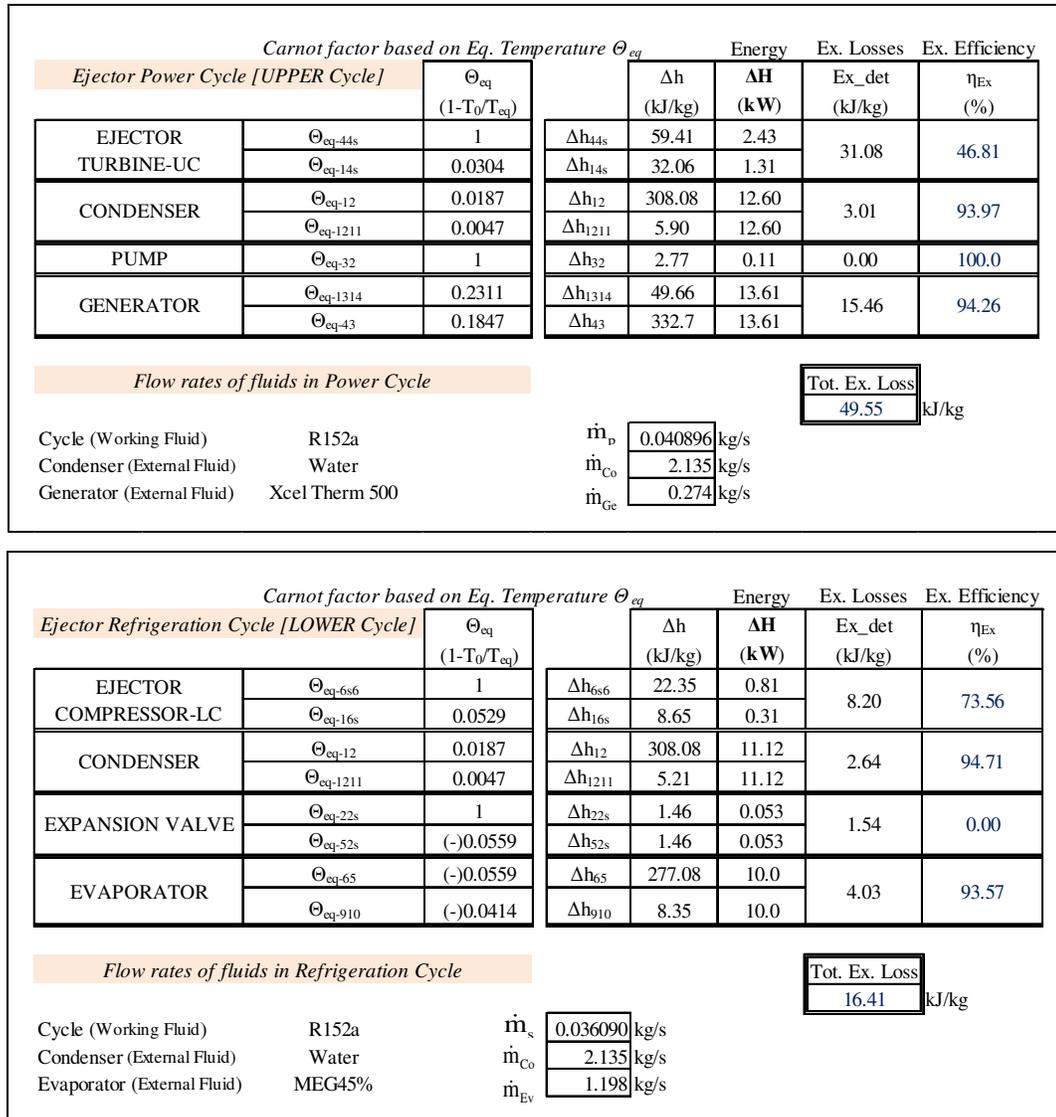


Figure 5.11 Carnot factor based on Eq. Temp., Enthalpy variations, Exergy losses and Exergy efficiencies of Upper (UC) and Lower (LC) sub-cycles

The $\Theta_{eq} - \Delta H$ diagrams of the two sub-cycles are presented on Figure 5.12. For the UC the isentropic expansion of the motive stream is presented by the line 4-4s at $\Theta_{eq} = 1$; the frictional (adiabatic) reheat by line 4s-1 at $\Theta_{eq} = 0.0304$. For the LC the isentropic compression is presented by the line 6-6s at $\Theta_{eq} = 1$ whereas the frictional (adiabatic) reheat of the compressor is by line 6s-1 at $\Theta_{eq} = 0.0529$. The presentations of the processes in heat transfer equipment are similar to the diagrams on Figures 5.3 and 5.6.

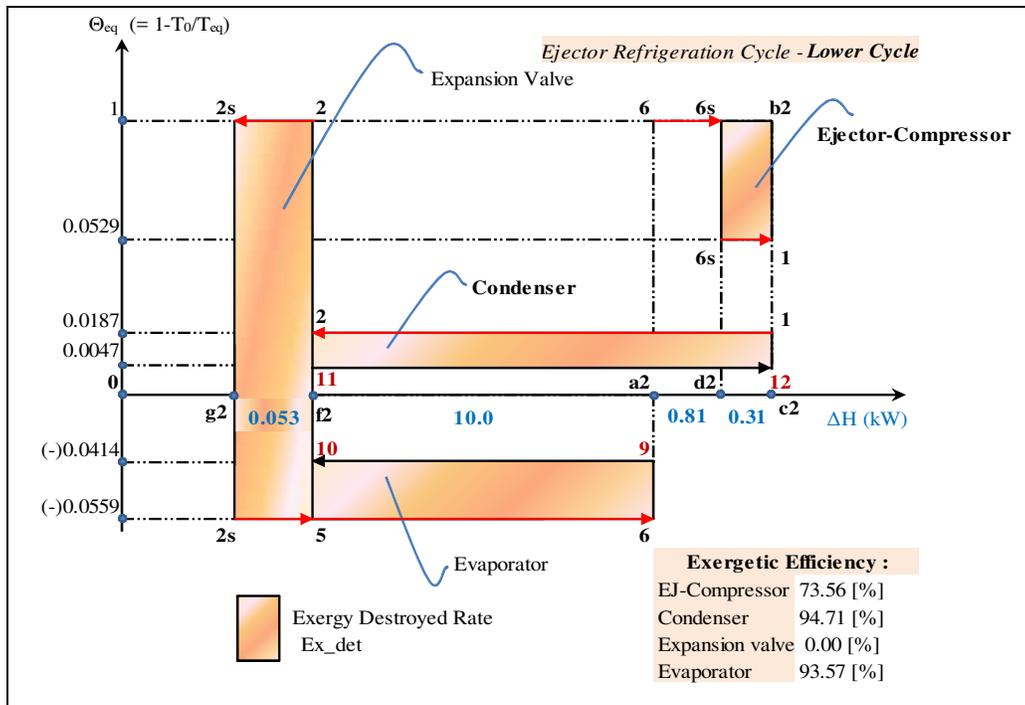
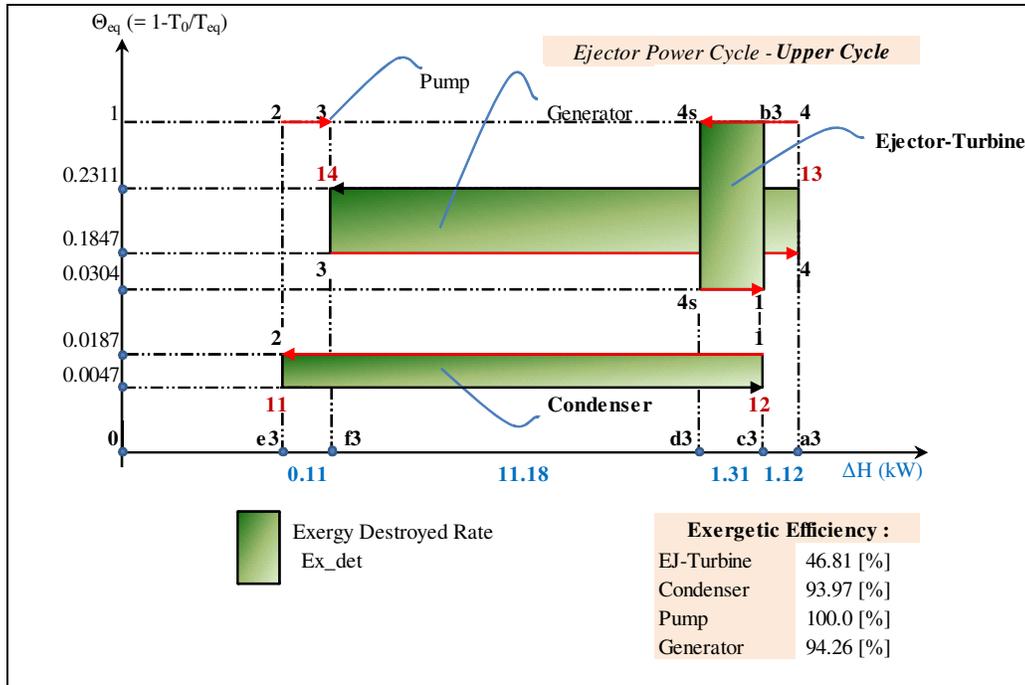


Figure 5.12 Carnot factor based on Eq. Temp. vs enthalpy variation for the Upper (UC) and Lower (LC) sub-cycles. (Not to scale)

Again, even though Figure 5.12 is not to scale, the information shown represents exactly the quantitative results of the analysis. For example, the exergy destruction, in (kJ/kg), in the expansion valve is equal to:

$$\begin{aligned} \dot{E}x_{\text{det}}(\text{EVal}) &= \left(\Theta_{\text{eq-22s}} - \Theta_{\text{eq-52s}} \right) \cdot \frac{\Delta H_{52s}}{\dot{m}_s} \\ &= \frac{(1 - (-0.0559)) \cdot (0.053 \text{ kW})}{(0.036090 \text{ kg/s})} = 1.55 \end{aligned} \quad (5.9)$$

The difference between this result and the corresponding value in Figure 5.11 is (0.01) kJ/kg (i.e. less than 1%) and is due to rounding of errors.

Given that the ejector and the condenser are the pieces of equipment which connect the two sub-cycles, UC and LC, the exergy losses in (kW) calculated separately in these two components will therefore be added.

$$\begin{aligned} \dot{E}x_{\text{det}}(\text{Ejector}) &= \dot{E}x_{\text{det}}(\text{EJ-TU}) + \dot{E}x_{\text{det}}(\text{EJ-CO}) \\ &= \Delta H_{14s} \cdot (1 - \Theta_{\text{eq-14s}}) + \Delta H_{16s} \cdot (1 - \Theta_{\text{eq-16s}}) = 1.564 \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}x_{\text{det}}(\text{Condenser}) &= \left((\Delta H_{12})_{\text{UC}} + (\Delta H_{12})_{\text{LC}} \right) \cdot (\Theta_{\text{eq-12}} - \Theta_{\text{eq-1211}}) \\ &= 0.3321 \end{aligned} \quad (5.11)$$

Figure 5.13 is the zooming of the useful exergy produced (the left diagram) and the exergy expended (the right diagram) in the ejector taken from Figure 5.12.

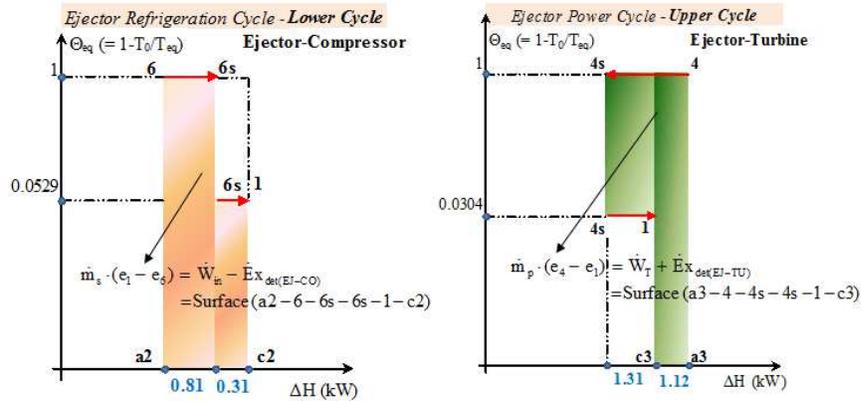


Figure 5.13 The areas representing exergy produced and the exergy expended in the ejector. (Not to scale)

Based on Figure 5.13 the exergy efficiency in (%) is defined as:

$$\begin{aligned}\eta_{\text{ex}}^{\text{ejector}} &= \frac{\dot{W}_{\text{in}} - \dot{E}x_{\text{det(EJ-CO)}}}{\dot{W}_{\text{T}} + \dot{E}x_{\text{det(EJ-TU)}}} = \frac{\Delta H_{6s6} + \Delta H_{16s} \cdot \Theta_{\text{eq-16s}}}{\Delta H_{44s} - \Delta H_{14s} \cdot \Theta_{\text{eq-14s}}} \\ &= \frac{0.81 + (0.31) \cdot (0.0529)}{2.43 - (1.31) \cdot (0.0304)} = 34.57\end{aligned}\quad (5.12)$$

This value is relatively low and emphasises the necessity to improve the thermodynamic efficiency of the ejector in the ejector refrigeration cycle.

5.6. Conclusions

- A special Carnot factor-enthalpy diagram based on “the equivalent temperature” has been proposed to analyse the exergy performance of ejector refrigeration cycles.
- The exergy losses as well as the exergies consumed and produced in each component of the ejector refrigeration cycle are qualitatively visualized on the diagram.
- The diagram pinpoints the low exergy efficiency of the ejector inside the ejector refrigeration cycle.

CHAPITRE 6 EFFECTS OF CONDENSER PRESSURE ON THE SIZE AND OPERATION CONDITIONS OF EJECTOR REFRIGERATION SYSTEMS

Auteurs et affiliation:

M. KHENNICH: étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

N. GALANIS: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

M. SORIN: professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique.

Date d'acceptation: 21 Juin 2015

État de l'acceptation: version finale publiée

Revue: 6^{ème} Conférence Internationale sur les Technologies Innovantes, IN-TECH 2015, Dubrovnik, Croatie

Référence: [Khennich *et al.*, 2015]

Titre français: Effets de la pression du condenseur sur la dimension et les conditions d'opération des systèmes de réfrigération à éjecteur.

Résumé

Un modèle unidimensionnel d'éjecteurs qui utilise les propriétés des fluides réels a été développé et validé. Il est basé sur la conservation de la masse et de l'énergie ainsi que l'équation de quantité de mouvement et intègre des contraintes sur les valeurs de certaines variables calculées. Ainsi, par exemple, l'efficacité du mélange (qui est calculée au lieu d'être fixée arbitrairement comme dans la plupart des modèles précédents) doit être positive et inférieure à un.

Ce modèle d'éjecteur a été incorporé dans le modèle d'un système utilisé pour refroidir ou réfrigérer un grand ou un petit volume (bâtiment, congélateur, *etc.*) et activé par la chaleur à basse température. Le modèle du système utilise une approche thermodynamique en dimension finie. Il calcule toutes les dimensions (longueurs et sections internes) de l'éjecteur, le débit massique du fluide frigorigène, la conductance thermique de chacun des trois échangeurs de chaleur (générateur, condenseur et évaporateur), ainsi que les propriétés thermodynamiques du réfrigérant et des trois fluides externes à tous les états du cycle. Il est alors possible d'évaluer le coefficient de performance du système, ainsi qu'un indicateur de performance économique qui est en première approximation proportionnel au produit des coûts d'investissement et d'exploitation.

Le modèle a été utilisé pour évaluer les effets de la pression du condenseur sur les dimensions de l'éjecteur, le coefficient de performance et l'indicateur de performance économique pour un système utilisant le réfrigérant R141b pour fournir une charge de refroidissement de 10 kW. Les résultats montrent que cette pression a un effet significatif sur la longueur totale de l'éjecteur et sur l'indicateur de performance économique, mais peu d'effet sur le coefficient de performance.

Mots clés : éjecteur, efficacité polytropique, réfrigération activée par le solaire, R141b, indicateur de performance économique.

Abstract

A one-dimensional model of ejectors using real fluid properties has been developed and validated. It is based on conservation of mass and energy as well as the momentum equation and incorporates constraints on the values of certain calculated variables. Thus, for example, the mixing efficiency (which is calculated rather than arbitrarily fixed as in most previous models) must be positive and smaller than one.

This ejector model has been incorporated in the model of a system used to cool or refrigerate a large or small volume (building, freezer, etc.) and activated by low temperature heat. The model of the system uses a finite thermodynamics approach. It calculates all the dimensions of the ejector, the mass flowrate of the refrigerant, the thermal conductance of each of the three heat exchangers (generator, condenser and evaporator) as well as the thermodynamic properties of the refrigerant and the three external fluids at all relevant states. It is then possible to evaluate the coefficient of performance of the system as well as an economic performance indicator which is to a first approximation proportional to the product of the capital and operating costs.

The model has been used to evaluate the effects of the condenser pressure on the ejector dimensions, the coefficient of performance and the economic performance indicator for a system using R141b to provide a cooling load of 10 kW. The results show that this pressure has a significant effect on the overall length of the ejector and on the economic performance indicator but a small effect on the coefficient of performance.

Keywords: ejector, polytropic efficiency, solar-driven refrigeration, R141b, economic performance indicator.

6.1. Introduction

Ejector refrigeration systems, which were very popular in the early 1930s, are receiving renewed interest since they can be activated by low temperature thermal energy from renewable energy sources or thermal wastes thus reducing the use of fossil fuels or improving the efficiency of their usage [Chunnanond et Aphornratana, 2004a]. Another advantage of such systems is due to the simplicity of the ejector which does not have any moving parts; therefore it does not require lubrication and suffers negligible wear. However, the flow field in ejectors is complex and includes subsonic and supersonic velocities, shock waves interacting with boundary layers and mixing of streams with very different velocities and densities. Thus, the design of an ejector for a given application is often based on empirical correlations even though many studies have proposed models for this purpose. These models can be classified as thermodynamic (or one-dimensional) and 2D or 3D differential models using CFD techniques for their solution [He *et al.*, 2009]. All of them are based on appropriate expressions of the mass, energy and momentum conservation principles and neglect heat transfer between the fluids and the ejector walls.

A recent article [Dahmani *et al.*, 2011] proposed a design methodology for ejector refrigeration systems based on a thermodynamic model. This study established the existence of optimum values for the refrigerant pressure in the generator and for the temperature difference in the heat exchangers which minimize the total thermal conductance of the system. However it assumed that the acceleration and deceleration processes taking place in the ejector are isentropic and did not calculate the length of the ejector parts. The present study improves this previous model by using polytropic efficiencies [Cumpsty, 2003] to account for irreversibilities during acceleration and deceleration contrary to many other studies [Liu et Groll, 2013] which use constant isentropic efficiencies for this purpose. This improved model is used to analyze the effects of the condenser pressure on the size of the ejector, on its coefficient of performance and on a parameter which is, to a first approximation, proportional to the product of the initial and operating costs of the system.

6.2. System description

Figure 6.1 is a schematic representation of a solar-driven ejector refrigeration system. It has four loops.

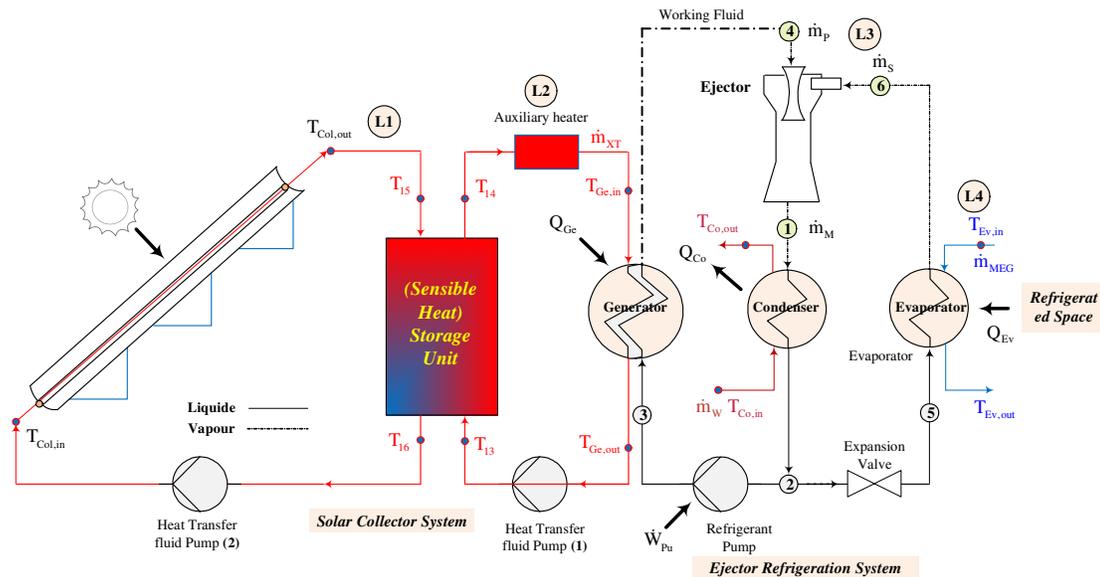


Figure 6.1 Solar-driven ejector refrigeration system

The first includes a parabolic trough solar collector and a sensible heat storage tank; the heat transfer fluid is (XcelTherm500) which is functional for temperatures between -62.2 °C and 260 °C. The second loop connects the storage tank with the vapour generator of the ejector refrigeration subsystem and includes an auxiliary heater. The third loop is the ejector refrigeration subsystem with R141b as a refrigerant. The heat transferred to the refrigerant activates the ejector used as a thermal compressor. The evaporator provides the refrigeration load by cooling a stream of air at a temperature of about 3 °C using the fourth loop in which circulates an external fluid (MEG45%). The condenser in the refrigeration system then rejects the heat to a stream of water of about 15 °C.

The main objective of this study is to evaluate the effects of the condenser pressure on the ejector dimensions, the total thermal conductance UA_t of the three heat exchangers, the coefficient of performance and the economic performance indicator for a system providing a cooling load of 10 kW.

6.3. The new ejector model and the refrigeration subsystem

Figure 6.2 illustrates the main parts of the ejector: converging (a) and diverging (b) parts of the nozzle for acceleration of the primary fluid, converging duct (c) for acceleration of the secondary fluid, mixing section with constant pressure (d) followed by a constant section duct (e) and a diffuser (f). The properties at the inlet of the primary fluid (state 4) are those of the outlet of the steam generator and those at the entrance of the secondary fluid (state 6) are those of the outlet of the evaporator (see Figure 6.1).

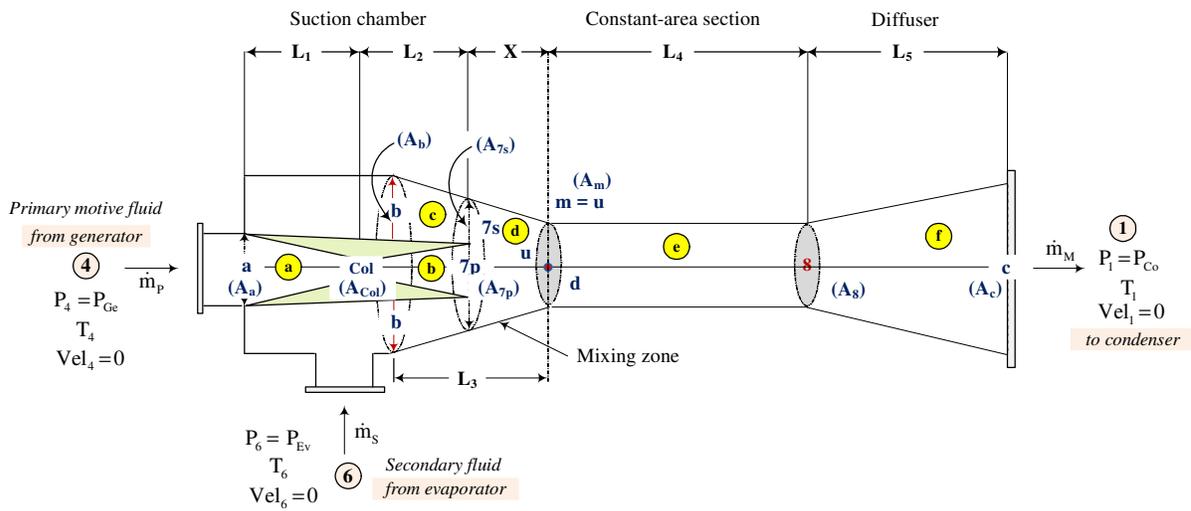


Figure 6.2 Ejector parts and main cross-sections

The ejector refrigeration cycle consists of two loops, the power loop (states 2, 3, 4, 1, 2) and the refrigeration loop (states 2, 5, 6, 1, 2). In the power loop, low-grade heat Q_{Ge} is transferred by the heat transfer fluid (XcelTerm500) to evaporate high pressure liquid refrigerant in the generator (process 3-4). This high pressure vapor (the primary fluid m_p) flows through the ejector where it accelerates in the nozzle. The corresponding pressure reduction aspirates vapor from the evaporator (the secondary fluid m_s) at state 6. The two fluids mix before entering the diffuser where the flow decelerates and pressure recovery occurs (state 1). The mixed fluid then flows to the condenser where it is condensed (state 2) by rejecting heat Q_{Co} to the external fluid (water). A portion of the saturated liquid exiting the condenser at state 2 is then pumped to the generator for the completion of the power cycle. The remainder of the liquid is expanded through an expansion device and enters the

evaporator of the refrigeration loop at state 5 as a mixture of liquid and vapour. The refrigerant evaporates in the evaporator producing a refrigeration effect Q_{Ev} by extracting heat from the external fluid (MEG45%) and the resulting vapor is then drawn into the ejector at (state 6).

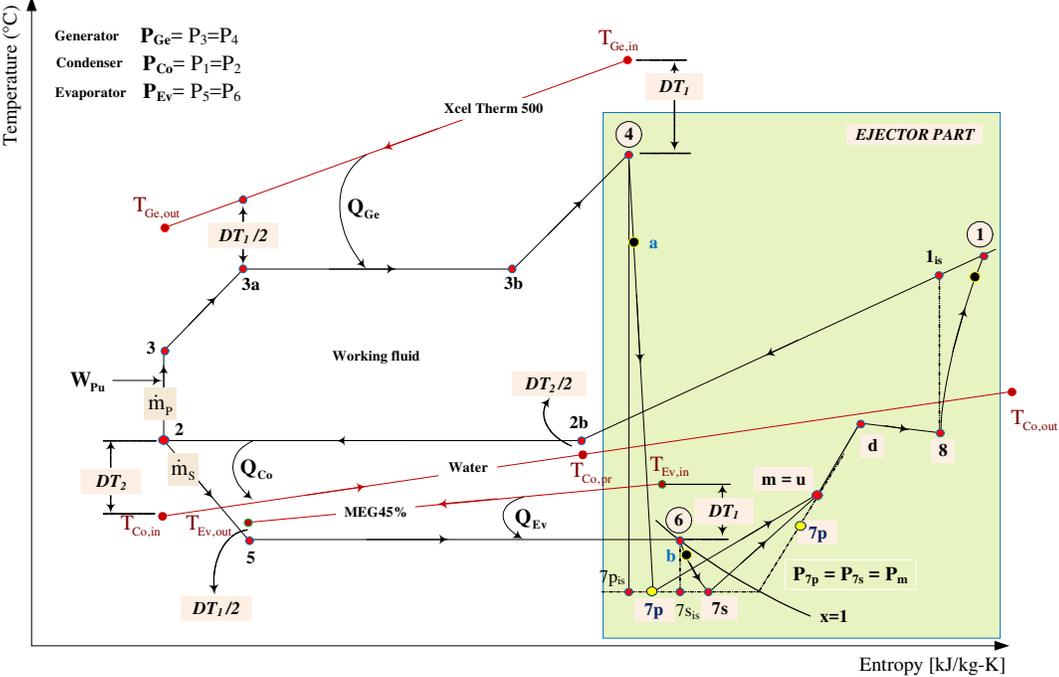


Figure 6.3 Temperature entropy diagram of the ejector refrigeration system

The temperature-entropy diagram of Figure 6.3 illustrates the operation of the ejector refrigeration cycle. The processes 4-7p, 6-7s and 8-1 represent respectively the acceleration of the primary and secondary fluids and the deceleration of the mixture. In the present study they are considered irreversible with the introduction of constant polytropic efficiency [Cumpsty, 2003] contrary to the simpler approach by [Dahmani *et al.*, 2011] who treated them as isentropic.

The fluid used in the refrigeration cycle must meet the performance criteria as well as the requirements of safety and environmental protection. It must also be available at an affordable price. In the present study, the refrigerant R141b (CH_3CCl_2F) was chosen for the ejector refrigeration cycle. Previous studies [Huang et Chang, 1999a], [Dorantes et Lallemand, 1995] have found that it is suitable for ejector applications. Furthermore, R141b has a positive slope saturated-vapor line in the temperature-enthalpy diagram and therefore does not require

superheating. Its critical temperature and pressure are respectively 204.2 °C and 4.205 MPa. Its normal boiling point is 32 °C. Its ODP value is 0.1 proving that it has no negative impact on the environment, while its GWP value is 630, which is quite acceptable for the studied application.

6.4. Modelling of ejector cooling system

The mathematical model of the ejector refrigeration system was obtained by applying the principles of conservation of mass, energy and momentum. All the equations used in the model are identical to those used by [Dahmani *et al.*, 2011]. The only difference is due to the use of constant polytropic efficiencies for the acceleration and deceleration processes which cause the increase of entropy illustrated in Figure 6.3.

The assumptions used to model the performance of the ejector refrigeration system are:

- Each component is considered like an open system in steady state operation.
- Losses of heat and pressure and the kinetic and potential energy are negligible.
- The refrigerant is supposed to be a saturated liquid at the outlet of the condenser.
- At the outlet of the evaporator, the refrigerant is saturated vapour.
- The specific heat of the three external fluids is assumed constant.
- The isentropic efficiency of the pump is fixed and equal to 1.
- The specific volume of the refrigerant remains constant during pumping.
- The inlet temperatures of the external fluids at the generator, condenser and evaporator are fixed.
- The temperature difference, between the refrigerant and the external fluid in the generator ($T_{Ge,in} - T_4$) and in the evaporator ($T_{Ev,in} - T_6$), is taken as the same value of DT_1 . The introduction of this single temperature difference in the evaporator and generator aims to simplify the model. Furthermore, in the condenser the temperature difference ($T_2 - T_{Co,in}$) is taken as DT_2 to determine possible values of the condenser pressure in order to evaluate its effects on the ejector dimensions, the coefficient of performance and the economic performance indicator for the studied refrigeration system.

- Processes (4-7p), (6-7s) and (8-1) in the ejector are not isentropic. The polytropic efficiency is the same for all processes and equal to 0.90.
- The kinetic energies are considered at the following states: Col, 7p, 7s, and 8. Pressures at sections A_{7s} and A_{7p} are equal.
- The cooling load is constant and equal to 10 kW.

The ejector model was validated by comparison with the experimental data published by [Huang *et al.*, 1999b].

6.5. Results and discussions

The thermodynamic analysis of the refrigeration subsystem was performed with the software EES [Klein, 2009] which combines the numerical solution of nonlinear equations of the model with the calculation of the thermodynamic properties of the refrigerant R141b as well as many other organic, natural and synthetic fluids. The results were obtained for the following operating parameters: The temperature and pressure of the heat transfer fluid circulating from the solar collector into the generator are respectively $T_{Ge,in} = 150$ °C and $P_{Ge,in} = 1000$ kPa, the temperature of the cooling water at the condenser inlet $T_{Co,in} = 15$ °C, the temperature of the external fluid to the evaporator inlet is $T_{Ev,in} = 0$ °C, the imposed cooling capacity $Q_{Ev} = 10$ kW, the entrainment ratio is fixed to the value of $\omega = 0.25$ and finally the value of DT_1 was taken as 5 °C. Furthermore, the values of the specific heats of the three external fluids were taken as constant.

Table 6.1 Global efficiency of diffuser and friction efficiency for different condenser pressures

P_{Co} [kPa]	DT_2 [°C]	$\eta_{D,glob}$ [-]	η_f [-]
64.93	5.0	0.919800	0.2131
78.47	10.0	0.899600	0.4065
82.94	11.5	0.899704	0.6231
87.61	13.0	0.899800	0.8546
88.25	13.2	0.899900	0.8866
88.89	13.4	0.899979	0.9189
89.21	13.5	0.900009	0.9351
89.53	13.6	0.900006	0.9515
94.16	14.0	0.900035	1.0173

Looking at the results in Table 6.1, we notice certain unacceptable calculated values such as a negative friction efficiency: $\eta_f = -0.2131$ for the condenser pressure $P_{Co} = 64.93$ kPa (5 °C) and a friction efficiency higher than unity: $\eta_f = 1.0173$ for the condenser pressure $P_{Co} = 90.84$ kPa (14 °C). Therefore these two pressure values must be eliminated because the following constraint: $0 < \eta_f < 1$ is not satisfied. On the other hand, some calculated overall isentropic efficiency for the diffuser are also unacceptable ($\eta_{D,glob} = 0.900009$ for a pressure $P_{Co} = 89.21$ kPa (13.5 °C) and $\eta_{D,glob} = 0.900006$ for a pressure $P_{Co} = 89.53$ kPa (13.6 °C)) since they are higher than the polytropic efficiency η_D^* . In principle, upon compression in a diffuser, the differential polytropic efficiency is always greater than the overall isentropic one [Cumpsty, 2003].

The choice of these pressure values causes acceleration rather than a deceleration in the diffuser. In fact, all thermodynamic laws are respected, but physically, the behavior in this condition is applicable to a converging duct. Therefore, these pressure values are also to be eliminated. Consequently, the acceptable margin of condenser pressures is between the values $P_{Co} = 78.47$ kPa (10 °C) and $P_{Co} = 88.89$ kPa (13.4 °C). The corresponding COP is between 0.162 and 0.164. Since it varies very little within this range of condenser pressure it follows that the COP is not an important criterion for the choice of system operation conditions.

Table 6.2 Effect of the condenser pressure on the diameters and the total length of the ejector

D, L, X [cm]	P _{Co} [kPa] (DT ₂ [°C])				
	78.47 (10.0)	82.94 (11.5)	87.61 (13.0)	88.25 (13.2)	88.89 (13.4)
D _a	2.435	2.445	2.455	2.457	2.458
D _{Co1}	0.829	0.833	0.836	0.837	0.837
D _{7p}	3.003	3.016	3.028	3.030	3.032
D ₇	3.928	3.945	3.962	3.964	3.966
D _d = D ₈	3.634	3.650	3.665	3.667	3.669
D _c	10.800	10.940	11.064	11.076	11.088

D, L, X [cm]	P _{Co} [kPa] (DT ₂ [°C])				
	78.47 (10.0)	82.94 (11.5)	87.61 (13.0)	88.25 (13.2)	88.89 (13.4)
L ₁	4.552	4.571	4.591	4.593	4.596
L ₂	20.737	20.825	20.913	20.925	20.937
X	1.681	1.688	1.695	1.696	1.697
L ₄	247.575	160.479	63.070	49.472	35.638
L ₅	51.237	52.130	52.901	52.973	53.047
L _{tot,Ej}	325.782	239.693	143.170	129.659	115.915
(L ₄ /D ₈)	68.1	44.0	17.2	13.5	9.7
(L ₄ + X)/D ₈	68.6	44.4	17.7	14.0	10.2

The results in Table 6.2 show that the total length, $L_{tot,Ej}$, of the ejector and the ratio, $(L_4+X)/D_4$, are excessive for the condenser pressure $P_{Co} = 78.47$ kPa (10 °C) and they decrease when the condenser pressure increases. Therefore, the total length of the ejector and the ratio of the lengths over diameter become important criteria for the selection of design conditions. The dimensions of the ejector decreases gradually as the pressure of the condenser increases. The total length most suitable for the ejector according to what the literature shows, corresponds to that found for the pressure $P_{Co} = 88.89$ kPa (13.4 °C).

The total thermal conductance of the three heat exchangers (generator, condenser and evaporator), UA_t , is considered to represent the initial cost of the system. We introduce also the following non dimensional parameter, γ , as objective function which combines the total thermal conductance of the heat exchangers and the operation costs:

$$\gamma = \alpha \cdot UA_t \cdot (Q_{Ge} + W_{Pu}) \quad (6.1)$$

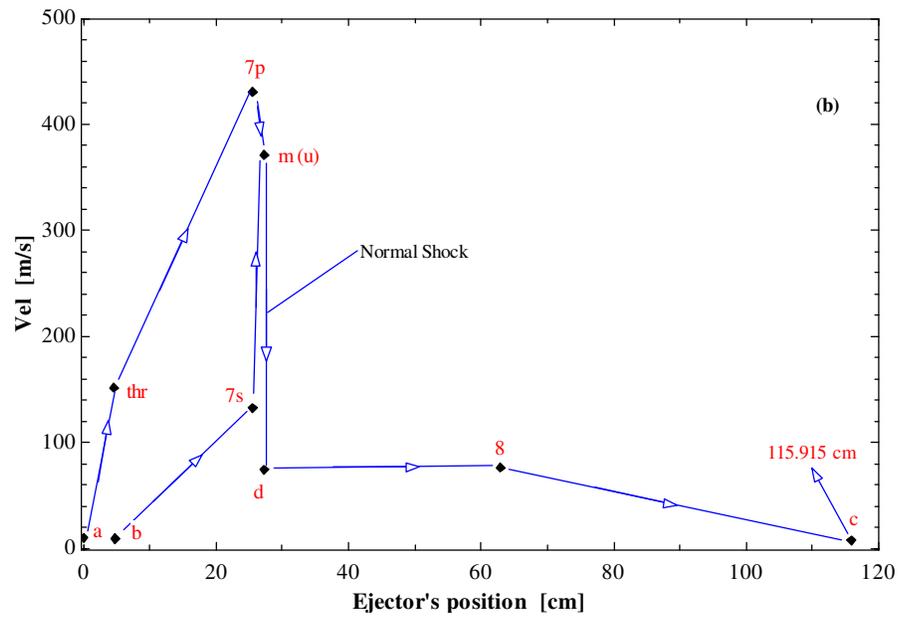
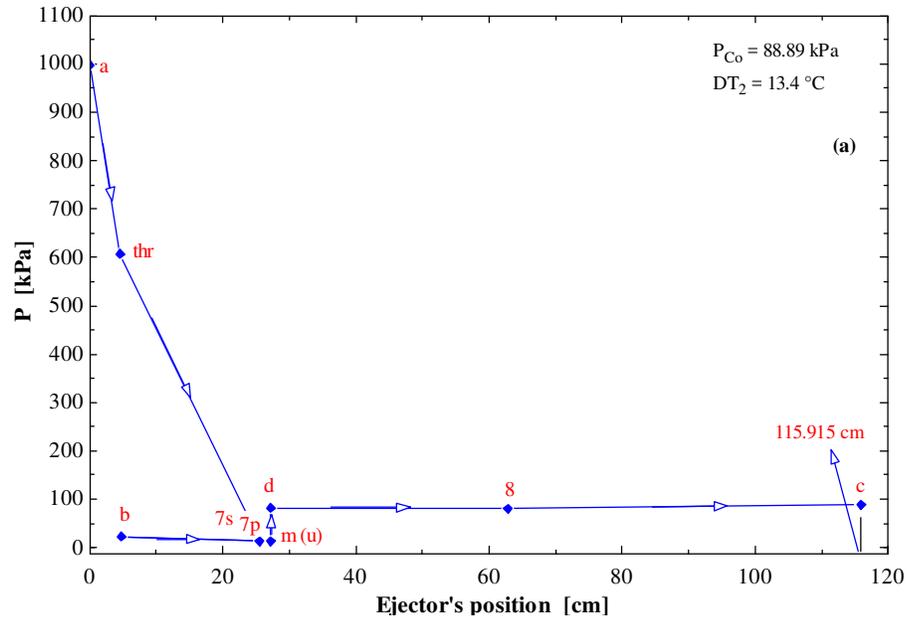
Where: $\alpha = (T_{Co,in} - T_{Ev,in}) / (Q_{Ev})^2 = \text{constan t}$

For different condenser pressures, the aim is to minimize, γ (see Eq. (6.1)) according to the following constraints: $0 < \eta_f < 1$, $\eta_D^* > \eta_{D, glob}$, $9 < (L_4+X)/D_4 < 16$. The last constraint introduced in the present study is taken from the study suggested by [Keenan et al., 1950] and gives the choice of the best length from primary-nozzle exit to the diffuser entrance for an ejector known as “constant-pressure mixing ejector”.

According to Table 6.3, the total thermal conductance of the three heat exchangers and the economic performance indicator for the system decrease as the condenser pressure increases. These results indicate that the choice of the condenser pressure for which all the constraints are satisfied is: $P_{Co} = 88.89$ kPa (13.4 °C). Under these conditions the design has the following parameters: $\eta_f = 0.9189$, $\eta_{D, glob} = 0.899979$, $COP = 0.162$, $L_{tot, Ej} = 115.915$ cm, $(L_4+X)/D_4 = 10.2$, $\gamma = 126.8$ and $UA_t = 13.73$ kW/K. For this design point the profiles of pressure, speed and temperature are shown in Figure 6.4.

Table 6.3 Variation of economic performance indicator and total thermal conductance with condenser pressure

P_{Co} [kPa]	DT_2 [°C]	γ [-]	UA_t [kW/K]
78.47	10.0	142.7	15.56
82.94	11.5	134.4	14.61
87.61	13.0	128.2	13.89
88.25	13.2	127.4	13.81
88.89	13.4	126.8	13.73



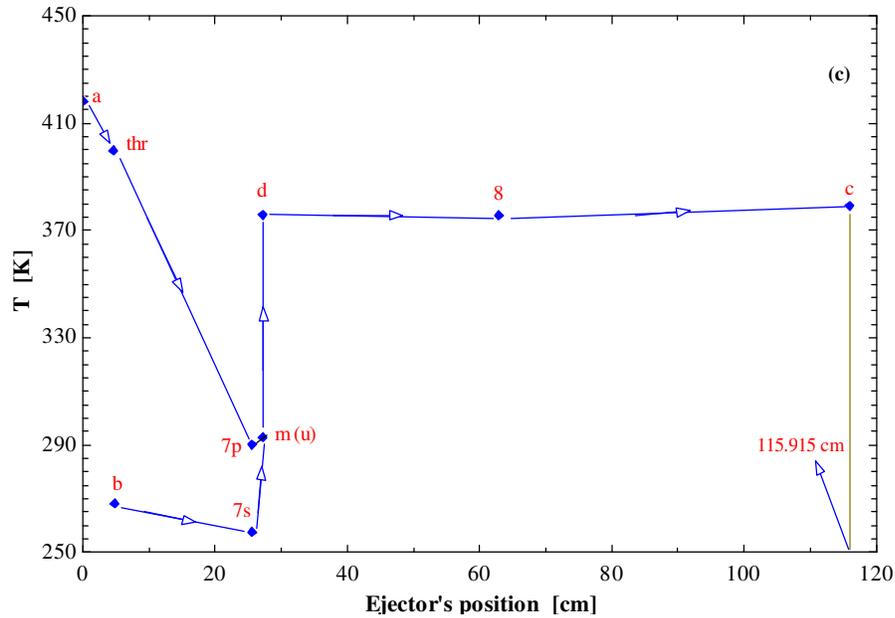


Figure 6.4 Profiles of pressure (a), speed (b) and temperature (c) for the design point: $P_{Co} = 88.89 \text{ kPa}$ satisfying all the constraints

6.6. Conclusion

An improved thermodynamic model of the flowfield in an ejector which uses a constant polytropic efficiency to quantify the irreversibilities during the accelerations and deceleration was used to calculate the ejector dimensions and the design operating conditions for a constant load cooling system. The use of physical constraints on certain calculated values determined the acceptable range of condenser pressures. The final selection of the design condenser pressure was based on the observation that the overall length of the ejector and the value of an economic indicator (which is to a first approximation equal to the product of the initial and operating costs) decrease as the condenser pressure increases while the COP remains essentially constant.

CHAPITRE 7 INTÉGRATION EN RÉGIME PERMANENT D'UN SYSTÈME DE RÉFRIGÉRATION À ÉJECTEUR ACTIONÉ PAR L'ÉNERGIE SOLAIRE

7.1. Introduction

La demande accrue du confort thermique a conduit à l'augmentation rapide de l'utilisation des systèmes de réfrigération et de climatisation dans le secteur de bâtiments, d'industrie et de commerce. Par conséquent la demande de l'électricité ne cesse d'augmenter afin de subvenir par exemple au conditionnement d'air dans les bâtiments [Pérez-Lombard *et al.*, 2008]. Le recours aux systèmes de réfrigération utilisant les sources thermiques à basse température comme les rejets thermiques ou l'énergie solaire pourrait fournir une réduction importante de la consommation de l'électricité [Ullah *et al.*, 2013], [Sarbu et Sebarchievici, 2013], [Otanicar *et al.*, 2012], [Anand *et al.*, 2015]. Parmi les différentes technologies utilisant la réfrigération thermique, on cite les systèmes de réfrigération à éjecteur SRÉs actionnés thermiquement et considérés comme une alternative promettante des cycles de réfrigération à compression de vapeur qui consomment de l'électricité. Les systèmes de réfrigération actionnés thermiquement sont appréciés en raison de leur fiabilité, leurs besoins limités en maintenance et leurs coûts initiaux et opérationnels faibles. En outre, les SRÉs peuvent contribuer à la réduction des émissions à effet de serre et par suite à la réduction du réchauffement climatique grâce à l'économie de l'énergie primaire et à l'utilisation des réfrigérants ayant un impact positif sur l'environnement [Calm, 2008], [Sarbu, 2014]. Cependant, la réfrigération à éjecto-compression n'a pas pu se localiser dans le marché à cause de son faible coefficient de performance COP et la forte dégradation de sa performance lorsque le fonctionnement se fait hors des conditions de conception. Ces SRÉs se trouvent concurrencés par les systèmes de réfrigération à absorption et à compression [He *et al.*, 2009].

En application pratique, un capteur solaire est utilisé pour absorber tout d'abord le rayonnement solaire. La chaleur générée est ensuite transportée par un fluide caloporteur et

transférée à une machine entraînée par la chaleur pour produire un effet de refroidissement. Le système de refroidissement solaire à absorption qui utilise les fluides de travail comme mélange : LiBr-H₂O ou NH₃-H₂O a été construit fréquemment pour démontrer l'application de la technologie de refroidissement actionnée par l'énergie solaire. Cependant, le processus d'absorption chimique utilisé est compliqué dans sa conception et son contrôle. La technologie de la pression à vide est également nécessaire pour le fonctionnement de tels systèmes. Finalement, les coûts très élevés d'installation retardent leur application dans les systèmes de refroidissement solaires.

Par contre, le système de réfrigération solaire à éjecteur peut être opéré avec des réfrigérants à points d'ébullitions plus bas. Il est considéré comme l'un des dispositifs les plus prometteurs pour la réfrigération solaire. En effet, ce dispositif est caractérisé par une simple conception, haute fiabilité, faibles coûts d'installation et de maintenance ce qui le rend très attractif que d'autres. Le seul inconvénient de ce système réside dans son coefficient de performance COP qui est habituellement faible. Par exemple, dans la présente étude le COP du système de réfrigération solaire à éjecteur peut atteindre une valeur de 0,496.

[Nehdi *et al.*, 2008] ont réalisé une analyse théorique d'un système de climatisation solaire à éjecteur semblable à celui proposé dans la présente étude. L'objectif de leurs travaux s'articule sur l'utilisation de la radiation solaire comme source d'énergie dans ce système utilisant 8 réfrigérants qui respectent l'environnement et trois types de collecteur solaires. Le premier est une plaque plane à simple vitrage, le deuxième est une plaque plane à double vitrage et le troisième est un collecteur solaire à tubes sous vide. Pour cela ils ont proposé trois types de collecteurs solaires plans avec différentes efficacités. Les conditions opératoires au niveau des échangeurs de chaleurs (générateur, condenseurs et évaporateur) sont respectivement : $T_{Ge} = 90\text{ °C}$, $T_{Co} = 35\text{ °C}$ et $T_{Ev} = 15\text{ °C}$. Les résultats ont montré que le COP dépend du réfrigérant et que pour le R717, le COP atteint la plus haute valeur. Dans les mêmes conditions, la plus grande valeur de l'efficacité exergétique $\eta_{ex} = 0,19$ est obtenue pour R717 mais reste faible à cause des irréversibilités existantes dans l'éjecteur. D'une part, le COP augmente avec la température de saturation de l'évaporateur T_E pour différentes températures du condenseur T_C et pour une température du générateur fixée T_B . D'autre part, le COP diminue quand la température du condenseur diminue pour une température de

l'évaporateur fixée. Le rayonnement incident direct utilisé dans cette étude est compris dans l'intervalle suivant ($351 - 875 \text{ W.m}^{-2}$). Le troisième type de collecteur donne l'efficacité globale η_{Over} la plus élevée dans la marge de 0,21 à 0,28. Il reste seulement à noter que dans cette étude la nature des trois fluides externes et leur température d'entrée aux échangeurs de chaleur ainsi que la capacité de réfrigération ne sont pas spécifiées. Il est donc impossible de comparer ce système de climatisation avec celui de [Nehdi *et al.*, 2008].

Le premier objectif de la présente étude est de proposer un modèle pour le système de réfrigération solaire à éjecteur intégrant ceux de ses composantes (collecteurs, système de réfrigération à éjecteur) développés respectivement dans les chapitres 3, 6 et 2. Le second objectif est d'étudier les effets de certains paramètres (surchauffe DT_{surGE} , débit calorifique $(\dot{m} \cdot Cp)_{\text{XT}}$ et rayonnement solaire I) sur sa performance. La méthodologie proposée est basée sur les lois de la thermodynamique classique et sur les relations de la thermodynamique aux dimensions finies (détermination de l'efficacité énergétique, de l'efficacité exergetique et des conductances globales des échangeurs de chaleur).

7.2. Description et modélisation du système de réfrigération solaire à éjecteur

7.2.1. Présentation du système de réfrigération solaire à éjecteur

La Figure 7.1 présente le schéma du système de réfrigération solaire étudié. Contrairement au cycle présenté dans le chapitre 3, celui-ci comporte seulement trois boucles. La première (L1) comprend un collecteur solaire cylindro-parabolique ou de forme plane. Le fluide caloporteur XcelTherm500 qui y circule est une huile thermique fonctionnelle dans une marge de température entre $-62,2 \text{ }^\circ\text{C}$ et $260 \text{ }^\circ\text{C}$. La seconde boucle (L2) reliée à (L1) par le générateur de vapeur est le sous-système de réfrigération à éjecteur fonctionnant avec le réfrigérant R141b (1,1-Dichloro-1-fluoro-ethane). La chaleur transférée au réfrigérant sert à faire fonctionner l'éjecteur qui est utilisé comme compresseur thermique afin de produire du froid. L'effet utile de réfrigération se fait à l'aide de la troisième boucle (L3) dans laquelle circule un fluide externe l'éthylène glycol 25% avec une température d'entrée de $14 \text{ }^\circ\text{C}$ à l'évaporateur ayant une capacité de réfrigération de 10 kW . Le condenseur du sous-système de réfrigération rejette ensuite la chaleur à un courant d'air d'environ $20 \text{ }^\circ\text{C}$. L'éjecteur utilisé

dans la présente étude a été modélisé et étudié au chapitre 2. Les propriétés à l'entrée du fluide primaire (état 4) sont celles de la sortie du générateur de vapeur et celles à l'entrée du fluide secondaire (état 6) sont celles de la sortie de l'évaporateur.

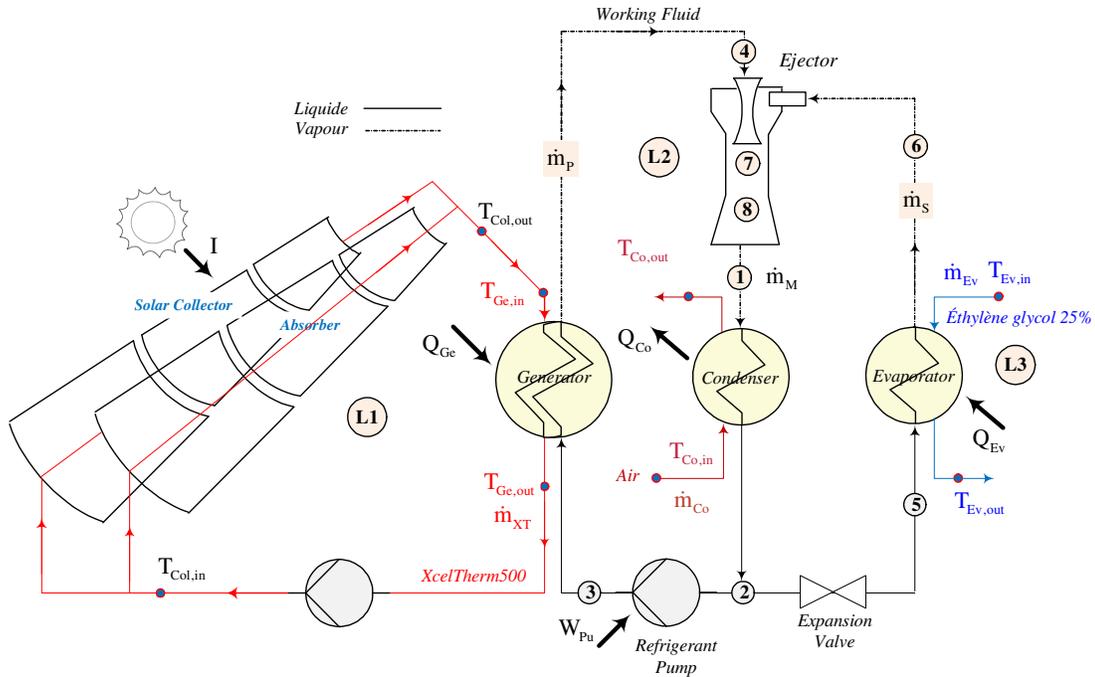


Figure 7.1 Schéma du système de réfrigération solaire à éjecteur en régime stationnaire

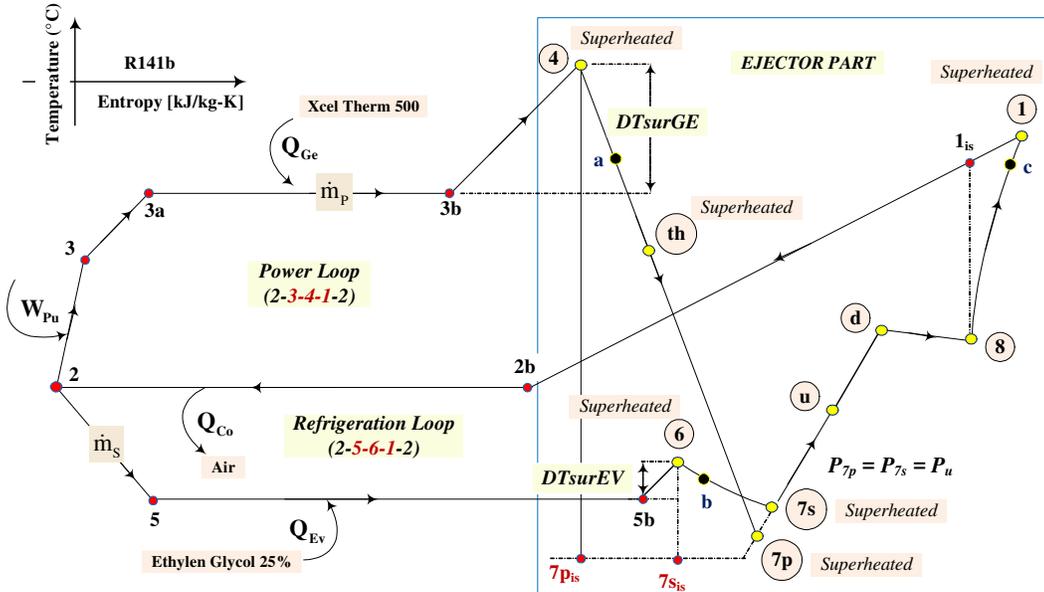


Figure 7.2 Ts-diagramme du cycle de réfrigération solaire à éjecteur

Selon [Chen *et al.*, 1998], les réfrigérants utilisés dans des systèmes de réfrigération à éjecto-compression peuvent être classés en deux catégories de fluides : humides ou secs. La vapeur du réfrigérant R141b est sèche car il n'y a pas de changement de phase au cours du procédé d'expansion à travers la tuyère principale. Ce fluide a été donc choisi pour la présente étude à cause de ses propriétés déjà listés dans le chapitre 4.

Le cycle de réfrigération à éjecteur illustré dans le diagramme de la Figure 7.2 se compose de deux boucles : la boucle de puissance et la boucle de réfrigération à compression de vapeur (voir chapitre 5). Dans la boucle de puissance, de la chaleur à basse température récupérée à partir de l'énergie solaire (Q_{Ge}) est transférée par le caloporteur (XcelTerm500) dans le générateur pour évaporer le réfrigérant liquide à haute pression (évolution 3-4). La vapeur ainsi générée et surchauffée $DT_{surGE} = 10$ °C connue sous le nom de fluide primaire (\dot{m}_p) est accélérée dans la tuyère convergente-divergente. La diminution de pression qui se produit entraîne la vapeur surchauffée ($DT_{surEV} = 3$ °C) provenant de l'évaporateur, connue sous le nom de fluide secondaire (\dot{m}_s) à l'état (6). Les deux fluides se mélangent avant l'entrée au diffuseur (état 8) où la décélération et récupération de pression se produisent. Le réfrigérant à l'état (1) sous forme de vapeur surchauffée est ensuite condensé en rejetant la chaleur (Q_{Co}) absorbée par le fluide extérieur (air). Une partie du liquide saturé sortant du condenseur à l'état (2) est ensuite pompée vers le générateur pour ainsi compléter la boucle de puissance. Le reste du liquide traverse la valve de détente et pénètre dans l'évaporateur de la boucle de réfrigération à l'état (5) en tant que mélange vapeur-liquide. Le frigorigène s'évapore ensuite dans l'évaporateur produisant l'effet de réfrigération (Q_{Ev}) par extraction de la chaleur du fluide externe (éthylène glycol 25%). La vapeur saturée résultante est ensuite aspirée dans l'éjecteur à l'état (6).

7.2.2. Modélisation des collecteurs solaires utilisés dans la présente étude

L'énergie solaire comme source de chaleur sera exploitée pour activer le sous système de réfrigération à éjecteur en installant trois types de collecteurs solaires. Parmi ces derniers deux sont des collecteurs cylindro-paraboliques à concentration mais ayant différentes expressions d'efficacité énergétique. Ces collecteurs solaires sont fabriqués et installés dans des centrales solaires thermodynamiques et utilisés soit dans la production du froid ou de la

chaleur pour des procédés industriels comme l'agroalimentaire et le séchage de pâte appelés Type I, ou dans la génération de l'électricité comme le cas des neufs centrales SEGS installées dans le désert de Mojave en Californie appelé Type II. Le Type III est un collecteur à plaques planes et à double vitrage disponible dans le commerce. Ce type de collecteur a été utilisé par [Huang *et al.*, 1998] pour développer un système de réfrigération solaire à éjecteur de haute performance fonctionnant avec le même réfrigérant R141b utilisé dans la présente étude. L'efficacité des trois types de collecteurs mentionnés ici est illustrée dans la Figure 7.3.

Le modèle mathématique de l'efficacité du collecteur Type I a été obtenu avec les données expérimentales et les performances thermiques du collecteur d'une entreprise québécoise spécialisée dans la production et la commercialisation des panneaux solaires cylindro-paraboliques à concentration. Les équations de l'efficacité $\eta_{Col,I}$ et du modificateur de l'angle incident $K_I(\theta)$ se basent sur l'aire d'ouverture et sont données comme suite :

$$\eta_{Col,I} = K_I \cdot (0,508725) - (0,7226) \cdot (\Delta T / I) - (0,0198) \cdot (\Delta T^2 / I) \quad (7.1)$$

$$K_I = 1 - (0,530318) \cdot S - (0,000674114) \cdot S^2 \quad (7.2)$$

$$S = (1 / \cos \theta) - 1$$

La forme quadratique en S de l'équation (7.2) prend en compte les exigences du logiciel TRNSYS, car elle va être intégrée ultérieurement dans la modélisation dynamique de la boucle (L1) combinée au sous système de réfrigération à éjecteur.

Le modèle mathématique de l'efficacité approximative ($\eta_{Col,II}$) du collecteur Type II a été développé par [Khennich *et al.*, 2015a] dans le chapitre 3. Les équations (7.3) et (7.4) donnent l'efficacité quadratique ($\eta_{Col,II}$) et le modificateur de l'angle incident $K_{II}(\theta)$ du collecteur Type II comme suit :

$$\eta_{Col,II} = K_{II} \cdot (0,736) - (0,0744) \cdot (\Delta T / I) - (0,000958) \cdot (\Delta T^2 / I) \quad (7.3)$$

$$K_{II} = 1 - (0,942448) \cdot S + (0,272209) \cdot S^2 \quad (7.4)$$

Il est à noter que le terme S qui apparaît à l'équation (7.4) est le même que celui défini dans l'équation (7.2). Finalement, le modèle mathématique du Type III utilisé aussi par [Huang *et al.*, 1998] s'exprime de la façon suivante :

$$\eta_{\text{Col,III}} = 0,80 - (3,5) \cdot (\Delta T / I) \quad (7.5)$$

La même différence de température $\Delta T = T_{\text{Col,in}} - T_a$ a été utilisée pour les trois types de collecteurs solaires avec la même température ambiante de $T_a = 20^\circ\text{C}$.

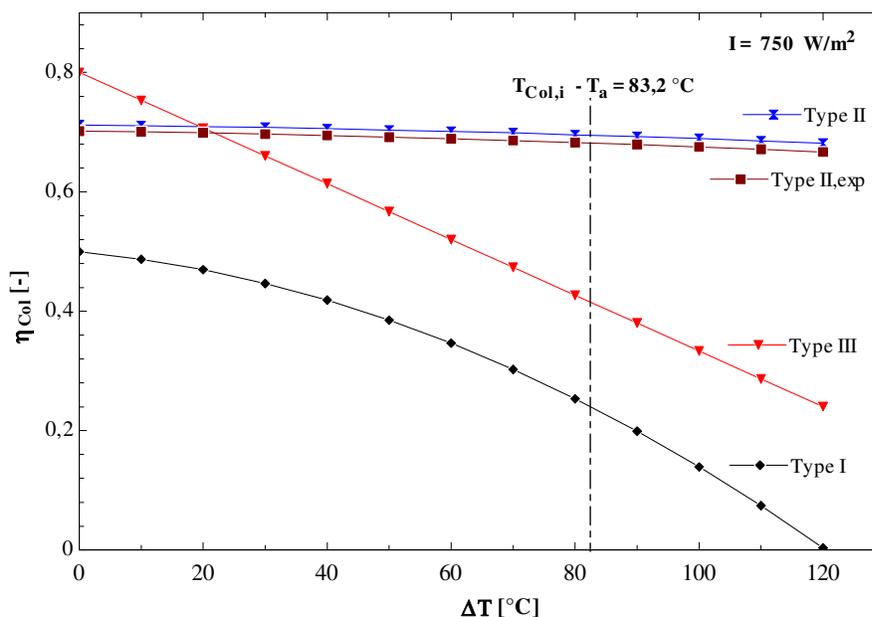


Figure 7.3 Représentation de l'efficacité des trois types de collecteurs (I, II et III) en fonction de ($\Delta T = T_{\text{Col,in}} - T_a$)

La Figure 7.3 illustre les efficacités énergétiques des trois types de collecteur. Elle a été tracée avec un angle incident de $\theta = 15^\circ$ et un rayonnement incident de $I = 750 \text{ W/m}^2$. Les modificateurs de l'angle incident des Types I et II calculés respectivement dans ce cas sont $K_I(\theta) = 0,9813$ et $K_{II}(\theta) = 0,9671$. Il est à noter que le collecteur Type II possède une meilleure efficacité énergétique et que l'effet de ΔT est faible par rapport aux deux autres collecteurs. La variation de l'efficacité $\eta_{\text{Col,II}}$ en fonction de ΔT sera peut être importante si cette différence de température était prise entre la température moyenne du fluide caloporteur T_m et la température ambiante T_a .

La Figure 7.3 compare aussi l'efficacité approximative ($\eta_{\text{Col,II}}$) du Type II avec l'efficacité expérimentale ($\eta_{\text{Col,II,exp}}$) mesurée par [Dudley *et al.*, 1994] et montre que l'expression approximative est en très bon accord avec l'expression expérimentale. L'erreur moyenne calculée est de $(\eta_{\text{Col,II}} - \eta_{\text{Col,II,exp}})/\eta_{\text{Col,II,exp}} = 1.8\%$. Il est à noter que pour l'intervalle

de différence de température [0 - 120 °C], les courbes des deux expressions d'efficacité sont très proches.

L'efficacité du collecteur solaire est par définition égale au rapport entre la puissance thermique utile extraite (Q_{utile}) et l'irradiation incidente totale ($Q_{\text{sol}} = I \cdot A_{\text{Col}}$).

$$\eta_{\text{Col}} = \frac{Q_{\text{utile}}}{Q_{\text{sol}}} = \frac{Q_{\text{utile}}}{I \cdot A_{\text{Col}}} \quad (7.6)$$

Il est assumé que les échanges thermiques entre le caloporteur et l'environnement sont négligeables. La température du caloporteur à la sortie du collecteur solaire est donc la même que celle qui entre dans le générateur $T_{\text{Col},\text{out}} = T_{\text{Ge},\text{in}}$. L'augmentation de température à travers la pompe du fluide caloporteur est aussi négligée, de telle sorte à avoir $T_{\text{Col},\text{in}} = T_{\text{Ge},\text{out}}$. La puissance utile est donc celle fournie par le fluide caloporteur au réfrigérant R141b au niveau du générateur de vapeur.

$$Q_{\text{utile}} = Q_{\text{Ge}} = (\dot{m} \cdot C_p)_{\text{XT}} \cdot (T_{\text{Ge},\text{in}} - T_{\text{Ge},\text{out}}) \quad (7.7)$$

$$T_{\text{Col},\text{in}} = T_{\text{Ge},\text{out}} = T_{\text{sat}@P_4} + 5 \text{ °C} \quad (7.8)$$

Pour une pression P_4 donnée, on peut trouver la température de saturation $T_{\text{sat}@P_4}$ afin d'obtenir $T_{\text{Col},\text{in}}$ de l'équation (7.8). Pour une température ambiante T_a et un rayonnement incident I donnés, l'efficacité du collecteur sera déterminée à partir des équations (7.1), (7.3) et (7.5) selon le type choisi. Il faut connaître ensuite $T_{\text{Ge},\text{in}}$ et le débit calorifique du caloporteur pour déterminer Q_{utile} de l'équation (7.7).

De l'autre côté, on souhaite obtenir, avec les trois types de collecteurs solaires (I, II, III), une même température d'entrée du fluide caloporteur dans le générateur de $T_{\text{Ge},\text{in}} = 150 \text{ °C}$ fixée. Le but est de générer une vapeur surchauffée du réfrigérant R141b avant d'entrer dans l'éjecteur du sous-système de réfrigération. Puisque $T_{\text{Ge},\text{in}}$ est fixée à 150 °C, la surface du capteur solaire A_{Col} peut être exprimée à partir de l'équation (7.6) de la façon suivante :

$$A_{\text{Col}} = \frac{(\dot{m} \cdot C_p)_{\text{XT}} \cdot (T_{\text{Ge},\text{in}} - T_{\text{Col},\text{in}})}{\eta_{\text{Col}} \cdot I} \quad (7.9)$$

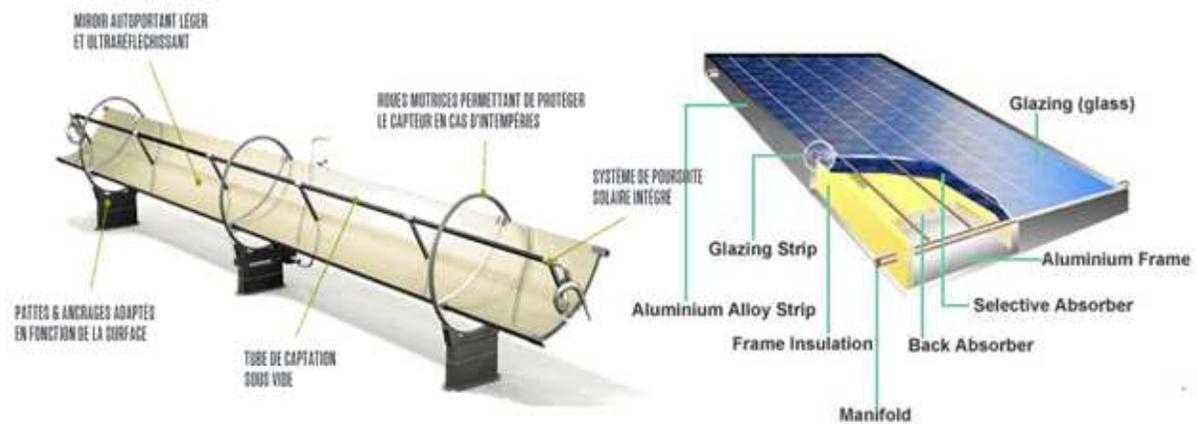


Figure 7.4 Types de collecteurs solaires : cylindro-parabolique et à plaque plane

(Type I, II (à gauche)): Source: <http://www.rackam.com/fr/technologies/icarus-heat-collector-10/>
 (Type III (à droite)): Source: <http://www.solarfeeds.com/solar-cooling-and-heating-market-trends/>

7.2.3. Modélisation du système de réfrigération

Le modèle mathématique du système de réfrigération à éjecteur est obtenu en appliquant les principes de conservation de la masse et de l'énergie pour le réfrigérant pur R141b. L'utilisation des efficacités polytropiques constantes pour les procédés d'accélération et de décélération dans l'éjecteur a pour but de souligner la présence de différentes irréversibilités lors de ces évolutions ce qui entraîne l'augmentation d'entropie illustrée à la Figure 7.2. Les hypothèses utilisées pour modéliser la performance du système de réfrigération à éjecteur sont les suivantes:

- Chaque composant est considéré comme un système ouvert en opération sous un régime permanent.
- Les pertes de chaleur et de pression ainsi que les énergies cinétique et potentielle sont négligeables.
- Le réfrigérant est supposé être un liquide saturé à la sortie du condenseur.
- Les chaleurs spécifiques des fluides externes sont supposées constantes.
- L'efficacité isentropique de la pompe est fixée et égale à 0,80.
- Le volume spécifique du réfrigérant reste constant pendant le pompage.

- Les températures d'entrée des fluides externes au niveau du générateur, du condenseur et de l'évaporateur sont fixées.
- Les évolutions dans l'éjecteur (4-th-7p), (6-7s) et (8-1) sont irréversibles, les efficacités polytropiques sont égales à : $\eta_{pol,p} = 0,90$ (4-7p), $\eta_{pol,s} = 0,90$ (4-7s), $\eta_{pol,D} = 0,90$ (8-1).
- Les énergies cinétiques sont à prendre en considération aux états suivants : (7p, th, 7s, et 8) dans l'éjecteur.
- À la sortie de l'évaporateur, la vapeur est surchauffée avec $DT_{surEV} = 3$ °C fixée.
- À l'entrée du générateur, la vapeur peut être surchauffée avec $DT_{surGE} > 0$ °C ou saturée avec $DT_{surGE} = 0$ °C.
- La puissance frigorifique est constante et égale à 10 kW.

Le Tableau 7.1 spécifie les variables fixes et les paramètres qui seront utilisés dans la présente étude. Puisque P_4 est fixée, on obtient $T_{4s} = 98,2$ °C et à l'aide de l'équation (7.8) $T_{Col,in} = T_{Ge,out} = 103,2$ °C et avec $T_a = 20$ °C on obtient $\Delta T = T_{Col,in} - T_a = 83,2$ °C.

Tableau 7.1 Variables fixes et paramètres pour le système de réfrigération solaire à éjecteur

Variables fixes	DT_{surEV}	$T_{Ge,in}$	$T_{Ge,out}$	$T_{Ev,in}$	$T_{Co,in}$	P_4	P_6	P_1	Q_{Ev}	η_{Pu}	η_{pol}
	3 °C	150 °C	103,2 °C	14 °C	20 °C	650 kPa	35 kPa	85 kPa	10 kW	0,80	0,90
Paramètres	DT_{surGe} (°C)	$(\dot{m}.Cp)_{XT}$ (kW/K)		I (W/m ²)							

Le choix de conditions opératoires en pressions et températures du réfrigérant R141b entrant dans l'éjecteur se base sur le fait que la différence de température entre ce réfrigérant et les fluides externes doit être toujours positive. Les différences de températures au niveau des trois échangeurs de chaleur sont définis comme suit : $DT_3 = T_{Ge,in} - T_4$ pour le générateur de vapeur, $DT_2 = T_2 - T_{Co,in}$ pour le condenseur et $DT_1 = T_{Ev,in} - T_6$ pour l'évaporateur. Ces différences de températures doivent être positives afin d'éviter des pincements négatifs dans les échangeurs de chaleurs.

La performance du cycle de réfrigération à éjecteur peut être calculée en utilisant les équations suivantes qui prennent en considération les hypothèses déjà présentées.

- **Pompe**

L'état (2) du cycle est connue, puisque la pression $P_2 = P_1$ (P_1 est la pression choisie du condenseur voir Tableau 7.1) et le liquide pompé vers le générateur de vapeur est assumé comme liquide saturé et donc $h_2 = h(P_2, x=0)$ et $T_2 = T_{\text{sat}@P2}$. L'enthalpie h_3 peut être finalement déterminée par l'équation (7.10). L'équation (7.11) permet ensuite de quantifier la puissance requise par la pompe du réfrigérant.

$$\eta_{\text{Pu}} = \frac{v_2 \cdot (P_4 - P_1)}{(h_3 - h_2)} \quad (7.10)$$

$$W_{\text{Pu,ref}} = \dot{m}_p \cdot (h_3 - h_2) \quad (7.11)$$

- Générateur

Le débit du fluide primaire \dot{m}_p peut être déterminé à partir de l'équation (7.12), du fait que les données d'entrée et de sortie du fluide caloporteur (\dot{m}_{XT} , $T_{\text{Ge,in}}$ et $T_{\text{Ge,out}}$) sont connues au niveau du générateur de vapeur et que la pression $P_4 = P_3$:

$$\dot{m}_p = \frac{(\dot{m} \cdot C_p)_{\text{XT}} \cdot (T_{\text{Ge,in}} - T_{\text{Ge,out}})}{(h_4 - h_3)} \quad (7.12)$$

En fonction de la valeur de la surchauffe du fluide primaire DT_{surGE} (10 °C ou 0 °C) et la pression P_4 , la température T_4 et la différence de température DT_3 entre ce fluide primaire et le fluide caloporteur sont déterminées par les équations suivantes :

$$T_4 = T_{\text{sat}@P_4} + DT_{\text{surGE}} \quad (7.13)$$

$$DT_3 = T_{\text{Ge,in}} - T_4 \quad (7.14)$$

- Condenseur

La pression P_1 à la sortie de l'éjecteur et à l'entrée du condenseur étant connue (voir Tableau 7.1) et par application de la conservation de l'énergie aux bornes de cet éjecteur entre les états (4, 6 et 1), l'enthalpie h_1 est déterminée par l'équation suivante:

$$h_1 = \frac{1}{(1 + \omega)} \cdot h_4 + \frac{\omega}{(1 + \omega)} \cdot h_6 \quad (7.15)$$

Il s'ensuit que la température $T_1 = T(P_1, h_1)$ est déterminée et par suite l'état (1) est connu. La différence de température DT_2 entre le liquide saturé et l'air comme fluide externe

ainsi que la puissance rejetée au niveau du condenseur sont déterminées par les équations suivantes:

$$DT_2 = T_2 - T_{Co,in} \quad (7.16)$$

$$Q_{Co} = (\dot{m}_s + \dot{m}_p) \cdot (h_1 - h_2) \quad (7.17)$$

- Évaporateur

Le débit du fluide secondaire \dot{m}_s est déterminé à partir de la capacité frigorifique Q_{Ev} au niveau de l'évaporateur et la différence d'enthalpie ($h_6 - h_5$). D'autre part le débit du fluide primaire étant déterminé par l'équation (7.12) ce qui permet de calculer le facteur d'entraînement (ω) de l'éjecteur.

$$\dot{m}_s = \frac{Q_{Ev}}{(h_6 - h_5)} \quad (7.18)$$

$$\omega = \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_p} \quad (7.19)$$

- Valve de détente

Comme le processus d'expansion dans la valve de détente est isenthalpique, l'enthalpie $h_5 = h_2$. Le processus est irréversible. Le réfrigérant entre dans l'évaporateur à l'état (5) comme mélange liquide-vapeur saturé avec un titre faible.

7.3. Performances du système de réfrigération solaire à éjecteur

Le coefficient de performance (COP) du système de réfrigération solaire à éjecteur est donné par l'équation suivante en négligeant le travail de la pompe du réfrigérant :

$$COP = \frac{Q_{Ev}}{Q_{Ge}} = \omega \cdot \left(\frac{h_6 - h_2}{h_4 - h_3} \right) \quad (7.20)$$

D'après l'équation (7.20), une augmentation du facteur d'entraînement (ω) ou une diminution du débit calorifique du fluide caloporteur $(\dot{m} \cdot Cp)_{XT}$ et de (Q_{Ge}) permet d'augmenter significativement le COP du système de réfrigération à éjecteur.

Par ailleurs, l'efficacité globale du système de réfrigération solaire à éjecteur est définie comme suit [Khattab et Barakat, 2002], [Huang *et al.*, 2001] :

$$\eta_{\text{Over}} = \frac{Q_{\text{Ev}}}{Q_{\text{sol}}} = \frac{Q_{\text{Ev}}}{Q_{\text{Ge}}} \cdot \frac{Q_{\text{Ge}}}{Q_{\text{sol}}} = \text{COP} \cdot \eta_{\text{Col}} \quad (7.21)$$

Pour avoir une bonne efficacité globale du système entier, la performance du système de réfrigération à éjecteur doit être élevée. Celle-ci peut être influencée par le choix de la pression du générateur de vapeur, la capacité de réfrigération et les conditions opératoires du fluide caloporteur (températures, débit et nature du fluide). L'efficacité du système solaire dépend du type du collecteur solaire utilisé, de l'intensité du rayonnement incident et des conditions opératoires du système. La sélection du type de collecteur solaire qui aura une bonne efficacité doit être d'abord soumise à une analyse économique efficace pour le choix des matériaux, des fluides caloporteurs et des concentrateurs paraboliques pour hautes températures [Abdullah et Syaful, 1997], [Al-Khalidy, 1997] et celle des collecteurs plans pour des températures entre 80 et 100 °C [Khattab et Barakat, 2002], [Abdel-Aal *et al.*, 1990], [Huang et Chang, 1999a].

Puisque les énergies cinétique et potentielle ont été négligées dans tous les composants du système de réfrigération à part l'éjecteur, l'exergie spécifique du fluide de travail et des fluides externes peut être calculée en tout état du système de la Figure 7.1 à partir de l'équation suivante :

$$e = (h - h_0) - T_0 \cdot (s - s_0) \quad (7.22)$$

L'état mort, indiqué par l'indice (0) est à la pression atmosphérique et à la température fixée $T_0 = T_{\text{Co,in}} = 293,2 \text{ K}$ de l'air entrant dans le condenseur. Du fait que la vitesse du réfrigérant aux différentes sections de l'éjecteur change de façon considérable et que l'énergie cinétique du fluide varie dans le même sens, le terme de la vitesse a été intégré dans l'équation (7.22) de l'exergie spécifique du fluide aux sections suivantes : (A_{7p}) , (A_{7s}) , (A_{th}) et (A_8) . L'énergie potentielle reste aussi négligeable dans ces conditions. Par conséquent, l'exergie spécifique de l'écoulement dans l'éjecteur est défini de la manière suivante :

$$e = \left[(h + V^2 / 2) - h_0 \right] - T_0 \cdot (s - s_0) \quad (7.23)$$

Concernant le cycle de réfrigération à éjecteur, le taux de l'exergie détruite dans chaque composant (i) peut être donc calculé à partir du bilan de l'exergie suivant :

$$Ed_i = \sum_{in} (\dot{m}_{in} \cdot e_{in})_i - \sum_{out} (\dot{m}_{out} \cdot e_{out})_i - W_{net,i} \quad (7.24)$$

L'exergie détruite totale $Ed_{i,t}$, qui est la somme des exergies détruites dans tous les composants du système de la Figure 7.1, est non-dimensionnalisée en la divisant par l'exergie de la source de chaleur et la puissance de la pompe du réfrigérant.

$$\beta = \frac{Ed_{i,t}}{(\dot{m}_{XT} \cdot e_{Ge,in} + W_{Pu,ref})} \quad (7.25)$$

Une faible valeur de (β) est une indication que le système se rapproche de la perfection thermodynamique. L'efficacité exergetique du sous-système de réfrigération à éjecteur est exprimée par l'équation suivante :

$$\eta_{ex,L2} = \frac{Q_{Ev} \cdot \left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right)}{Q_{Ge} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-ref-Ge}} \right)} \quad (7.26)$$

Par ailleurs, l'efficacité exergetique du système de réfrigération solaire à éjecteur, qui tient compte des transferts d'exergie par la chaleur au niveau du capteur solaire et l'évaporateur, est définie comme suit :

$$\eta_{ex,sy} = \frac{Q_{Ev} \cdot \left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right)}{I \cdot A_{Col} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-Col}} \right) + W_{Pu,ref} + W_{Pu,cal}} \quad (7.27)$$

Dans l'équation (7.27), les températures (T_{eq-Ev}) et (T_{eq-Col}) représentent respectivement les températures équivalentes des fluides externes au niveau de l'évaporateur et du collecteur

solaire. La définition de ces températures a été déjà introduite au chapitre 5. En assumant que la puissance des deux pompes du système est négligeable et en utilisant l'équation (7.21), l'équation (7.27) prend la forme suivante :

$$\eta_{ex,sy} = \frac{Q_{Ev} \cdot \left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right)}{I \cdot A_{Col} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-Col}} \right)} = COP \cdot \eta_{Col} \cdot \frac{\left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right)}{\left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-Col}} \right)} = \eta_{Over} \cdot \frac{\left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right)}{\left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-Col}} \right)} \quad (7.28)$$

L'équation (7.28) montre clairement que l'efficacité exergetique globale ($\eta_{ex,sy}$) du système de réfrigération solaire à éjecteur est proportionnelle à l'efficacité globale du système (η_{Over}). Elle dépend aussi des températures équivalentes aux bornes de l'évaporateur (T_{eq-Ev}) et du collecteur (T_{eq-Col}). Par ailleurs, on remarque que la différence entre le dénominateur (exergie fournie) et le numérateur (exergie récupérée) de l'équation (7.28) représente la destruction d'exergie du système global :

$$D^{int} = I \cdot A_{Col} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-Col}} \right) - Q_{Ev} \cdot \left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right) \quad (7.29)$$

La chaleur transmise grâce à une différence de température finie (T_{eq-Col} et T_{eq-Ev}) est un phénomène irréversible. Il en résulte que cette irréversibilité produit l'entropie et détruit l'exergie. Il y a aussi une autre façon d'analyser les facteurs qui influencent l'efficacité exergetique du système global. Pour ceci on réécrit l'équation (7.28) de la façon suivante :

$$\eta_{ex,sy} = \frac{Q_{Ev} \cdot \left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right)}{I \cdot A_{Col} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-Col}} \right)} = \frac{Q_{Ev} \cdot \left(\frac{T_0}{T_{eq-Ev}} - 1 \right)}{Q_{Ge} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-ref-Ge}} \right)} \cdot \frac{Q_{Ge} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-ref-Ge}} \right)}{Q_{Ge} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-cal-Ge}} \right)} \cdot \frac{Q_{Ge} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-cal-Ge}} \right)}{I \cdot A_{Col} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{eq-Col}} \right)} \quad (7.30a)$$

Il en résulte que, les trois rapports du côté droit de l'équation (7.30a) représentent respectivement l'efficacité exergetique du sous-système de réfrigération ($\eta_{ex,L2}$) donnée déjà par l'équation (7.26), l'efficacité exergetique du générateur ($\eta_{ex,Ge}$) et l'efficacité exergetique de la boucle solaire ($\eta_{ex,L1}$). Par suite, l'efficacité exergetique globale peut être exprimée de la manière suivante :

$$\eta_{ex, sy} = \eta_{ex, L2} \cdot \eta_{ex, Ge} \cdot \eta_{ex, L1} \quad (7.30b)$$

7.4. Analyse thermodynamique en dimensions finis des échangeurs de chaleur

Pour cette analyse, on prend le générateur comme exemple de l'un des trois échangeurs de chaleur du sous-système de réfrigération à éjecteur (L2) présenté à la Figure 7.1. La chaleur transférée entre le réfrigérant R141b et le caloporteur XcelTherm500 dans chacune des parties du générateur (chauffage, évaporation et surchauffe) peut être exprimée comme le produit de la conductance thermique (UA) et la différence de température logarithmique correspondante (ΔT_{ln}).

En particulier pour la partie surchauffe (voir Figure 7.5), le bilan d'énergie est donné par l'équation suivante :

$$Q_{Ge1} = (\dot{m} \cdot Cp)_{XT} \cdot (T_{Ge,in} - T_{Ge,pr}) = \dot{m}_p \cdot (h_4 - h_{3b}) \quad (7.31)$$

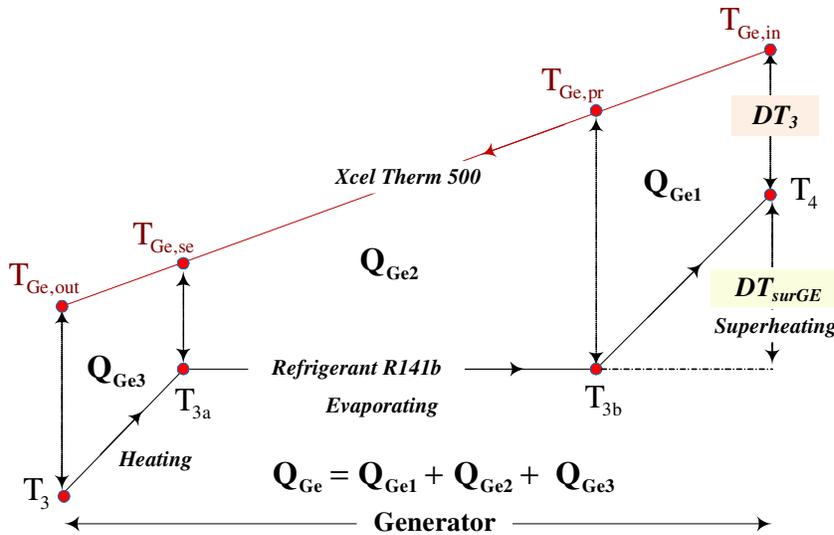


Figure 7.5 Évolution de la température dans le générateur subdivisé en trois parties (chauffage, évaporation et surchauffe)

Pour un débit calorifique $(\dot{m} \cdot Cp)_{XT}$ donné, le débit du fluide primaire (\dot{m}_p) est déterminé à partir de l'équation (7.12). Par conséquent, l'équation (7.31) fournit les valeurs de

la puissance thermique ($Q_{Ge,1}$) et la température ($T_{Ge,pr}$). Il s'ensuit que la différence de température logarithmique ($\Delta T_{ln,Ge1}$) et la conductance thermique (UA_{Ge1}) sont déterminées respectivement, dans le cas de la partie surchauffe, par les équations (7.32) et (7.33) suivantes :

$$\Delta T_{ln,Ge1} = \frac{(T_{Ge,pr} - T_{3b}) - (T_{Ge,in} - T_4)}{\ln\left(\frac{T_{Ge,pr} - T_{3b}}{T_{Ge,in} - T_4}\right)} \quad (7.32)$$

$$Q_{Ge1} = UA_{Ge1} \cdot \Delta T_{ln,Ge1} \quad (7.33)$$

À partir du modèle des équations (7.31), (7.32), (7.33), il est possible de calculer la conductance thermique pour chacune des trois parties du générateur, de l'évaporateur et du condenseur, dont leur somme totale (UA_t) représente un indicateur économique de la taille et du prix du système de réfrigération.

7.5. Résultats et discussion

Les résultats pour l'étude de cas présentée ici ont été obtenus pour les conditions suivantes : La capacité de réfrigération est de $Q_{Ev} = 10$ kW. Le fluide externe au niveau de l'évaporateur est l'éthylène glycol 25% avec une température d'entrée de $T_{Ev,in} = 14$ °C et une capacité calorifique de $Cp_{Ev} = 3,835$ kJ/kg.K. Celui utilisé pour absorber la chaleur dégagé au niveau du condenseur est l'air avec une température d'entrée de $T_{Co,in} = 20$ °C et une capacité calorifique de $Cp_{Co} = 1,005$ kJ/kg.K. Finalement, le fluide caloporteur qui transfère la chaleur des collecteurs solaires au réfrigérant R141b au niveau du générateur est l'XcelTherm500. Sa température d'entrée et sa capacité calorifique sont respectivement $T_{Ge,in} = 150$ °C et $Cp_{XT} = 2,81$ kJ/kg.K. D'autre part la température de sortie du caloporteur au niveau du générateur est fixée à $T_{Ge,out} = T_{sat@P4} + 5$ °C. Les conditions opératoires permettant en plus de concevoir l'éjecteur et de déterminer ses différentes dimensions et sections internes sont : La pression du fluide primaire égale à celle du générateur $P_4 = 650$ kPa ($T_{4s} = T_{sat@P4} = 98,2$ °C), la pression du fluide secondaire égale à celle de l'évaporateur $P_6 = 35$ kPa ($T_{6s} = 4,9$ °C) et la pression du fluide mélangé égale à celle du condenseur $P_1 = 85$ kPa ($T_{1s} = 27,2$ °C). Les valeurs choisies pour cette étude sont similaires à celles utilisées dans d'autres études. Ainsi [Dennis et

Garzoli, 2011] ont utilisé les températures de saturations suivantes $T_{4s} = [80-110 \text{ °C}]$, $T_{6s} = [2-14 \text{ °C}]$ et $T_{1s} = [20-40 \text{ °C}]$ avec le même fluide de travail R141b et une charge de réfrigération de 3,5 kW. Quant à [Boumaraf et Lallemand, 1999], ils utilisent pour les fluides externes les températures d'entrée suivantes : $T_{Ge,in} = 90 \text{ °C}$ (générateur), $T_{Co,in} = 25 \text{ °C}$ (condenseur) et $T_{Ev,in} = 15 \text{ °C}$ (évaporateur). Dans le cadre de la présente étude le fluide primaire à l'entrée de l'éjecteur peut être une vapeur surchauffée, $DT_{surGE} = 10 \text{ °C}$, ou une vapeur saturée, $DT_{surGE} = 0 \text{ °C}$. Par contre le fluide secondaire entre dans l'éjecteur comme vapeur surchauffée avec $DT_{surEV} = 3 \text{ °C}$ fixée. L'efficacité polytropique utilisée lors de l'accélération et la décélération dans l'éjecteur est de $\eta_{pol} = 0,90$. Finalement, l'efficacité isentropique de la pompe du réfrigérant et celle du caloporteur dans le système global est prise égale à $\eta_{is,Pu} = 0,80$.

7.5.1. Effet de la surchauffe sur le débit du fluide primaire et les dimensions de l'éjecteur

En plus des conditions de température et de pression citées dans la section 5, le fluide caloporteur circule dans le générateur avec un débit calorifique $(\dot{m}.Cp)_{XT} = 0,43 \text{ kW/K}$ et le collecteur utilisé est de Type I (voir Figure 7.4). La valeur du rayonnement incident direct a été fixée pour $I = 750 \text{ W/m}^2$. La surface totale du collecteur, calculée à partir de l'équation (7.9) est de $A_{Col} = 113,55 \text{ m}^2$.

Le Tableau 7.2 montre dans ces conditions l'influence de la valeur de la surchauffe du fluide primaire à l'entrée de l'éjecteur sur les sections internes et les dimensions de l'éjecteur. La puissance transférée au réfrigérant R141b par le fluide caloporteur est constante et est égale à $Q_{Ge} = 20,124 \text{ kW}$, car selon les équations (7.7) et (7.8) la différence de température au niveau du générateur et le débit calorifique du caloporteur sont fixés. Ce transfert de chaleur détermine par conséquent le débit du fluide primaire \dot{m}_p selon l'équation (7.12). On remarque que la surchauffe cause une légère diminution du débit primaire. Par contre le débit secondaire \dot{m}_s qui est donné par l'équation (7.18) n'est pas influencé par la surchauffe. La valeur du débit de l'écoulement primaire influence par la suite le facteur d'entraînement (ω) ainsi que les dimensions de l'éjecteur.

Dans ces conditions, le Tableau 7.2 montre que si la surchauffe du réfrigérant R141b augmente de 0 °C (état saturé) à 10 °C (état surchauffé) au niveau du générateur, les diamètres des sections internes D_{th} , D_7 et D_8 ainsi que les dimensions de l'éjecteur (L_1+L_2) et L_5 diminuent légèrement. Par contre, la longueur L_4 diminue considérablement ce qui détermine en fin de compte la longueur totale de l'éjecteur qui passe de 645,4 mm à 593,1 mm soit une réduction de 8,1 %.

Tableau 7.2 L'effet de la surchauffe du fluide primaire sur les dimensions et l'efficacité du mélange de l'éjecteur

Paramètres du Système	DT_{surGE} (0 °C)	DT_{surGE} (10 °C)	Paramètres du Système	DT_{surGE} (0 °C)	DT_{surGE} (10 °C)
D_{th} (mm)	6,16	6,11	Q_{Co} (kW)	30,17	30,16
D_7 (mm)	25,39	25,32	Q_{Ge} (kW)	20,124	20,124
D_8 (mm)	23,12	23,05	$\eta_{ex,L2}$	8,54%	8,48%
L_1+L_2 (mm)	122,8	122,0	UA_t (kW/K)	8,34	8,25
L_4 (mm)	188,5	137,6	η_{mix}	0,9265	0,9317
L_5 (mm)	321,1	320,6	$\eta_{is,p}$	0,9141	0,9141
$L_{ej,t}$ (mm)	645,4	593,1	$\eta_{is,s}$	0,9024	0,9024
ω	0,6372	0,6594	$\eta_{is,D}$	0,8999	0,8999
\dot{m}_p (kg/s)	0,07378	0,07129			
\dot{m}_s (kg/s)	0,04701	0,04701			
COP	0,496	0,496			
η_{Col}	0,2365	0,2365			
η_{Over}	0,1173	0,1173			

L'efficacité globale $\eta_{Over} = 0,1173$ du système de réfrigération solaire à éjecteur est restée constante, car le COP du sous système de réfrigération et l'efficacité du collecteur solaire η_{Col} n'ont pas changé lors de la variation de la surchauffe (DT_{surGE}) du réfrigérant. En effet, d'après l'équation (7.20) le COP est constant car il est défini comme rapport entre la charge de réfrigération (Q_{Ev}) imposée et la puissance utile (Q_{Ge}) donnée par l'équation (7.7). Les deux quantités de chaleur sont fixées et indépendantes de la valeur de la surchauffe (DT_{surGE}). D'autre part, l'efficacité énergétique du collecteur solaire η_{Col} dépend seulement de la différence de température entre la température d'entrée fixée du caloporteur, la température ambiante et le rayonnement incident. Cette efficacité est donc constante et indépendante de la surchauffe.

D'autre part le Tableau 7.2 illustre que l'augmentation de la surchauffe a pour effet de diminuer l'efficacité exergétique du sous-système de réfrigération à cause de l'augmentation de la température équivalente du réfrigérant dans le générateur ($T_{eq-ref-Ge}$) de 0,6 K selon l'équation (7.26). L'élévation de la surchauffe a permis aussi d'augmenter l'efficacité de mélange du fluide primaire et secondaire entre les sections (7 et 8) de l'éjecteur. Il est à noter aussi que pour les conditions considérées la conductance thermique totale (UA_t) des trois échangeurs de chaleurs du système diminue légèrement quand (DT_{surGE}) augmente. Les efficacités isentropiques obtenues lors de la décélération et l'accélération des fluides dans l'éjecteur restent constantes vue que les conditions d'entrée et de sortie de l'éjecteur n'ont pas été changées.

Ces résultats illustrent la raison que la vapeur surchauffée à la sortie du générateur, ($DT_{surGE} > 0$ °C), permet d'avoir des meilleures conditions (bonne efficacité de mélange, faible UA_t) pour le sous-système de réfrigération activé par l'énergie solaire. La diminution de la longueur totale ($L_{ej,t}$) de l'éjecteur et de la conductance thermique des échangeurs de chaleur (UA_t) qui en résulte ont des impacts économiques positifs sur l'acquisition de la matière première pour le cycle de réfrigération solaire à éjecteur.

7.5.2. Effet du débit calorifique du caloporteur sur les dimensions de l'éjecteur et l'efficacité globale du système de réfrigération solaire

Pour un débit calorifique du caloporteur donné, il a été démontré dans la section précédente que la surchauffe $DT_{surGE} = 10$ °C du réfrigérant réduit les dimensions et améliore l'efficacité de mélange des fluides primaire et secondaire ainsi que l'efficacité exergétique. Il en résulte donc de choisir une surchauffe de $DT_{surGE} = 10$ °C pour analyser l'effet du débit calorifique. La valeur du rayonnement incident direct a été fixée ici aussi pour $I = 750$ W/m², et le collecteur solaire utilisé est du Type I.

Le Tableau 7.3 illustre l'effet de la variation du débit calorifique dans les collecteurs solaires sur l'éjecteur et le système de réfrigération solaire.

Tableau 7.3 L'effet du débit calorifique sur les dimensions de l'éjecteur et l'efficacité globale du système de réfrigération solaire.

Paramètres du Système	$(\dot{m}.Cp)_{XT}$ (kW/K)			Paramètres du Système	$(\dot{m}.Cp)_{XT}$ (kW/K)		
	0,43	0,86	1,29		0,43	0,86	1,29
D_{th} (mm)	6,11	8,64	10,58	Q_{Co} (kW)	30,16	50,33	70,49
D_7 (mm)	25,32	29,62	33,37	Q_{Ge} (kW)	20,124	40,248	60,372
D_8 (mm)	23,05	27,49	31,43	UA_t (kW/K)	8,25	12,12	15,98
L_1+L_2 (mm)	122,0	172,5	211,2	$\eta_{ex,L2}$	8,48 %	4,24 %	2,83 %
L_4 (mm)	137,6	2198,3	3518,9	η_{mix}	0,9317	0,7924	0,7483
L_5 (mm)	320,6	360,0	391,8	$\eta_{is,p}$	0,9141	0,9141	0,9141
$L_{ej,t}$ (mm)	593,1	2742,8	4133,0	$\eta_{is,s}$	0,9024	0,9024	0,9024
ω	0,6594	0,3297	0,2198	$\eta_{is,D}$	0,8999	0,8997	0,8996
\dot{m}_p (kg/s)	0,07129	0,14258	0,21387				
A_{Col} (m ²)	113,55	227,09	340,63				
COP	0,496	0,248	0,1653				
η_{Col}	0,2365	0,2365	0,2365				
η_{Over}	0,1173	0,0587	0,0391				

Les résultats obtenus montrent qu'une augmentation du débit du caloporteur est accompagnée par une importante augmentation des dimensions de l'éjecteur et surtout de la longueur L_4 qui passe de 137,6 mm à 2198,3 mm quand la valeur du débit calorifique $(\dot{m}.Cp)_{XT} = 0,43$ kW/K est doublée; par conséquent la longueur totale de l'éjecteur atteint dans ce cas une valeur très grande de 2742,8 mm. Ce phénomène peut être expliqué par l'augmentation de la différence de pression entre les états (d et 8) proportionnelle à longueur L_4 du conduit à section constante. Pour la même valeur du rayonnement incident direct de $I = 750$ W/m², la surface du collecteur augmente avec le débit calorifique car la puissance fournie au générateur est constante. En plus, le COP diminue de moitié quand ce débit double, car le facteur d'entraînement (ω) est réduit de moitié. En outre, l'efficacité du collecteur n'est pas influencée par l'augmentation du débit calorifique. Cependant, l'efficacité globale du système de réfrigération solaire à éjecteur diminue car le COP diminue. Avec l'augmentation de la puissance du générateur (Q_{Ge}), il est à noter que l'augmentation du débit calorifique s'accompagne d'une diminution de l'efficacité exergétique ($\eta_{ex,L2}$) du sous-système de réfrigération, d'une augmentation de la conductance thermique totale (UA_t) et finalement d'une diminution de l'efficacité de mélange (η_{mix}). Globalement pour les conditions étudiées,

les résultats obtenus montrent clairement qu'il faut éviter des valeurs élevées du débit calorifique du fluide caloporteur. On remarque aussi que les efficacités isentropiques, lors des procédés de décélération et d'accélération des fluides primaire et secondaire, ne sont pas influencées par la variation du débit calorifique, car les conditions opératoires de pression et de température à l'entrée et à la sortie de l'éjecteur n'ont pas été modifiées.

7.5.3. Effet du rayonnement incident sur la surface du collecteur

Les résultats de la présente étude ont été obtenus pour une valeur de $DT_{surGE} = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ et une valeur du débit calorifique du fluide caloporteur à l'entrée du générateur de $(\dot{m}.Cp)_{XT} = 0,43\text{ kW/K}$. Il en résulte, selon l'équation (7.7), que la puissance transférée au réfrigérant R141b par le fluide caloporteur est constante et est égale à $Q_{Ge} = 20,124\text{ kW}$. Pour les trois types de collecteurs étudiés, l'efficacité des collecteurs (η_{Col}) et les surfaces de captages solaires A_{Col} calculées en fonctions du rayonnement I ont été obtenues pour cette puissance du générateur à partir des équations (7.1), (7.3) et (7.5).

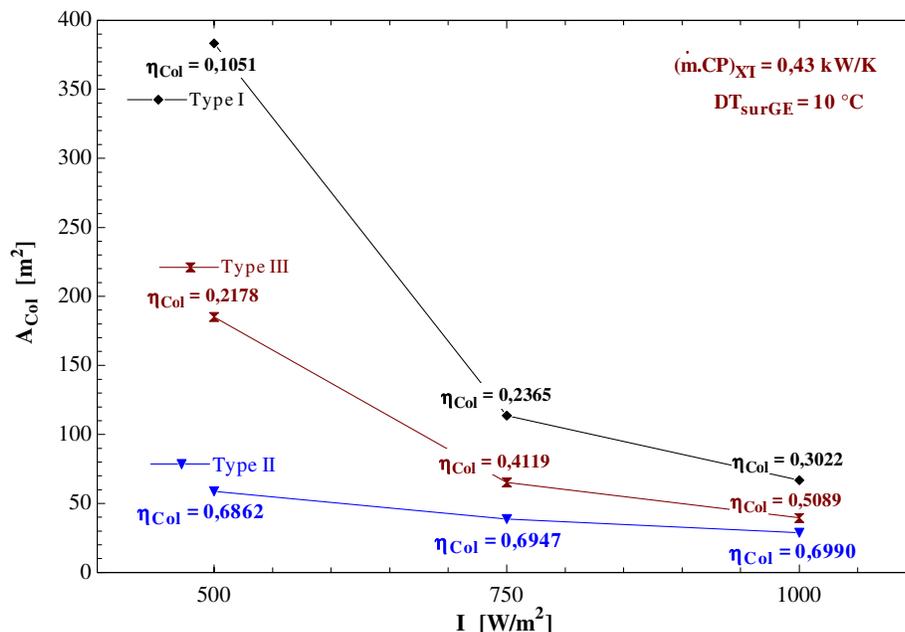


Figure 7.6 Variation de la surface totale des collecteurs A_{Col} en fonction du rayonnement solaire I

La Figure 7.6 montre la variation de la surface totale A_{Col} des trois types de collecteurs solaires en fonction du rayonnement incident direct I. Les trois valeurs de ce rayonnement sont

$I = 500, 750$ et 1000 W/m^2 . Il est à noter que pour les trois types de collecteurs solaires, la surface nécessaire au captage du potentiel solaire diminue quand le rayonnement incident augmente.

Les résultats de Figure 7.6 montrent aussi que la surface totale des collecteurs du Types I et III sont plus élevées que celle obtenue pour le Type II. Ces surfaces totales des trois types de collecteurs obtenues permettent au fluide caloporteur d'atteindre une température de $T_{\text{Ge,in}} = 150 \text{ }^\circ\text{C}$ à l'entrée du générateur et de fournir la quantité de chaleur de $Q_{\text{Ge}} = 20,124 \text{ kW}$.

Il en résulte aussi que l'efficacité de ces collecteurs augmente quand le rayonnement incident direct augmente et que la surface totale diminue. Parmi les types de collecteurs solaires étudiés, le Type II possède la meilleure performance parce qu'il a une meilleure efficacité η_{Col} avec de petites surfaces A_{Col} . En effet, pour atteindre la température souhaitée de $150 \text{ }^\circ\text{C}$, le Type II nécessite par exemple une surface totale de $38,66 \text{ m}^2$ pour un rayonnement incident de 750 W/m^2 afin de fournir une efficacité énergétique élevée de $69,47\%$. En guise de comparaison pour la même valeur du rayonnement incident, le Type I nécessite une surface de $113,55 \text{ m}^2$ et ne peut fournir qu'une efficacité de $23,65\%$ tandis que le Type III requiert une surface de $65,20 \text{ m}^2$ pour une efficacité de $41,19\%$. Le collecteur solaire de Type II a été utilisé dans la région la plus ensoleillée du désert de Mojave en Californie. La modélisation et la fabrication de ce type de collecteur à haute performance a été faite pour des conditions où le taux d'ensoleillement est très élevé. Le Type II est un collecteur cylindro-parabolique capable d'atteindre de hautes températures sans pertes significatives d'efficacité énergétique.

Pour chaque valeur du rayonnement incident directe I , le produit $A_{\text{Col}} \cdot \eta_{\text{Col}}$ est le même pour les trois types de collecteurs parce que $A_{\text{Col}} \cdot \eta_{\text{Col}} \cdot I = Q_{\text{Ge}} = 20,124 \text{ kW} = \text{constante}$.

Vue que la température à la sortie du générateur a été fixée à $T_{\text{Ge,out}} = T_{\text{Col,in}} = 103,2 \text{ }^\circ\text{C}$, l'efficacité du collecteur peut être calculée selon les équations (7.1), (7.3) et (7.5). Si on plus, le rayonnement incident et le débit calorifique sont fixés, la surface du collecteur A_{Col}

dépendra seulement de la valeur de la température d'entrée au générateur $T_{Ge,in}$ comme l'indique l'équation (7.9).

Tableau 7.4 Caractéristiques du sous système de réfrigération avec deux types de collecteurs (I, II) et différentes valeurs du rayonnement solaire

Collecteur		TYPE I		TYPE II	
	I (W/m^2)	750	1000	750	1000
Système solaire	A_{Col} (m^2)	113,55	66,65	38,66	28,82
	η_{Col} (-)	0,2365	0,3022	0,6947	0,6990
	η_{Over} (-)	0,1173	0,1499	0,3446	0,3467
	D_{th} (mm)			6,11	
	D_8 (mm)			23,05	
	L_1+L_2 (mm)			122,0	
	L_5 (mm)			320,6	
Sous-système de réfrigération à éjecteur	$L_{ej,t}$ (mm)			593,1	
	\dot{m}_p (kg/s)			0,07129	
	\dot{m}_s (kg/s)			0,04701	
	COP (-)			0,496	
	$\eta_{ex,L2}$ (-)			8,48%	
	Q_{Ge} (kW)			20,124	
	UA_t (kW/K)			8,25	

Le Tableau 7.4 illustre les caractéristiques du sous-système de réfrigération en considérant deux types de collecteurs solaires : Type I et II avec différentes valeurs du rayonnement incident ainsi que les surfaces et les efficacités correspondantes. Étant donné que le générateur est l'équipement qui lie le système solaire au sous-système de réfrigération à éjecteur, les résultats du Tableau 7.4 montrent que pour une température d'entrée au générateur fixée de $T_{Ge,in} = 150$ °C indépendamment du rayonnement solaire I et de la surface A_{Col} utilisés (car Q_{Ge} possède toujours une valeur fixe de 20,124 kW), d'un débit calorifique $(\dot{m}.Cp)_{XT} = 0,43$ kW/K du caloporteur et une surchauffe de $DT_{surGE} = 10$ °C donnés, les caractéristiques géométriques de l'éjecteur ainsi que les indicateurs de performance du sous-système de réfrigération comme (COP) et $(\eta_{ex,L2})$ ne sont pas influencés par la valeur du rayonnement considéré. Il en résulte que le coefficient de performance du système de réfrigération (COP) est constant. Par conséquent, seule l'efficacité globale η_{Over} du système est influencée. Les valeurs plus élevées de cette efficacité sont atteintes par le Type II du fait que

l'efficacité globale du système est proportionnelle à l'efficacité du collecteur solaire. Finalement, la Figure 7.7 vient appuyer les résultats déjà illustrés dans la Figure 7.6 et le Tableau 7.4.

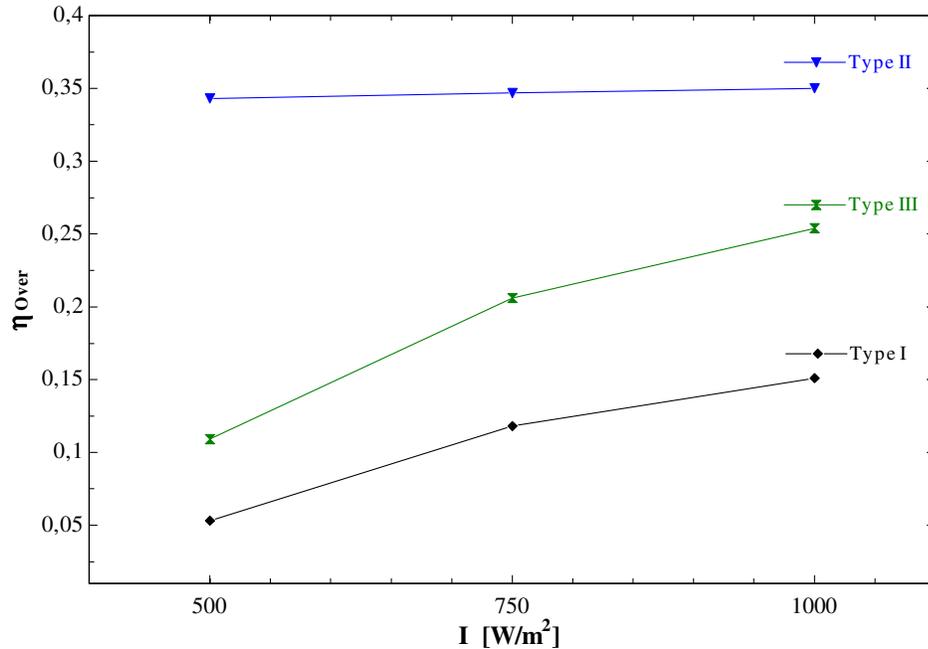


Figure 7.7 Variation de l'efficacité globale η_{Over} du système en fonction du rayonnement incident I

7.5.4. Effet du rayonnement incident et de la surface du collecteur sur l'efficacité exergétique globale

Pour montrer l'effet du rayonnement incident sur l'efficacité exergétique globale du système ($\eta_{ex, sy}$), les conditions suivantes ont été appliquées : La température d'entrée au générateur $T_{Ge, in} = 150$ °C, le débit calorifique du caloporteur $(\dot{m}.Cp)_{XT} = 0,43$ kW/K et la surchauffe $DT_{surGE} = 10$ °C sont fixes. Le collecteur solaire de Type I est considéré pour cette étude. Les puissances thermiques au niveau du générateur $Q_{Ge} = 20,124$ kW et celle de l'évaporateur $Q_{Ev} = 10$ kW sont fixes. Dans ces conditions, la surface du collecteur de Type I dépendra étroitement du rayonnement incident I selon l'équation (7.9). Les résultats obtenus dans le Tableau 7.5 montrent clairement que l'efficacité exergétique globale ($\eta_{ex, sy}$) est proportionnelle à l'efficacité globale du système (η_{Over}). L'équation (7.28) donne le facteur de

proportionnalité de 0,1205 calculé à partir des deux températures équivalentes $T_{eq-Ev} = 284,1$ K et $T_{eq-Col} = 399,3$ K qui sont constantes dans ces conditions.

Tableau 7.5 Dépendance de l'efficacité exergétique globale ($\eta_{ex,sy}$) de la surface du collecteur solaire A_{Col} et du rayonnement incident I

I (W/m ²)	A_{Col} (m ²)	Q_{sol} (kW)	η_{Col} (-)	η_{Over} (-)	$\eta_{ex,sy}$ [Éq. 7.28]	$\eta_{ex,L2}$ (-)	$\eta_{ex,Ge}$ (-)	$\eta_{ex,L1}$ (-)	$\eta_{ex,sy}$ [Éq. 7.30b]
500	383,16	191,58	0,1051	0,0521	0,0063	0,0848	0,7000	0,1050	0,0062
750	113,55	85,16	0,2365	0,1173	0,0141	0,0848	0,7000	0,2363	0,0140
1000	66,65	66,65	0,3022	0,1499	0,0181	0,0848	0,7000	0,3019	0,0179

Le Tableau 7.5 montre aussi que pour atteindre la température au générateur de 150 °C, un rayonnement incident élevé nécessite une surface faible avec une efficacité du collecteur importante. L'efficacité globale (η_{Over}) et l'efficacité exergétique ($\eta_{ex,sy}$) augmentent quand le rayonnement incident (I) augmente et la surface (A_{Col}) diminue. D'autre part on remarque que la même efficacité exergétique globale de l'équation (7.28) est donnée par l'équation (7.30b). Ceci montre que l'efficacité exergétique globale ($\eta_{ex,sy}$) varie étroitement avec l'efficacité exergétique de la boucle solaire ($\eta_{ex,L1}$) qui n'est que l'efficacité du collecteur solaire (η_{Col}). Cette constatation est nettement donnée par l'équation (7.30a) où la température équivalente du caloporteur dans le générateur ($T_{eq-cal-Ge}$) et celle du même caloporteur dans le collecteur solaire T_{eq-Col} sont les mêmes dans les conditions considérées. L'efficacité exergétique du générateur ($\eta_{ex,Ge}$) et celle du sous-système de réfrigération à éjecteur ($\eta_{ex,L2}$) restent inchangées puisque les conditions opératoires de pression et de température ainsi que la surchauffe, le débit calorifique et la différence de température au générateur ($T_{Ge,in} - T_{Ge,out}$) n'ont pas changé.

Pour le Type I, l'efficacité exergétique globale $\eta_{ex,sy} = 1,41\%$ est obtenue pour $I = 750$ W/m² tandis que $\eta_{ex,sy} = 1,81\%$ est obtenue pour $I = 1000$ W/m². L'augmentation du rayonnement incident se traduit donc par une augmentation de l'efficacité exergétique globale du système de 28,4%.

Pour les mêmes conditions de surchauffe (10 °C) et de débit calorifique (0,43 kW/K) mais pour un rayonnement incident de $I = 750 \text{ W/m}^2$ l'analyse exergétique a été faite sur les trois types de collecteurs solaires. Les résultats obtenus sont illustrés dans le Tableau 7.6.

Tableau 7.6 Efficacités exergétiques et exergies détruites dans le système global selon le type de collecteur dans la boucle solaire (L1)

Collecteur	Type I	Type III	Type II
$A_{\text{Col}} \text{ (m}^2\text{)}$	113,55	65,20	38,66
$\eta_{\text{Col}} \text{ (-)}$	0,2365	0,4119	0,6947
$\eta_{\text{Over}} \text{ (-)}$	0,1173	0,2043	0,3446
$D^{\text{int}} \text{ (kW)}$	22,31	12,67	7,38
$\eta_{\text{ex, sy}} \text{ [Éq. 7.28]}$	0,0141	0,0246	0,0415
$\eta_{\text{ex, L2}} \text{ (-)}$	0,0848	0,0848	0,0848
$\eta_{\text{ex, Ge}} \text{ (-)}$	0,7000	0,7000	0,7000
$\eta_{\text{ex, L1}} \text{ (-)}$	0,2363	0,4115	0,6941
$\eta_{\text{ex, sy}} \text{ [Éq. 7.30b]}$	0,0140	0,0244	0,0412

Les résultats obtenus dans le Tableau 7.6 avec les différents types de collecteurs solaires sont semblables à ceux du Tableau 7.5. On remarque ici aussi que l'efficacité exergétique globale ($\eta_{\text{ex, sy}}$) du système est proportionnelle à l'efficacité globale du système (η_{over}). Elle augmente quand l'efficacité exergétique ($\eta_{\text{ex, L1}}$) de la boucle solaire (L1) augmente. Selon l'équation (7.28), le Type II atteint une efficacité exergétique de $\eta_{\text{ex, sy}} = 4,15\%$ plus élevée que celles du Type I et Type III. Ceci peut être expliqué par le fait que l'exergie détruite attribuée aux différentes irréversibilités, entre autres le transfert de chaleur, est plus importante dans ces deux types de collecteurs. Les pertes d'exergie du Type I et Type III sont respectivement $D^{\text{int}}_{\text{Type I}} = 22,31 \text{ kW}$ et $D^{\text{int}}_{\text{Type III}} = 12,67 \text{ kW}$. Par contre, l'exergie détruite au sein du Type II est faible (7,38 kW) comparativement aux autres types de collecteurs. En s'appuyant sur les résultats du Tableau 7.5, les exergies détruites dans les collecteurs seront diminuées en augmentant le rayonnement incident de 750 à 1000 W/m^2 . Finalement, pour un rayonnement incident donné, le collecteur de Type II possède une petite surface de captage solaire, une grande efficacité énergétique. Il permet au système entier d'avoir une efficacité globale et une efficacité exergétique plus élevés.

[Pridasawas et Lundqvist, 2004] ont procédé à une analyse exergétique d'un système de réfrigération solaire à éjecteur semblable à celui de la présente étude. Leur analyse a été basée sur les conditions suivantes : un rayonnement incident de 700 W/m^2 , une capacité de réfrigération de 5 kW, une température de sortie du caloporteur de $100 \text{ }^\circ\text{C}$ à travers le capteur solaire, une température ambiante de $30 \text{ }^\circ\text{C}$. Les températures de saturation au niveau du générateur, condenseur et de l'évaporateur sont respectivement $90 \text{ }^\circ\text{C}$, $37 \text{ }^\circ\text{C}$ et $10 \text{ }^\circ\text{C}$. Le réfrigérant est le butane tandis que le caloporteur est l'eau. Les auteurs n'ont pas donné d'information sur la valeur du débit calorifique ainsi que la température de sortie au générateur. Les auteurs ont utilisé le même type de collecteur solaire Type III que celui utilisé dans la présente étude mais avec des conditions d'opération différentes. Une comparaison des efficacités exergétiques des deux systèmes de réfrigération solaire à éjecteur est illustrée dans le Tableau 7.7.

Tableau 7.7 Comparaison d'efficacités exergétiques globales dans un système de réfrigération solaire à éjecteur

	Exergie reçue (Ex_{in}) (kW)	Exergie livrée (Ex_{out}) (kW)	Pertes d'exergie (D^{int}) (kW)	R.exergétique glob $\eta_{ex, sy}$ (%)
Présente étude (Type III)	12,99	0,32	12,67	2,46
[Pridasawas et Lundqvist, 2004] (Type III)	25,72	0,17	26,02	0,66

Le Tableau 7.7 montre que les deux valeurs de l'efficacité exergétique sont faibles et différentes à cause des différentes conditions utilisées dans les deux études. Les résultats montrent que les pertes d'exergies dans les deux systèmes sont importantes et sont attribuées aux capteurs de la boucle solaire. Par ailleurs les résultats de la présente étude montrent qu'il y a une grande perte d'exergie aussi dans l'éjecteur $\text{Ed}_{ej} = 46,11\%$ suivi par le générateur $\text{Ed}_{Ge} = 32,97\%$ et le condenseur $\text{Ed}_{Co} = 4,50\%$. Les 6,42% restantes se produisent dans l'évaporateur, la valve d'expansion et la pompe du réfrigérant.

7.6. Conclusion

Cette étude a développé un modèle pour le système de réfrigération solaire intégrant ceux de ses composantes (collecteurs, système de réfrigération à éjecteur). Il a été utilisé pour étudier les effets de certains paramètres (surchauffe DT_{surGE} , débit calorifique $(\dot{m} \cdot \text{Cp})_{XT}$, le

rayonnement solaire I et le type de collecteur) sur sa performance. La méthodologie proposée est basée sur les lois de la thermodynamique classique et sur les relations de la thermodynamique aux dimensions finies (détermination de l'efficacité énergétique, de l'efficacité exergetique et des conductances thermiques des échangeurs de chaleur).

- La surchauffe du fluide primaire ($DT_{\text{surGE}} > 0 \text{ } ^\circ\text{C}$) à l'entrée de l'éjecteur influence les valeurs des sections et les dimensions de l'éjecteur. En effet, elle cause une diminution du débit primaire mais n'a aucune influence sur le débit secondaire. Par conséquent, le facteur d'entraînement ainsi que les dimensions de l'éjecteur liées aux débits sont influencés par cette surchauffe. Les résultats obtenus montrent que la surchauffe à la sortie du générateur permet d'avoir des meilleures conditions (bonne efficacité de mélange, faible UA_t) pour le sous-système de réfrigération activé par l'énergie solaire. La diminution de la longueur totale $L_{\text{ej,t}}$ de l'éjecteur et de la conductance thermique des échangeurs de chaleur UA_t qui en résulte a des impacts économiques positifs sur l'acquisition de la matière première pour le cycle de réfrigération solaire à éjecteur.
- Une augmentation du débit du caloporteur est accompagnée d'une importante augmentation des dimensions de l'éjecteur en particulier une augmentation de sa longueur totale. Ceci est dû à l'augmentation de la différence de pression entre les états (d et 8) du conduit à section constante. Pour la même valeur du rayonnement incident direct, la surface du collecteur qui permet d'avoir une température d'entrée au générateur de $150 \text{ } ^\circ\text{C}$ augmente avec le débit calorifique car la puissance fournie au générateur est constante. La variation du débit calorifique n'a aucun effet sur les efficacités isentropiques de l'éjecteur tant que les conditions opératoires n'ont pas été modifiées. Généralement, les résultats obtenus montrent clairement qu'il faut éviter des valeurs élevées du débit calorifique du fluide caloporteur quand le réfrigérant est surchauffé.
- Dans les conditions d'une surchauffe du réfrigérant élevée ($DT_{\text{surGE}} = 10 \text{ } ^\circ\text{C}$) et d'un faible débit du caloporteur, la surface de captage solaire A_{Col} diminue tandis que l'efficacité du collecteur η_{Col} et l'efficacité globale du système augmentent quand le rayonnement incident augmente. Les caractéristiques géométriques de l'éjecteur ainsi que les indicateurs de performance du sous système de réfrigération ne sont pas influencés par la valeur du rayonnement I.

- Les résultats de l'étude paramétrique montrent que l'efficacité exergetique globale est proportionnelle à l'efficacité globale du système.
- Pour des valeurs données de la surchauffe du fluide primaire à l'entrée de l'éjecteur, du débit calorifique du caloporteur, de la température d'entrée du caloporteur au générateur et de la puissance du générateur, l'augmentation du rayonnement incident ou la diminution de la surface du collecteur se traduit par une augmentation de l'efficacité exergetique globale du système.
- L'exergie détruite dans tous les types de collecteurs diminue quand leurs surfaces diminuent et le rayonnement incident augmente. Finalement, pour un rayonnement incident donné, le collecteur de Type II possède une petite surface de captage solaire, une grande efficacité énergétique. Il permet au système entier d'avoir une efficacité globale et une efficacité exergetique plus élevés.

Nomenclature

Symboles :

A	Surface, (m^2)
Cp	Capacité calorifique, ($kJ/kg.K$)
D	Diamètre, (mm)
D^{int}	Exergie détruite intérieurement, (kW)
DT	Différence de température, ($^{\circ}C, K$)
e	Exergie spécifique, (kJ/kg)
Ed	Exergie détruite, (kW)
h	Enthalpie spécifique, (kJ/kg)
I	Rayonnement solaire direct, (W/m^2)
K	Modificateur de l'angle incident
L	Longueur d'une partie d'éjecteur, (mm)
L1	Boucle solaire
L2	Boucle du sous-système de réfrigération
\dot{m}	Débit massique, (kg/s)
P	Pression, (kPa)
Q	Puissance thermique, (kW)
s	Entropie spécifique, ($kJ/kg.K$)
S	Fonction d'angle incident, $S = (1/\cos\theta) - 1$
T	Température, ($^{\circ}C, K$)
UA	Conductance thermique, (kW/K)
V	Vitesse, (m/s)
W	Puissance mécanique, (kW)

Indices / Exposants:

0	État d'équilibre
1,2,3a	États thermodynamiques du cycle

Lettres grecques :

β	Exergie détruite adimensionnée
η	Efficacité
θ	Angle incident ($^{\circ}$)
Δ	Différence
ω	Facteur d'entraînement

a	Ambiante
B, Ge	Générateur
C, Co	Condenseur
cal	Caloporteur
Col	Collecteur
cy	Cycle
D	Diffuseur
E, Ev	Évaporateur
ej	Éjecteur
eq	Équivalent
ex	Exergétique
in	Entrée
is	Isentropique
m	Moyenne
mix	Mélange
net	Net
out	Sortie
Over	Global
p, pr	Primaire, premier
Pu	Pompe
ref	Réfrigérant
s	Secondaire
sat	Saturation, saturé
sc	Second
sur	Surchauffe
sy	Système
t	Total
th	Col de la tuyère principale de l'éjecteur
XT	Fluide caloporteur externe du générateur

CHAPITRE 8 CONCLUSION GÉNÉRALE

Les travaux qui ont été réalisés dans la présente thèse de doctorat ont permis tout d'abord de développer un nouveau modèle numérique et thermodynamique d'un éjecteur décrit au chapitre 2. Le modèle numérique de design (c.-à-d. modèle de calcul des dimensions) de cet éjecteur applique les conditions d'entrée des fluides (pression, température et vitesse) et leur débit. Il suppose que le mélange se fait à pression constante et que l'écoulement est subsonique à l'entrée du diffuseur. Ce modèle utilise un fluide réel (R141b) et la pression de sortie est imposée. Les conditions d'entrée, débits et pression de sortie sont choisis suite à une analyse du système de réfrigération solaire. Le modèle fait l'hypothèse que pour les conditions de design, l'égalité des pressions a lieu à la section de sortie de la tuyère primaire et l'onde de choc se produit à l'entrée du tuyau à diamètre constant. Il en résulte le calcul des dimensions des principales sections de l'éjecteur (le diamètre à l'entrée et au col de la tuyère primaire, les aires des deux écoulements à l'endroit où leur pression est identique, le diamètre du tuyau à section constante et le diamètre à la sortie du diffuseur) à partir des données d'entrée spécifiées ci-haut. Avec la spécification de l'angle des convergents, du divergent et du diffuseur, les longueurs correspondantes ont été déterminées.

La validation du modèle numérique de design a été effectuée à l'aide d'une étude expérimentale présente dans la littérature qui spécifie les données d'entrée nécessaires au modèle et les dimensions qu'il prédit. Après avoir utilisé les données expérimentales, la concordance, entre les dimensions prédites par le modèle et celles de l'étude expérimentale, était très acceptable.

Par suite, le calcul de l'exergie en transit dans les différentes sections de cet éjecteur monophasique a permis l'évaluation de deux indicateurs thermodynamiquement importants : l'exergie produite et l'exergie consommée dont le rapport exprime l'efficacité exergetique. L'application de ces deux indicateurs a permis l'évaluation de la transformation mutuelle de différents types d'exergie liée à trois paramètres intensifs de l'écoulement à l'intérieur de l'éjecteur, à savoir la pression, la température et la vitesse.

Cette analyse largement développée dans le chapitre 4 a permis de détecter les parties sensibles de l'éjecteur qui présentent une grande perte d'exergie.

De l'autre côté, l'analyse exergetique, menée dans le chapitre 5, a été appliquée pour tout le système de réfrigération présenté comme superposition d'un cycle de puissance et d'un cycle de réfrigération. Les évolutions d'expansion et de compression ont été remplacées chacune par deux évolutions consécutives : isentropique et isobarique. Un diagramme, basé sur le concept de la température équivalente, relie le facteur de Carnot à la variation de l'enthalpie. Ce diagramme a été proposé pour analyser l'efficacité exergetique des cycles de réfrigération à éjecteur. Les pertes d'exergie ainsi que les exergies consommées et produites dans chaque composant du sous-système de réfrigération à éjecteur ont été qualitativement visualisées dans ce diagramme.

En définitive, l'une des boucles importantes du système de réfrigération à éjecteur activé par l'énergie solaire est la boucle solaire composée d'un collecteur solaire, d'une pompe et d'un générateur. Un caloporteur circule dans cette boucle afin de transférer la chaleur utile au réfrigérant pour l'évaporer et faire fonctionner l'éjecteur. Un modèle compatible à TRNSYS pour le collecteur cylindro-parabolique basé sur des données expérimentales de la littérature ainsi qu'un modèle numérique EES pour le sous-système de réfrigération à éjecteur ont été développés dans le chapitre 3. Le second modèle a été utilisé pour calculer les conditions de fonctionnement du sous-système de réfrigération ainsi que les principales dimensions de l'éjecteur. L'analyse thermodynamique prenant en compte l'exergie de transit dévoile ainsi les effets utiles de l'exergie consommée et produite pour les flux de masse traversant les limites du système dont les paramètres intensives T et P changent.

Par ailleurs, l'effet de pression du condenseur sur les dimensions et les conditions opératoires du sous-système de réfrigération à éjecto-compression a été étudié (voir chapitre 6). De ce point de vue, un champ d'écoulement a été considéré dans l'éjecteur monophasique qui utilise une efficacité polytropique constante afin de quantifier les irréversibilités au cours des accélérations et de décélération de l'écoulement. Pour une charge de réfrigération constante du sous-système de réfrigération, un modèle thermodynamique unidimensionnel a

été proposé pour calculer les dimensions de l'éjecteur dans les conditions opératoires de design.

Après avoir développé les modèles de l'éjecteur monophasique et le modèle spécifique du collecteur solaire cylindro-parabolique dans les études précédentes, l'un des objectifs de l'étude suivante (voir chapitre 7) est de proposer un modèle pour le système de réfrigération solaire à éjecteur intégrant ceux de ses composantes (collecteurs, système de réfrigération à éjecteur) développés respectivement dans les chapitres 3, 6 et 2. Le second objectif est d'étudier ensuite les effets de certains paramètres (surchauffe du réfrigérant, débit calorifique du caloporteur et rayonnement solaire) sur sa performance. La méthodologie proposée est basée sur les lois de la thermodynamique classique et sur les relations de la thermodynamique aux dimensions finies (détermination de l'efficacité énergétique, de l'efficacité exergetique et des conductances globales des échangeurs de chaleur).

Les principaux résultats se résument ainsi :

- Le modèle de design de l'éjecteur monophasique proposé dans cette thèse intègre deux innovations importantes : il utilise l'efficacité polytropique (plutôt que des efficacités isentropiques constantes utilisées dans toutes les études précédentes) et n'impose pas une valeur fixe de l'efficacité du mélange, mais la détermine à partir des conditions d'écoulement calculées. Les résultats du modèle incluent toutes les dimensions de l'éjecteur à la différence des précédentes études qui n'ont déterminé que quelques diamètres et ne comportaient pas une méthodologie concrète pour la détermination des autres longueurs (en particulier aucune des études publiées ne décrit une méthode explicite pour le calcul de la longueur du conduit à section constante et les paramètres qui l'influencent).
- La plupart des pertes exergetiques se produisent pendant le mélange et à travers le choc normal. À la lumière de cette observation et puisque l'éjecteur devient plus volumineux quand l'efficacité polytropique augmente, ses dimensions ne doivent pas être déterminées pour des accélérations et décélérations isentropiques.
- Dans l'éjecteur, des valeurs élevées de pressions d'entrée des fluides primaire et secondaire se traduisent par des valeurs très élevées de la longueur totale de l'éjecteur et des valeurs

faibles de l'efficacité du mélange (ou, de façon équivalente, pertes d'exergie élevées). Ces valeurs élevées de pression doivent donc être évitées.

- Les pertes exergetiques totales dans l'éjecteur augmentent linéairement quand l'efficacité du mélange diminue entre la sortie de la tuyère primaire et l'entrée du diffuseur.
- Des valeurs faibles de la contre-pression (sortie de l'éjecteur) se traduisent par des valeurs très élevées de la longueur totale de l'éjecteur et des valeurs faibles de l'efficacité du mélange (ou, de façon équivalente, pertes exergetiques élevées). Ces faibles valeurs de contre-pression doivent donc être évitées.
- L'une des plus faibles efficacités exergetiques a lieu dans la zone de mélange à section constante de l'éjecteur. Le facteur le plus important responsable de ce résultat est l'augmentation de température dans la région sous-environnementale. Par ailleurs, les résultats obtenus montrent que l'efficacité exergetique selon Grassmann n'est désormais pas un critère pertinent pour l'évaluation de la performance thermodynamique des éjecteurs. Globalement, le calcul exergetique traditionnel selon Grassmann n'est point suffisant dans l'analyse exergetique des processus thermiques car il ne considère pas l'effet de l'exergie de transit et par conséquent les effets des exergies consommée et produite.
- Le diagramme, présentant le facteur de Carnot versus la variation de l'enthalpie, basé sur la température équivalente met en évidence une faible efficacité exergetique attribuée à l'éjecteur à l'intérieur du sous-système de réfrigération.
- L'utilisation de contraintes physiques sur certaines valeurs calculées dans le sous-système de réfrigération a permis de déterminer la plage acceptable des pressions du condenseur. Dans cette plage obtenue, la sélection finale de pression du condenseur de design a été basée sur l'observation que la longueur totale de l'éjecteur et la valeur d'un indicateur économique (qui est en première approximation égal au produit des coûts initiaux et d'exploitation) diminuent à mesure que la pression du condenseur augmente alors que la valeur du COP reste essentiellement constante.
- La surchauffe du fluide primaire à l'entrée de l'éjecteur permet une diminution de son débit. Cela permet d'avoir des meilleures conditions (bonne efficacité de mélange, faible conductance thermique) pour le sous-système de réfrigération. Cette surchauffe est aussi accompagnée d'une diminution de la longueur totale de l'éjecteur. Il en résulte des impacts

économiques positifs sur l'acquisition de la matière première pour le système de réfrigération.

- Les résultats obtenus montrent clairement qu'il faut éviter des valeurs élevées du débit calorifique du fluide caloporteur quand le réfrigérant est surchauffé.
- Pour une valeur de puissance thermique utile constante fournie au réfrigérant surchauffé dans le générateur ainsi qu'une température d'entrée fixe du caloporteur à débit calorifique faible (indépendamment des valeurs du rayonnement solaire et de la surface de captage), les caractéristiques géométriques de l'éjecteur ainsi que les indicateurs de performance du sous-système de réfrigération ne sont pas influencés par la valeur du rayonnement solaire.
- Les résultats de l'étude paramétrique montrent que l'efficacité exergétique globale est proportionnelle à l'efficacité globale du système.
- Pour une surchauffe et un débit calorifique donnés, une température d'entrée fixée du caloporteur ainsi qu'une puissance utile fixée au niveau du générateur, l'augmentation du rayonnement incident ou la diminution de la surface du collecteur se traduit par une augmentation de l'efficacité exergétique globale du système.
- L'exergie détruite dans les collecteurs solaires diminue quand leurs surfaces diminuent et le rayonnement incident augmente. Finalement, pour un rayonnement incident donné, le collecteur de Type II possède une petite surface de captage solaire, une grande efficacité énergétique. Il permet au système entier d'avoir une efficacité globale et une efficacité exergétique plus élevés.

Le chapitre 7 présente les résultats d'une simulation de la performance en régime permanent du système de climatisation à éjecteur alimenté par l'énergie solaire, dans lequel le rayonnement solaire a été fixé et les conditions climatiques ne sont pas prises en compte. Les perspectives du travail futur seront :

- La simulation annuelle du système de réfrigération solaire à éjecteur de façon dynamique par combinaison des deux logiciels TRNSYS et EES professionnel du fait que l'énergie solaire est intermittente tout au long de l'année.
- L'étude de l'effet du changement du réfrigérant sur les conditions opératoires du système de réfrigération solaire à éjecteur ainsi que sur les dimensions de l'éjecteur.

- L'utilisation de différentes efficacités polytropiques dans les différentes sections de l'éjecteur et les conséquences sur ses dimensions.
- L'intégration de l'éjecteur en mode hors-design avec les propositions mentionnées (différents réfrigérants et différentes valeurs de l'efficacité polytropique).

LISTE DES RÉFÉRENCES

- Abdel-Aal**, H. K., Al-Zakri, A. S., El-Sarha, M. E., El-Swify, M. E. et Assassa, G. M. (1990). Other options of mass and energy input for steam jet refrigeration systems. *Chemical Engineering Journal*, (45), p. 99–110.
- Abdulateef**, J. M., Sopian, K., Alghoul, M. A. et Sulaiman, M. Y. (2009). Review on solar-driven ejector refrigeration technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, (13), p. 1338–1349.
- Abdullah**, K. et Syaiful, M. (1997). Development of solar powered jet cooling machine. *Asian Journal of Science and Technology*, p. 153–160.
- Aidoun**, Z. et Ouzzane, M. (2004). The effect of operating conditions on the performance of a supersonic ejector for refrigeration. *International Journal of Refrigeration*, (27), p. 974–984.
- Alexis**, G. K. (2004). Estimation of ejector's main cross sections in steam-ejector refrigeration system. *Applied Thermal Engineering*, (24), p. 2657–2663.
- Alexis**, G. K. et Karayiannis, E. K. (2005). A solar ejector cooling system using refrigerant R134a in the Athens area. *Renewable Energy*, (30), p. 1457–1469.
- Al-Khalidy**, N. (1997). Experimental investigation of solar concentrators in a refrigeration machine. *International Journal of Energy Research*, (21), p. 1123–1131.
- Al-Najem**, N. M., Darwish, M. A. et Youssef, F. A. (1997). Thermovapor compression desalters: Energy and availability—Analysis of single- and multi-effect systems. *Desalination*, (110), p. 223–238.
- Anand**, S., Gupta, A. et Tyagi, S. K. (2015). Solar cooling systems for climate change mitigation: a review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, (41), p. 143–161.
- Anantharaman**, R., Abbas, O. S. et Gundersen, T. (2006). Energy level composite curves - a new graphical methodology for the integration of energy intensive processes. *Applied Thermal Engineering*, (26), (13), p. 1378–1384.
- Aphornratana**, S. et Eames, I. W. (1997). A small capacity steam-ejector refrigerator: experimental investigation of a system using ejector with movable primary nozzle. *International Journal of Refrigeration*, (20), p. 352–358.

- Arbel, A., Shklyar, A., Hershal, D., Barak, M. et Sokolov, M. (2003).** Ejector irreversibility characteristics. *ASME Journal of Fluids Engineering*, (125), p. 121–129.
- Bejan, A., Tsatsaronis, G. et Moran, M. (1996).** *Thermal Design and Optimization*. John Wiley & Sons, Inc. Canada, 542 p.
- Boumaraf, L. et Lallemand, A. (1999).** Performance analysis of a jet cooling system using refrigerant mixtures. *International Journal of Refrigeration*, (22), p. 580–589.
- Boumaraf, L. et Lallemand, A. (2007).** Comparaison des performances optimales d'un éjecteur dimensionné selon les modèles à pression constante et à section constante. *13^{ème} Journée Internationale de Thermique*, p. 1–5.
- Boumaraf, L. et Lallemand, A. (2009).** Modeling of an ejector refrigerating system operating in dimensioning and off-dimensioning conditions with the working fluids R142b and R600a. *Applied Thermal Engineering*, (29), p. 265–274.
- Brodyansky, V.M., Sorin, M. et LeGoff, P. (1994).** *The Efficiency of Industrial Processes: Exergy Analysis and Optimization*. Elsevier Science B. V, Amsterdam, The Netherlands, 512 p.
- Calm, J. M. (2008).** The next generation of refrigerants- Historical review, consideration, and outlook. *International Journal of Refrigeration*, (31), p. 1123–1133.
- Chen, S. L. et Yen, J. Y. et Huang, M. C. (1998).** An experimental investigation of ejector performance based upon different refrigerants. *ASHRAE Transactions*, (104) (part 2), p. 153–160.
- Chen, W. X., Chong, D. T., Yan, J. J. et Liu, J. P. (2011).** Numerical optimization on the geometrical factors of natural gas ejectors. *International Journal of Thermal Sciences*, (50), p. 1554–1561.
- Chen, W. X., Liu, M., Chong, D. T., Yan, J., Little, A. B. et Bartosiewicz, Y. (2013a).** A 1D model to predict ejector performance at critical and sub-critical operational regimes. *International Journal of Refrigeration*, (36), p. 1750–1761.
- Chen, X., Omer, S., Worall, M. et Riffat, S. (2013b).** Recent developments in ejector refrigeration technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, (19), p. 629–651.
- Chen, J., Havtun, H. et Palm, B. (2015).** Conventional and advanced exergy analysis of an

- ejector refrigeration system. *Applied Energy*, (144), p. 139–151.
- Chen, W., Shi, C., Zhang, S., Chen, H., Chong, D. et Yan, J. (2016).** Theoretical analysis of ejector refrigeration system performance under overall modes. *Applied Energy*, (article in press).
- Chunnanond, K. et Aphornratana, S. (2004a).** Ejectors: applications in refrigeration technology. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, (8), p. 129–155.
- Chunnanond, K. et Aphornratana, S. (2004b).** An experimental investigation of a steam ejector refrigerator: the analysis of the pressure profile along the ejector. *Applied Thermal Engineering*, (24), p. 311–322.
- Cizungu, K. et Mani, A. et Groll, M. (2001).** Performance comparison of vapour jet refrigeration system with environment friendly working fluids. *Applied Thermal Engineering*, (21), p. 585–598.
- Croquer, S., Poncet, S. et Aidoun, Z. (2016a).** Turbulence modeling of a single-phase R134a supersonic ejector. Part 1: Numerical benchmark. *International Journal of Refrigeration*, (61), p. 140–152.
- Croquer, S., Poncet, S. et Galanis, N. (2016b).** Comparison of ejector predicted performance by thermodynamic and CFD models. *International Journal of Refrigeration*, (68), p. 28–36.
- Cumpsty, N. (2003).** *Jet Propulsion: A Simple Guide to the Aerodynamic and Thermodynamic Design and Performance of Jet Engines*, 2 édition. University Press, Cambridge, 318 p.
- Dahmani, A., Galanis, N. et Aidoun, Z. (2010a).** On the performance of ejector refrigeration systems. In: *Proceedings WSEAS Conference on Energy and Environment*, Cambridge, UK, p. 124–128.
- Dahmani, A., Galanis, N. et Aidoun, Z. (2010b).** Caractéristiques des systèmes de refroidissement à éjecteur. *Art 1-53 au 1^{er} Colloque International Francophone d'Énergie et Mécanique CIFEM*, Saly, Sénégal, p. 1–6.
- Dahmani, A., Galanis, N. et Aidoun, Z. (2011).** Optimum design of ejector refrigeration systems with environmentally benign fluids. *International Journal of Thermal Sciences*, (50), p. 1562–1572.

- Dennis, M. et Garzoli, K. (2011).** Use of variable geometry ejector with cold store to achieve high solar fraction for solar cooling. *International Journal of Refrigeration*, (34), p. 1626–1632.
- Dixon, S. L. (1998).** *Fluid mechanics and thermodynamics of turbomachinery*. 5th ed. Butterworth–Heinemann, Burlington, MA, USA, 412 p.
- Dorantes, R. et Lallemand, A. (1995).** Prediction of performance of a jet cooling system operating with pure refrigerants or non-azeotropic mixtures. *International Journal of Refrigeration*, (18), p. 21–30.
- Dudley, V. E., Kolb, G., Sloan, M. et Kearney, D. (1994).** SEGS LS2 solar collector, test results, *Report of Sandia National Laboratories, SAND94-1884*, USA.
- Eames, I. W., Aphornratana, S. et Haider, H. (1995).** A theoretical and experimental study of a small-scale steam jet refrigerator. *International Journal of Refrigeration*, (18), p. 378–386.
- Eames, I. W., Ablwaifa, A. E. et Petrenko, V. (2007).** Results of an experimental study of an advanced jet-pump refrigerator operating with R245fa. *Applied Thermal Engineering*, (27), p. 2833–2840.
- Eames, I. W., Worall, M et Wu, S. (2013).** An experimental investigation into the integration of a jet-pump refrigeration cycle and a novel jet-spray thermal ice storage system. *Applied Thermal Engineering*, (53), p. 285–290.
- El-Dessouky, H.T., Ettouney, H. M. et Al-Juwayhel, F. (2000).** Multiple effect evaporation-vapour compression desalination processes. *Chemical Engineering Research and Design*, (78), p. 662–676.
- El-Dessouky, H., Ettouney, H., Alatiqi, I. et Al-Nuwaibit, G. (2002).** Evaluation of steam jet ejectors. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, (41), p. 551–561.
- Ersoy, H. K., Yalcin, S., Yapici, R. et Ozgoren, M. (2007).** Performance of a solar ejector cooling- system in the southern region of Turkey. *Applied Energy*, (84), p. 971–983.
- Galanis, N., Faucher, G. et Nguyen, M. P. (1978-1979).** The effects of fluid entry conditions on the performance of vapour-jet compressors. *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineers*, (5), (1), p. 9–14.

- Galanis, N. et Sorin, M. (2016).** Ejector design and performance prediction. *International Journal of Thermal Sciences*, (104), p. 315–329.
- Garris, C. A., Hong, W. J., Mavriplis, C. et Shipman, J. (1998).** A new thermally driven refrigeration system with environmental benefits. *In: Proceedings of the 33rd Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Paper IECEC-98-1088*, Colorado Springs, CO, USA.
- Grassmann, P. (1950).** Zur allgemeinen Definition des Wirkungsgrades. *Chemie Ingenieur Technik*, p. 77–80.
- Grazzini, G., Milazzo, A. et Paganini, D. (2012).** Design of an ejector cycle refrigeration system. *Energy Conversion and Management*, (54), p. 38–46.
- Guo, J. et Shen, H. G. (2009).** Modeling solar-driven ejector refrigeration system offering air conditioning for office buildings. *Energy and Buildings*, (41), p. 175–181.
- He, S., Li, Y. et Wang, R. Z. (2009).** Progress of mathematical modeling on ejectors. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, (13), p. 1760–1780.
- Hemidi, A., Henry, F., Leclaire, S., Seynhaeve, J. M. et Bartosiewicz, Y. (2009).** CFD analysis of a supersonic air ejector. Part I: experimental validation of single-phase and two-phase operation. *Applied Thermal Engineering*, (29), p. 2990–2998.
- Huang, B. J., Chang, J. M., Petrenko, V. A. et Zhuk, K. B. (1998).** A solar ejector cooling system using refrigerant R141b. *Solar Energy*, (64), p. 223–226.
- Huang, B. J. et Chang, J. M. (1999a).** Empirical correlation for ejector design. *International Journal of Refrigeration*, (22), p. 379–388.
- Huang, B. J., Chang, J. M., Wang, C. P., Petrenko, V. A. (1999b).** A 1D analysis of ejector performance. *International Journal of Refrigeration*, (22), p. 354–364.
- Huang, B. J., Petrenko, V. A., Samofatov, I. Y. et Shchetinina, N. A. (2001).** Collector selection for solar ejector cooling system. *Solar Energy*, (7), (4), p. 269–274.
- Holton, W. C. (1951).** Effect of molecular weight of entrained fluid on the performance of steam-jet ejector. *ASME Transactions*, p. 905–910.
- Ishida, M. et Kawamura, K. (1982).** Energy and exergy analysis of a chemical process

- system with distributed parameters based on the enthalpy-direction factor diagram. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, (21), (4), p. 690–695.
- Jawahar**, C. P., Raja, B. et Saravanan, R. (2010). Thermodynamic studies on NH₃-H₂O absorption cooling system using pinch point approach. *International Journal of Refrigeration*, (33), p. 1377–1385.
- Keenan**, H., Neumann, E. P. et Lustwerk, F. (1950). An investigation of ejector design by analysis and experiment. *Journal of Applied Mechanics, Transactions ASME*, (72), p. 299–309.
- Khattab**, N. M. et Barakt, M. H. (2002). Modeling the design and performance characteristics of solar steam-jet cooling for comfort air conditioning. *Solar Energy*, (73), 4, p. 257–267.
- Khennich**, M. et Galanis, N. (2012). Optimal design of ORC systems with a low-temperature heat source. *Entropy*, (14), (2), p. 370–389.
- Khennich**, M., Sorin, M. et Galanis, N. (2014). Equivalent Temperature-Enthalpy Diagram for the Study of Ejector Refrigeration Systems. *Entropy*, (16), (5), p. 2669–2685.
- Khennich**, M., Galanis, N., Sorin, M. et Fortin, J.-A. (2015a). Modelling and preliminary design of a solar-driven ejector refrigeration system. In the *XIIth Interuniversity Symposium Franco-Québécois in Thermal Systems (CIFQ)*, Sherbrooke (QC), Canada, ART-04–05.
- Khennich**, M., Sorin, M. et Galanis, N. (2015b). Effects of condenser pressure on the size and operation conditions of ejector refrigeration systems. In *Proceedings of the International Conference on Innovative Technologies (INTECH)*, Dubrovnik, Croatia.
- Khennich**, M., Galanis, N. et Sorin, M. (2016a). Effects of design conditions and irreversibilities on the dimensions of ejectors in refrigeration systems. *Applied Energy*, (179), p. 1020–1031.
- Khoury**, F., Heyman, M. et Resnick, W. (1967). Performance characteristics of self entrained ejectors. *Industrial and Engineering Chemistry: Process Design & Development*, (6), p. 331–340.
- Klein**, S. A. (2009). EES, Engineering Equation Solver, Academic Commercial V8.400, McGraw Hill, <http://www.fchart.com/ees/>.

- Kostenko, G. (1983).** Thermodynamic assessment of heat processes efficiency. (in Russian) *Promishlenaya Teplotekhnika*, p. 70–73.
- Kotas, T. J. (1995).** *The Exergy Method of Thermal Plant Analysis*, 2th ed. Krieger Publishing Company, Malabar-(Florid), USA.
- Lazzaretto, A., Tsatsaronis, G. (2006).** SPECO: A systematic and general methodology for calculating efficiencies and costs in thermal systems. *Energy*, (31), p. 1257–1289.
- Lior, N., Zhang, N. (2007).** Energy, exergy, and Second Law performance criteria. *Energy*, (32), p. 281–296.
- Little, A. B., Bartosiewicz, Y. et Garimella, S. (2012).** Optical validation of ejector flow characteristics predicted by computational analysis. In: *Proceedings of the IMECE: ASME Int Mech Eng Cong Exp*, Houston, Texas, USA.
- Liu, F. et Groll, E. A. (2013).** Study of ejector efficiencies in refrigeration cycles. *Applied Thermal Engineering*, (52), p. 360–370.
- Ma, X., Zhang, W., Omer, S. A. et Riffat, S. B. (2010).** Experimental investigation of a novel steam ejector refrigerator suitable for solar energy applications. *Applied Thermal Engineering*, (30), p. 1320–1325.
- Marmolejo-Correa, D., Gundersen, T. (2012).** A comparison of exergy efficiency definitions with focus on low temperature processes. *Energy*, (44), p. 477–489.
- McGovern, R. K., Narayan, G. P. et Lienhard, V. J. H. (2012).** Analysis of reversible ejectors and definition of an ejector efficiency. *International Journal of Thermal Sciences*, p. 153–166.
- Munday, J.T. et Bagster, D.F. (1977).** A New Ejector Theory Applied to Steam Jet Refrigeration. *Industrial Engineering Chemistry, Process Design and Development*, (16), p. 442–449.
- Nehdi, E., Kairouani, L. et Elakhdar, M. A. (2008).** A solar ejector air-conditioning system using environment-friendly working fluids. *International Journal of Energy Research*, (32), p. 1194–1201.
- Neveu, P. et Mazet, N. (2002).** Gibbs systems dynamics: a simple but powerful tool for process analysis, design and optimization. *ASME Journal, Advanced Energy Systems Division*, (42), p. 477–483.

- Otanicar, T., Taylor, R. A. et Phelan, P. E. (2012).** Prospects for solar cooling-an economic and environmental assessment. *Solar Energy*, (86), p. 1287–1299.
- Pérez-Lombard, L., Ortiz, J. et Pout, C. (2008).** A review on buildings energy consumption Information. *Energy and Buildings*, (40), p. 394–398.
- Pianthong, K., Seehanam, W., Behnia, M., Sriveerakul, T. et Aphornratana, S. (2007).** Investigation and improvement of ejector refrigeration system using computational fluid dynamics technique. *Energy Conversion and Management*, (48), p. 2556–2564.
- Pridasawas, W. et Lundqvist, P. (2003).** A year-round simulation of a solar-driven ejector refrigeration. In: *Proceedings of the International Conference on Fluid and Thermal Energy Conversion*.
- Pridasawas, W. et Lundqvist, P. (2004).** An exergy analysis of a solar-driven ejector refrigeration system. *Solar Energy*, (76), p. 369-379.
- Pridasawas, W., Lundqvist, P. (2007).** A year-round dynamic simulation of a solar-driven ejector refrigeration system with iso-butane as a refrigerant. *International Journal of Refrigeration*, (30), p. 840–850.
- Prigogine, I. (1962).** *Introduction to thermodynamics of irreversible processes*. 2e édition. John Wiley and Sons, Inc. New York.
- Riffat, S. B., Jiang, L. et Gan, G. (1995).** Recent development in ejector technology: a review. *International Journal of Ambient Energy*, (26), p. 13–26.
- Rogdakis, E. D. Et Alexis, G. K. (2000).** Design and parametric investigation of an ejector in an air-conditioning system. *Applied Thermal Engineering*, (20), p. 213–26.
- Roman, R. et Hernandez, J. I. (2011).** Performance of ejector cooling systems using low ecological impact refrigerants. *International Journal of Refrigeration*, (34), p. 1707–1716.
- Samaké, O., Galanis, N. et Sorin, M. (2015).** On the design and corresponding performance of steam jet ejectors. *Desalination*, (381), p. 15–25.
- Sankarlal, T. et Mani, A. (2007).** Experimental investigations on ejector refrigeration system with ammonia. *Renewable Energy*, (32), p. 1403–1413.

- Sarbu, I. et Sebarchievici, C. (2013).** Review of solar refrigeration and cooling systems. *Energy and Buildings*, (67), p. 286–297.
- Sarbu, I. (2014).** A review on substitution strategy of non-ecological refrigerants from vapour compression-based refrigeration, air-conditioning and heat pump systems. *International Journal of Refrigeration*, (46), p. 123–141.
- Scott, D., Aidoun, Z., Bellache, O. et Ouzzane, M. (2008).** CFD Simulations of a Supersonic Ejector for Use in Refrigeration Applications. In: *Proceedings of International Refrigeration and Air Conditioning Conference*, Purdue, Paper 927.
- Selvaraju, A. et Mani, A. (2004).** Analysis of an ejector with environment friendly refrigerants. *Applied Thermal Engineering*, (24), p. 827–838.
- Selvaraju, A. et Mani, A. (2006).** Experimental investigation on R134a vapour ejector refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, (29), p. 1160–1166.
- Sorin, M., Lambert, J. et Paris, J. (1998),** Exergy Flows Analysis in Chemical Reactors. *Trans-Institution of Chemical Engineers*, p. 389–395.
- Sriveerakul, T., Aphornratana, S. et Chunnanond, K. (2007).** Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: part 1. Validation of the CFD results. *International Journal of Thermal Sciences*, (46), p. 812–822.
- Sun, D. W. Et Eames, I. W. (1996).** Performance characteristics of HCFC-123 ejector refrigeration cycles. *International Journal of Energy Research*, (20), p. 871–885.
- Sun, D.W. (1997).** Experimental investigation of the performance characteristics of a steam jet refrigeration system. *Energy Sources*, (19), p. 349–367.
- TRNSYS 17**, Transient System Simulation, The University of Wisconsin, Madison, <http://sel.me.wisc.edu/trnsys>
- Ullah, K. R., Saidur, R., Ping, H. W., Akikur, R. K. et Shuvo, N. H. (2013).** A review of solar thermal refrigeration and cooling methods. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, (24), p. 499–513.
- Varga, S., Oliveira, A. et Diaconu, B. (2009).** Analysis of a solar-assisted ejector cooling system for air conditioning. *International Journal of Low-Carbon Technologies*, (4), p.

2–8.

Vasquez Padilla, R., Soo Too, Y. C., Benito, R., McNaughton, R. et Stein, W. (2016). Thermodynamic feasibility of alternative supercritical CO₂ Brayton cycles integrated with an ejector. *Applied Energy*, (169), p. 49–62.

Weber, C., Berger, M., Mehling, F., Heinrich, A. et Nunez, T. (2013). Solar cooling with water-ammonia absorption chillers and concentrating solar collector – Operational experience. *International Journal of Refrigeration*, p. 1–20.

Wolpert, J. L., Riffat, S. B. et Redshaw, S. (2003). Prototype for a novel solar powered ejector air conditioning system in Mazunte, Mexico. *ISES Solar World Congress, Solar energy for a Sustainable Future*, Goteborg, Sweden.

Worall, M. (2004). An experimental investigation of a jet-pump thermal (ice) storage system powered by low-grade heat. In: *Proceedings of the 3rd International Conference on Sustainable Energy Technologies*, Nottingham, UK, p. 1–35.

Yapici, R. et Ersoy, H. K. (2005). Performance characteristics of the ejector refrigeration system based on the constant area ejector flow model. *Energy Conversion and Management*, (46), p. 3117–3135.

Yapici, R. (2008). Experimental investigation of performance of vapor ejector refrigeration system using refrigerant R123. *Energy Conversion and Management*, (49), p. 953–961.

Yu, J., Chen, H., Ren, Y. et Li, Y. (2006). A new ejector refrigeration system with an additional jet pump, *Applied Thermal Engineering*, (26), p. 312–319.

Zanchini, E. (2015). A more general exergy function and its application to the definition of exergy efficiency. *Energy*, (87), p. 352–360.

Zegenhagen, M. T. et Ziegler, F. (2015). Feasibility analysis of an exhaust gas waste heat driven jet-ejector cooling system for charge air cooling of turbocharged gasoline engines. *Applied Energy*, (160), p. 221–230.