



Titre: Étude expérimentale du comportement d'un éjecteur supersonique
Title: faisant intervenir un écoulement monophasique du R134a

Auteur: Ahmed Falat
Author:

Date: 2018

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Falat, A. (2018). Étude expérimentale du comportement d'un éjecteur
supersonique faisant intervenir un écoulement monophasique du R134a
Citation: [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/3778/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/3778/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alberto Teyssedou, & Mikhail Sorin
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU COMPORTEMENT D'UN ÉJECTEUR SUPERSONIQUE
FAISANT INTERVENIR UN ÉCOULEMENT MONOPHASIQUE DU R134A

AHMED FALAT

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)

DÉCEMBRE 2018

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU COMPORTEMENT D'UN ÉJECTEUR SUPERSONIQUE
FAISANT INTERVENIR UN ÉCOULEMENT MONOPHASIQUE DU R134A

présenté par : FALAT Ahmed

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MARLEAU Guy, Ph. D, président

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph. D, membre et directeur de recherche

M. SORIN Mikhaïl, Ph. D, membre et codirecteur de recherche

M. NESREDDINE Hakim, Ph. D, membre

M. AUBÉ François, Ph. D, membre externe

DÉDICACE

Aux miens

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier profondément mon directeur de recherche, M. Alberto TEYSSEDOU. Une pensée pour l'encadrement rigoureux, l'indispensable contribution intellectuelle, le soutien psychologique et l'entropie.

Je saisi l'occasion de remercier également mon co-directeur de recherche M. Mikhaïl SORIN, mon directeur industriel M. Michel POIRIER et l'ensemble du personnel du groupe Bâtiments du centre de recherche CanmetÉnergie à Varennes, Québec. Une pensée pour le suivi efficace, l'attentif apprentissage et la grande patience.

Un merci particulier à mes chers amis de l'institut de génie nucléaire. Une pensée pour la diversité culturelle, les rires et surtout les agréables discussions.

En dernier et pas pour le moins, Je remercie Mme. Joanne SIROIS et Mme. Lyne DÉNOMMÉ du département de Génie Physique.

RÉSUMÉ

L'un des systèmes les plus couramment employés pour la valorisation et la récupération des fuites énergétiques consiste à utiliser des systèmes frigorigènes à éjection. Le dispositif principal de ce type de systèmes, l'éjecteur, est activé à travers un système à régénération d'énergie thermique en employant un fluide caloporteur au sein d'un circuit thermohydraulique relativement simple. Dans ce travail, nous présentons des données expérimentales obtenues en utilisant du Fréon et un seul type d'éjecteur. Nous avons étudié les variations du facteur d'entraînement pour cinq différentes conditions de pressions du fluide primaire, en fonction de la variation de la pression du mélange à la décharge. Pour l'ensemble des expériences, nous avons constaté une très forte ressemblance du comportement du facteur d'entraînement. Pour les données « hors-conception », l'analyse de la totalité des données montre clairement l'existence systématique d'un deuxième point critique à la décharge correspondant à chaque condition de pression à l'entrée du fluide primaire. De plus, nos résultats expérimentaux ont été comparés avec ceux obtenus par d'autres chercheurs. Dans tous les cas, nous avons observé, une transition importante du comportement du fluide autour d'une deuxième condition critique. L'existence de ce changement peut affecter de manière non négligeable le comportement ainsi que le rendement des éjecteurs opérant dans des conditions « sur-conception ». Nous avons approché également nos données expérimentales avec un modèle analytique unidimensionnel puisé dans la littérature. Les prédictions du modèle ont fait appel aux propriétés thermophysiques du fluide de travail dont nous avons fait l'utilisation en respect des conditions d'opération du banc d'essais, le Fréon R134a.

ABSTRACT

Nowadays, ejector systems are used to recover heat from relatively low thermal potential sources by using appropriate working fluids in closed thermal-hydraulic loops. The main device of this type of system, the ejector, is driven by a thermal energy regeneration arrangement by using a heat transfer fluid within a relatively simple thermohydraulic circuit. In this work, experimental data collected by using a single ejector type and Freon 134a are presented. The variation of the entrainment ratio as a function of the discharge pressure is studied in detail. It is observed that within off-design conditions, there is a systematic occurrence of a second critical point which seems to repeat along the entire range of primary inlet flow pressure tested. Since this behavior could affect on-design operation conditions, this document emphasises this experimental fact. To this aim, actual data are also compared with similar ones given in the open literature, as well as with the predictions of a 1D thermodynamic model. Then, we compare our experimental data with the predictions of a one-dimensional analytical model utilizing the thermophysical properties of the working fluid we have used in accordance with the operating conditions of the test facility, namely Freon R134a.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ	V
ABSTRACT	VI
TABLE DES MATIÈRES	VII
LISTE DES TABLEAUX	X
LISTE DES FIGURES	XI
LISTE DES APPENDICES	XIV
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	4
2.1 L'éjecteur	4
2.1.1 Performance énergétique	6
2.1.2 Modes d'opération de l'éjecteur	8
2.2 Travaux préliminaires sur l'écoulement au sein de l'éjecteur	9
CHAPITRE 3 ORGANISATION DE L'ENSEMBLE DU PROJET	12
CHAPITRE 4 ARTICLE 1: EXPERIMENTAL STUDY OF THE PERFORMANCE OF AN EJECTOR SYSTEM USING FREON 134A	15
4.1 Introduction	16
4.2 The experimental facility	18

4.2.1	The Freon loop	18
4.2.2	The ejector	20
4.2.3	Experimental conditions and procedures	21
4.3	Experimental results	22
4.3.1	The entrainment ratio	23
4.3.2	Axial pressure distributions	25
4.4	Comparaison of the experimental data with other similar studies	27
4.5	Preliminary analysis of the secondary flow behavior	29
4.5	Preliminary analysis of the secondary flow behavior	30
4.5.1	Network of diamond-type Mach cells	34
4.5.2	Secondary fluid entrainment mechanism	40
4.7	Conclusion	45
CHAPITRE 5 ANALYSES ET RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES		52
5.1	Type de structure du jet primaire	52
5.1.1	Régime d'écoulement dans l'éjecteur	52
5.1.2	Réseau de cellules de chocs de type diamants de Mach	55
5.1.3	Résultats sur l'étendue radiale du jet primaire	58
5.2	Simulation numérique en utilisant un modèle unidimensionnel monophasique	63
5.2.1	Modélisation unidimensionnelle des flux primaire et secondaire	64

5.2.2	Prédiction du modèle d'éjecteur	68
CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE		71
CHAPITRE 7 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		74
RÉFÉRENCES		77
ANNEXES		80

LISTE DES TABLEAUX

Table 1	Characteristic dimensions of the ejector (All lengths are given in mm)	20
Table 2	Experimental matrix	21
Table 3	Secondary fluid pressures corresponding to five pressure conditions at the inlet of the primary fluid	22
Table 4	Standard deviations for different measured variables. Inlet pressure of the primary flow equals to 2848 kPa and outlet mixture pressures of 802, 841, 890, 899 kPa	41

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Schématisation qualitative de la variation de la pression et de la vitesse au sein de l'éjecteur en fonction de la position (Little et al., 2016)	5
Figure 2.2	Différents modes d'opération de l'éjecteur par variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression à la sortie. (Little et Garimella, 2016)	9
Figure 1	Simplified scheme of the ejection thermal loop used to perform the experiments (CanmetENERGY, Varennes, Québec)	19
Figure 2	Schematics of the ejector used to perform the experiments	20
Figure 3	Entrainment ratio vs. the discharge pressure of the mixture. Data collected for different values of inlet primary flow pressures. The experimental results obtained using an ejector having a primary throat internal diameter of 7.09 mm are compared with those collected using an ejector having a primary throat internal diameter of 5.63 mm but the same body of the ejector [40]	23
Figure 4	Entrainment ratio as a function of the pressure ratio (Eq. 1) for data collected by using two ejectors and the same experimental facility. The symbols correspond to the same flow conditions given in Fig. 3. (For $D = 5.63$ mm see Poirier et al. [40])	24
Figure 5	Regions characterized by a constant entrainment ratio	25
Figure 6	Axial pressure distributions and entrainment ratio as a function of the discharge pressure. Data collected at a primary flow inlet pressure of 2848 kPa and at a secondary inlet flow pressure of 413 kPa	26
Figure 7	Data collected using the same working fluid and same facility but using a nozzle having an internal throat diameter of 5.63 mm [40]. Inlet primary fluid pressure 2900 kPa; inlet secondary fluid pressure 265 kPa	27
Figure 8	Axial pressure distribution and entrainment ratio as a function of the discharge pressure [31]	28
Figure 9	Calculated wavelengths of Mach's cells in the primary jet as a function of the discharge pressure, for several primary flow inlet pressures (P_{IN})	33
Figure 10	Axial pressure profiles depending on the locations of the pressure taps. The axial distances are measured with respect to the outlet surface of the primary nozzle (inlet primary flow pressure 2848 kPa and $\omega = 41\%$)	34

Figure 11	Boundary layer and proposed velocity profile for the secondary flow. (c_p : speed of sound in the primary fluid; c_s : speed of sound in the secondary fluid; $\langle U_s \rangle$: average velocity of the secondary flow; δ_x : thickness of the secondary flow boundary layer)	36
Figure 12	Schematic representation of the variation of the entrainment ratio as a function of the outlet mixture pressure	37
Figure 13	Axial flow pressure distributions along the mixing chamber. Pressure at the inlet of the primary fluid equals to 2900 kPa; inlet pressure of the secondary flow equals to 265 kPa; internal diameter of the primary nozzle's throat 5.63 mm [40]	39
Figure 14	Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure 802 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow	42
Figure 15	Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure of 841 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow	43
Figure 16	Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure of 890 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow	44
Figure 17	Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure of 899 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow	45
Figure 5.1	Effet de la formation initiale d'une onde de choc normale avant la transformation du jet vers de cellules de type diamants (Van Dyke, 2005 et Petersen et al., 2016)	53
Figure 5.2	Formation et structure des ondes de choc à l'intérieur du jet de l'écoulement primaire. a) Formation initiale d'une onde normale ; b et c) Formation et propagation des cellules (diamants)	55
Figure 5.3	Nombre de Mach d'après les conditions sur-conception et hors-conception en fonction de la pression à la sortie de l'éjecteur, pour différentes pressions	

	de stagnation du fluide primaire P_o . a) $P_o=2030$ kPa ; b) $P_o=2200$ kPa ; c) $P_o=2300$ kPa ; d) $P_o=2630$	60
Figure 5.4	Diamètre maximum du jet primaire en fonction de la pression de stagnation du fluide primaire ainsi que de la pression à la sortie de l'éjecteur	61
Figure 5.5	Pressions de stagnation primaire et secondaire d'après les conditions de surchauffe présentées dans le tableau 2	63
Figure 5.6	Vitesses estimées analytiquement et expérimentalement à l'entrée de la chambre de mélange pour les cinq essais effectués dans le cadre de cette maîtrise	70

LISTE DES APPENDICES

APPENDICE A	80
APPENDICE B	83

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Le concept du développement durable suscite l'intérêt collectif du monde moderne en balançant sa croissance économique face à son impact écologique et social. L'une des approches suivies pour atteindre les objectifs d'un développement dit soutenable serait de valoriser des sources d'énergies à faible potentiel thermique. Connue chez les énergéticiens sous la désignation de l'énergie fatale, cette forme d'énergie représente la quantité d'énergie perdue suite à son non utilisation au moment de sa conversion (ADEME, 2017). Nous faisons référence pour cette partie à la définition des énergies renouvelables (vent, solaire, biomasse, géothermie et autres) dont le raccord entre l'offre et la demande demeure assez difficile à réaliser surtout en absence de système de stockage d'énergie. L'autre sous définition de l'énergie fatale est utilisée dans le domaine de l'économie énergétique pour qualifier la portion récupérable de l'énergie présente dans les procédés industriels qui ne font nécessairement pas partie d'un processus de production énergétique directe (Manificat et al., 2012). La forme la plus courante de l'énergie fatale selon la deuxième définition serait celle des rejets thermiques qui touche un large éventail d'industries dont nous faisons la répartition par pourcentage et activité, selon cinq grands secteurs au Québec (Bourke et al., 2011) : Les pâtes et papier à 36%, le raffinage du pétrole à 29%, la production d'alumine et d'aluminium primaire à 11%, les fonderies de métaux non ferreux-hors l'aluminium à 8% et la production d'électricité thermique à 17%. Un autre aspect de la répartition du gisement énergétique des rejets thermiques le distinguerait entre les eaux chaudes de refroidissement (provenant du refroidissement des procédés industriels, telles les centrales thermiques et nucléaires et qui font l'intérêt de notre étude) dont la température est inférieure à 60°C et des gaz chauds d'échappement dont la température est autour de 177°C. Conformément à une étude menée en 2008, estimant les rejets thermiques des secteurs industriels québécois énumérés ci-avant à 76,6 TWh équivalent à 48% de l'énergie totale consommée par cette partie des industries et à 15% en considérant l'ensemble de l'énergie utilisée au Québec. D'un point de vue économique, ces rejets énergétiques auraient occasionné une perte de 2.9 milliards de dollars évaluée en 2008, au cas où la récupération thermique n'est pas adaptée, un chiffre qui correspondrait à 1,1% du PIB québécois de la même année. Cette forme d'énergie permettrait lors de sa valorisation, même à intermittence pour certains cas, d'activer des technologies

novatrices de production de l'énergie implantées au niveau de différents secteurs industriels. Mieux encore, la vision des industries tend vers le calque du principe de fonctionnement de ces technologies à l'échelle interne en adaptant la problématique au besoin des procédés industriels.

Sous réserve d'appellation, la pompe à chaleur à éjection serait l'illustration par excellence de ce type de démarche par le fait de la récupération des rejets thermiques à partir d'un nombre de procédés exothermiques qu'elle effectue pour produire du froid utile à d'autres, augmentant en conséquence l'efficacité énergétique des industries. Introduite en 1910 par Maurice Leblanc pour un circuit de vapeur (Elbel et al., 2008), la pompe à chaleur à éjection diffère de la conventionnelle du fait que cette dernière est un dispositif qui permet de satisfaire un transfert thermique allant à l'encontre de l'échange spontané de la chaleur. De ce fait, ce système est capable de « pomper la chaleur » des milieux à basse température vers les milieux à haute température. Par cette action, la pompe à chaleur se comporte comme un système versatile selon le sens de pompage défini, pour assurer soit du chauffage d'un côté et le refroidissement ou la réfrigération d'un autre. Le principe est simple reprenant un cycle frigorifique faisant appel à cinq composantes principales : Un fluide frigorigène dont le choix dépend d'un nombre de critères spécifiques (thermodynamiques, techniques, économiques, environnementaux et sécuritaires), un compresseur qui a le rôle d'aspirer le fluide frigorigène à l'état gaz et le comprimer vers un état de haute température et haute pression, un condenseur où ce gaz cède de la chaleur à la source chaude du circuit, un détendeur qui permet de ramener le fluide à un état de basse température et basse pression pour passer par un évaporateur où la récupération de la chaleur de la source froide serait alors possible. Pour la récupération de l'énergie thermique, un système à éjection fonctionne de manière similaire à une pompe à chaleur conventionnelle. Cependant, l'éjecteur remplace le compresseur, en utilisant une différence de potentiels thermique qui chauffe un fluide à haute vitesse. Ce fluide, communément appelé fluide primaire, est responsable de l'aspiration et de la circulation d'un fluide secondaire, responsable du pompage thermique.

Dans ce contexte, ce travail de recherche vise à étudier expérimentalement la performance en fonction du rapport d'entraînement d'un côté et donner un sens au mécanisme d'interaction entre les deux sous-courants primaire et secondaire. Pour ce faire, une matrice expérimentale a été mise en place, elle sera présentée en accord avec les contraintes d'opération du banc d'essais qui est déjà monté au laboratoire du centre de recherche CanmetÉnergie à Varennes, Québec. Des résultats de modèles théoriques ou semi-empiriques seront illustrés par la suite afin de proposer de possibles

explications aux différentes observations retenues, à savoir, la déviation que le facteur d'entraînement connaît en mode « hors-conception » tel qu'observé dans la littérature.

Ce mémoire de maîtrise est constitué de quatre chapitres. Le deuxième reprend la revue de la littérature des éjecteurs. Elle met l'accent sur un certain nombre de travaux expérimentaux et théoriques qui ont servi à comparer ou à approcher nos données expérimentales. Par la suite, nous présentons dans le troisième chapitre la démarche du projet allant de la méthodologie jusqu'aux objectifs à atteindre. Le quatrième chapitre traite d'un article scientifique soumis pour publication où nous avons présenté l'ensemble des résultats de l'étude expérimentales établie ainsi que l'analyse du phénomène relevé lors de nos essais expérimentaux. Nous avons aussi complété l'analyse par des résultats complémentaires qui sont présentés dans le cinquième chapitre. Ce document est conclu par une série de recommandations accompagnées des principales conclusions dont nous avons fait la discussion à partir de ce travail de recherche.

CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE

Ce chapitre traite de la revue d'un certain nombre clef de travaux sur les éjecteurs, de plus, nous présentons certaines définitions ainsi que des éléments de modélisation. Le but consiste à mettre de l'avant tous les éléments qui nous aideront à bien analyser le comportement des éjecteurs dans le cadre de la production du froid par voie de récupération de rejets thermiques. Pour ce faire, nous allons commencer par définir l'éjecteur ainsi que la technologie de récupération connue, pour ensuite énumérer les différents paramètres permettant de comparer leurs performances pour une même base de référence. Nous allons par la suite présenter quelques modèles théoriques exprimant la structure d'écoulement des fluides primaire et secondaire au sein de l'éjecteur dont un modèle unidimensionnel auquel nous avons fait appel pour approcher certaines variables de nos résultats expérimentaux qui seront discutés dans le chapitre 5. Ceci nous a permis d'introduire de nouvelles hypothèses sur l'interaction se produisant entre les deux sous-courants de l'éjecteur.

2.1 L'éjecteur

L'application de l'éjecteur est très variée du fait de son implantation facile dans divers domaines industriels, à savoir, les procédés chimiques, les systèmes de réfrigération ou même au niveau des réacteurs nucléaires (Berkeley et al., 1958). Comme le montre la figure 2.1a, il s'agit d'un appareil statique conçu d'une manière très simple combinant deux tuyères coaxiales, une dite primaire et l'autre secondaire, mettant en évidence trois zones caractéristiques : La chambre d'aspiration, la chambre de mélange et le diffuseur. Le principe de fonctionnement de l'éjecteur repose sur l'effet venturi d'une tuyère de Laval qui transforme l'énergie de pression d'un fluide moteur (fluide primaire) en énergie cinétique. En se référant à une application de pompe à chaleur à éjection comme l'illustre la figure 1, ce processus provoque l'aspiration d'un fluide entraîné (fluide secondaire) provenant d'un évaporateur (e) à basse température et pression. Le fluide moteur s'écoule, quant à lui, à haute température et pression à partir d'un générateur (g) suivant un étouffement à la gorge (t) et une détente le long de la tuyère primaire. Selon la littérature (Little et al., 2016), l'augmentation de la vitesse du fluide moteur à la sortie de la tuyère (1) le ramène au mode supersonique, ainsi une succion se produit dans la chambre d'aspiration par effet de baisse de pression (Srisastra et Aphornratana, 2005), comme le montre la figure 2.1b.

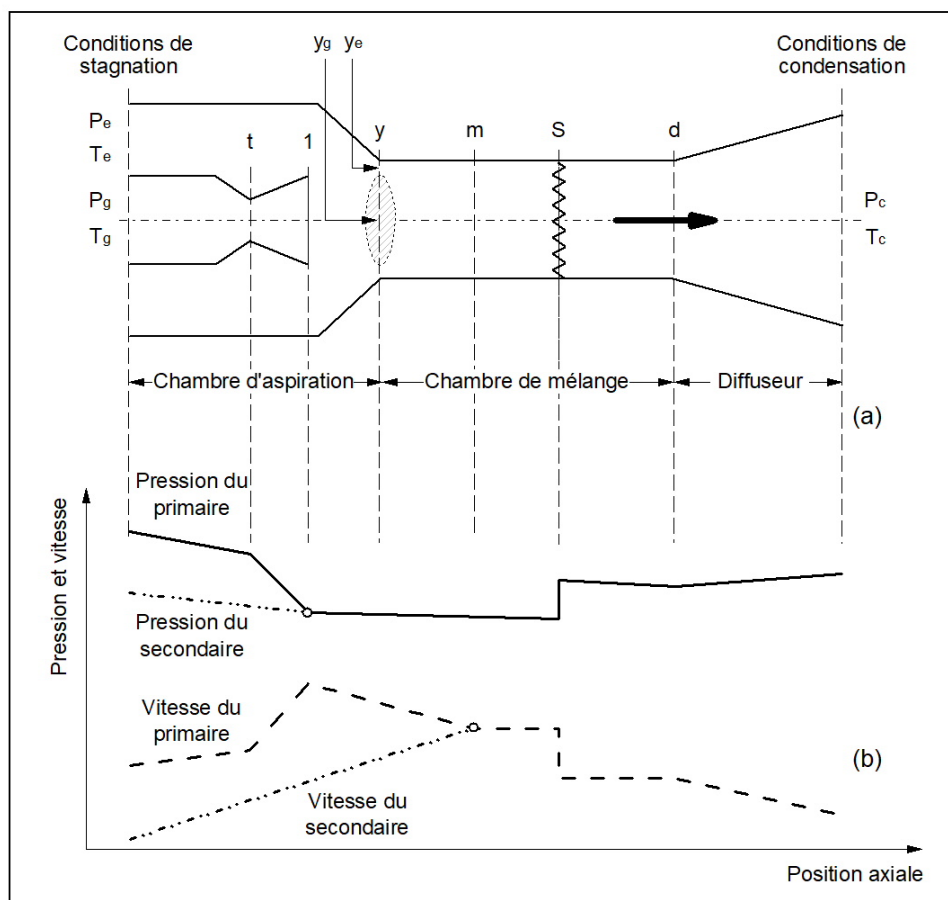


Figure 2.1 Schématisation qualitative de la variation de la pression et de la vitesse au sein de l'éjecteur en fonction de la position (Little et al., 2016).

Comme l'illustre clairement la figure 2.1a, les deux fluides s'écoulent séparément dans deux sections de passage au niveau de (y) et sont ensuite mélangés dans la chambre à section constante (m), formant ainsi une onde de choc (s) accompagnée d'une augmentation de pression et une baisse de la vitesse vers le régime subsonique du flux total comme le montre la figure 2.1b. Le passage à travers le diffuseur (d) permet de récupérer la pression correspondant à la pression de condensation (c) de la pompe à chaleur à éjection par le biais d'une conversion de vitesse de l'écoulement. Cependant, dû à la complexité des mécanismes d'échange entre les écoulements primaire et secondaire, des travaux récents montrent que le choix du fluide caloporteur utilisé par ces systèmes doit être sélectionné de manière judicieuse pour accroître l'efficacité de l'éjecteur (Sun, 1998). Entre autres, afin d'éviter le changement de phase (vapeur-liquide) pouvant se produire lors d'une expansion adiabatique soudaine, il est recommandé d'appliquer un certain degré de surchauffe et ainsi

d'éviter la formation des gouttelettes qui pourraient endommager le dispositif et bloquer l'écoulement (Chen et al., 1998). Quoique certains travaux numériques et expérimentaux (Al-Ansary et al., 2004 ; Hemidi et al., 2009) démontrent que la présence de fines gouttelettes tend à augmenter l'efficacité de l'éjecteur, néanmoins dans le cadre de cette recherche, nous avons utilisé du Fréon R134a surchauffé, à l'état monophasique. Après avoir fait le choix du réfrigérant selon les conditions d'opération souhaitées, l'intégration de l'éjecteur dans un cycle de pompe à chaleur est alors possible. La définition de ce type de systèmes de valorisation des fuites énergétiques s'impose en conséquence. En mode conventionnel, une pompe à chaleur fait circuler le réfrigérant à l'aide d'un compresseur qui récupère la vapeur du Fréon de l'évaporateur (source froide) avant de le comprimer avec une augmentation de la pression et de la température vers le condenseur (source chaude) où le fluide est liquéfié. Le réfrigérant liquide est alors collecté dans un réservoir avant d'être transmis au niveau de la valve de détente qui contrôle la pression du Fréon après son passage à l'état liquide. Le cycle frigorigène est fermé par la circulation du fluide de travail vers le compresseur qui reste un élément énergivore du fait qu'il demande une alimentation électrique pour la mise en fonctionnement. Dans un système à éjection, l'alternative est de remplacer le compresseur par l'éjecteur qui ne fait appel qu'à l'énergie thermique puisée dans les fuites thermiques. À ce stade, l'ensemble de la pompe à chaleur reste le même à l'exception de l'ajout d'une pompe à faible consommation, nécessaire pour faire circuler le fluide au sein de la boucle. De ce fait, la pompe à chaleur à éjection s'inscrit dans le cadre de développement durable énergétiquement très efficace en ayant la possibilité de valoriser les rejets thermiques pour fournir du froid utile (Chunnanond et Aphomratana, 2008). Et comme ces chercheurs ont pu montrer l'importance des éjecteurs dans les systèmes de récupération, il serait important de souligner un autre aspect se rapportant au fait qu'un éjecteur ou plutôt ses performances dépendent très fortement des conditions imposées aux entrées et à la sortie comme ce que nous allons le détailler dans la section qui suit.

2.1.1 Performance énergétique

L'application des éjecteurs est tellement variée que leur conception doit prendre en considération un nombre important de paramètres gouvernants leur performance énergétique. Ces mêmes paramètres sont utiles pour mener des études comparatives selon la géométrie, la fraction aspirée ou même le taux de compression, sans oublier l'effet des conditions des fluides aux entrées et à la sortie. En considérant les conditions de stagnation (c'est-à-dire les conditions aux entrées et à la

sortie où nous pouvons négliger ces vitesses) pour une application donnée, à savoir, les pressions et températures primaire, secondaire et celles de condensation ainsi que le niveau de surchauffe aux entrées. Nous serons tenus alors de considérer trois indices de performance bien connus. Ils définissent le fonctionnement des éjecteurs et prennent en compte à la fois les paramètres intrinsèques à l'éjecteur et celles de la boucle frigorigène, à savoir (CanmetÉnergie, 2009) :

- Le facteur d'entraînement ω : C'est le plus courant des indices utilisés pour étudier les performances des éjecteurs, est déterminé comme le rapport du débit massique secondaire (fluide entraîné) par le débit massique primaire (fluide moteur). D'un point de vue pratique, ce facteur nous donne une idée sur le débit maximal que nous serons capables d'aspirer pour des conditions de stagnation données à l'entrée de l'éjecteur. Pour se rapporter aux conditions de stagnation, il est à souligner que la valeur maximale du facteur d'entraînement dépend de la pression primaire, secondaire ainsi que celle imposée à la sortie.
- Le rapport de compression : Défini comme étant le rapport de la pression statique de condensation (pression à la sortie de l'éjecteur) par la pression statique à l'entrée secondaire de l'éjecteur. Cet indice intervient dans des applications des éjecteurs où le but est de comprimer un fluide (secondaire), non seulement pour une certaine pression imposée à l'entrée (primaire) mais aussi à la sortie (condensation).
- Le rapport de sections : Caractérise la géométrie de l'éjecteur et il est calculé à partir du rapport de la section de passage à la gorge de la tuyère primaire (section de passage t de la figure 2.1a) par rapport à la section de passage de la chambre de mélange (corps de la tuyère secondaire; section de passage m de la figure 2.1a). Ce rapport est utile pour pouvoir réaliser la comparaison selon la géométrie pour différents éjecteurs. De plus, il est important dans la modélisation, puisqu'il exprime comment le fluide primaire se répand au sein de la chambre de mélange (Huang et Chang, 1999 ; Chang et Chen, 2000 et Sankarlal ; Mani, 2006).

La présente étude, qui est en grande partie expérimentale, traite d'un ensemble de données collectées faisant varier le facteur d'entraînement en fonction de la pression à la décharge de l'éjecteur pour différentes conditions de pression de stagnation primaire. Nous avons fait appel à une seule géométrie d'éjecteur, de ce fait l'analyse des résultats fait intervenir le rapport de sections et permet de comparer nos résultats avec ceux d'autres travaux expérimentaux similaires.

2.1.2 Modes d'opération de l'éjecteur

Un autre paramètre intrinsèque à l'éjecteur est la pression critique de condensation qui correspond à la limite supérieure des pressions à la décharge pour lesquelles, le facteur d'entraînement est maximal (Huang et Chang, 1999). Ce paramètre est primordial dans des applications implantées au niveau des procédés industriels où le fait de maintenir un débit secondaire constant est indispensable. Ceci nous ramène à souligner trois modes d'opération possibles pour les éjecteurs, illustrés graphiquement par la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression de condensation au niveau de la figure 2.2 et dont le premier est à considérer pour des applications potentielles par l'industrie (Huang et Chang, 1999) :

- **Mode double-étouffements** : Pour des pressions à la sortie inférieures à la pression de condensation critique (P_{crit} de la figure 2.2), le facteur d'entraînement est constant et sa valeur est maximale. Dans ces conditions, les deux fluides primaire et secondaire sont supposés être étouffés (conditions de vitesse sonique). À ce niveau, la variation de la pression de condensation n'a pas d'effet sur les pressions de stagnation imposées à l'entrée puisque les deux fluides primaire et secondaire s'écoulent à la vitesse du son.
- **Mode critique** : Il s'agit de la limite entre les deux modes simple et double étouffements. La pression à la décharge est égale à la pression critique. La valeur de la pression critique de condensation (P_{crit}) est déterminable à partir des conditions décrites à l'entrée de l'éjecteur ainsi que ses caractéristiques géométriques selon des corrélations empiriques ou semi-empiriques données dans la référence citée ci-haut.
- **Mode simple-étouffement** : Dans ce cas, seul le fluide primaire est étouffé comme le montre la figure 2.2, le facteur d'entraînement commence à varier linéairement et inversement à la pression imposée à la sortie de l'éjecteur. Ce mode est le plus intéressant pour notre travail expérimental, qui sera détaillée dans le tableau 2 du chapitre 4. Les choix des conditions expérimentales nous permettent d'exprimer l'interaction qui se produit entre les écoulements primaire et secondaire.
- **Mode de l'écoulement inverse** : Pour des valeurs négatives du facteur d'entraînement, la pression de condensation correspond à des valeurs supérieures à la pression de mal-fonctionnement (P_{mal} dans la figure 2.2). Il est évident que dans ce mode, l'écoulement primaire

n'est pas étouffé (Huang et Chang, 1999) et il se fait dans le sens inverse, c'est-à-dire, vers l'entrée de l'éjecteur.

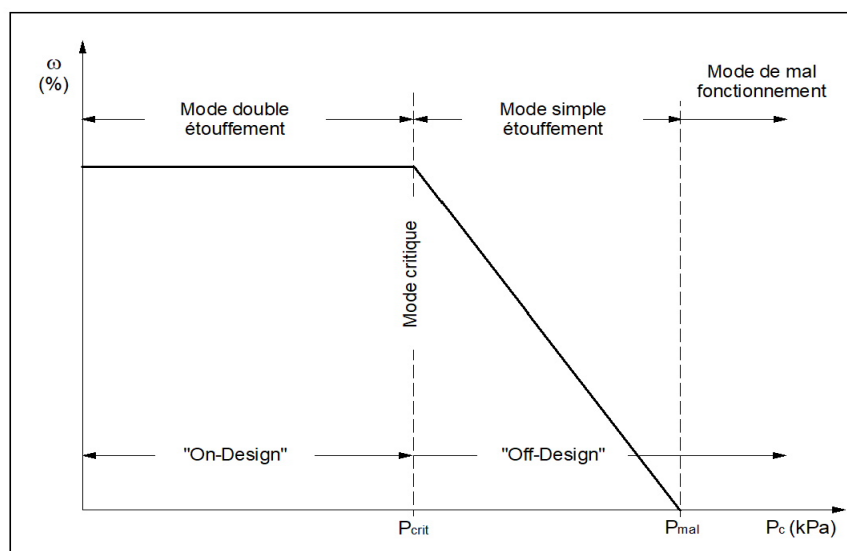


Figure 2.2 Différents modes d'opération de l'éjecteur selon la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression à la sortie. (Little et Garimella, 2016).

Dans la section suivante, nous présentons de l'information concernant certains travaux similaires qui ont été accomplis par d'autres chercheurs.

2.2 Travaux préliminaires sur l'écoulement au sein de l'éjecteur

L'un des premiers travaux expérimentaux dans ce domaine a été effectué par Keenan et Newmann (1942) en utilisant de l'air comme fluide de travail. Ils ont aussi proposé un modèle analytique unidimensionnel en supposant que l'aspiration du fluide secondaire emporté par le fluide primaire se fait à pression constante et que le mélange des deux courants se produit à section de passage constante. Par la suite, Keenan et al. (1950) ont poursuivi l'étude pour l'ensemble de l'éjecteur, en introduisant la formation d'une onde de choc normale, responsable d'augmenter la pression du mélange avant son passage vers le diffuseur. De cette manière, ils ont considéré que ce phénomène est crucial pour expliquer le fonctionnement de ce type de dispositif. En utilisant les mêmes hypothèses du modèle de Keenan et Newmann (1950), c'est-à-dire un dispositif parfaitement adiabatique et l'emploi de la loi de gaz parfait pour l'air Fabri et Siestruck (1958) ont introduit diverses

pertes dans l'écoulement. En se basant sur la théorie aérodynamique, ces pertes, généralement causée par frottement, ont amené à déterminer qu'il y a formation d'un col au niveau de la chambre d'aspiration.

Pour les éjecteurs utilisant de la vapeur d'eau, Munday et Bagster (1977) ont appliqué les équations de conservation pour la masse, l'énergie et la quantité de mouvement, telles qu'utilisées par ses prédécesseurs. Ainsi, ils ont été les premiers à comptabiliser d'autres pertes hydrodynamiques au niveau de l'écoulement, liées à la formation d'une série d'ondes de choc lors de la relaxation du système en régime supersonique.

Huang et Chang (1999) ont effectué une large gamme d'expériences en utilisant du Fréon R141b comme fluide de travail et plusieurs éjecteurs ayant différentes géométries, c.-à-d. différents diamètres de la gorge primaire, des sections de passage à la sortie de la tuyère primaire et à la sortie de la chambre de mélange, et différents angles de la zone convergente de la tuyère secondaire. De plus, ils ont utilisé leurs données pour valider un modèle unidimensionnel pour une marge de pression primaire allant de 400 kPa à 604 kPa en régime double-étouffement correspondant à une pression secondaire aux alentours des 40 kPa pour un facteur d'entraînement variant entre 20% et 60%. Il faut souligner, qu'ils ont introduit le concept d'un col fictif responsable d'étouffer l'écoulement secondaire (similaire aux sections de passage montrées par (y_e) et (y_g) dans la figure 2.1), se formant par l'effet de l'écoulement du fluide moteur à l'entrée de la section de mélange. Cependant, ils ont employé un certain nombre d'approximations, entre autres, ils ont considéré le fluide de travail (c'est-à-dire du Fréon) comme un gaz parfait, des vitesses nulles aux entrées de l'éjecteur ainsi que l'uniformité des températures et des vitesses pour les sections de l'éjecteur perpendiculaires à l'écoulement. Afin de déterminer les coefficients isentropiques des deux tuyères (c'est-à-dire, la tuyère motrice et celle d'aspiration), des équations semi-empiriques ont été introduites. Suivant une approche similaire, Zhu et al. (2007) ont validé un modèle, en explicitant de manière plus approfondie la notion du col fictif introduit par Huang et Chang (1999). De ce fait, Zhu et al. (2007) ont assuré l'existence du mode double-étouffement, et la condition du nombre de Mach=1 pour l'écoulement secondaire a été validée. L'originalité du modèle de Zhu et al. (2007) réside dans le fait qu'ils considèrent deux composantes de vitesse du mélange ; une composante axiale et une composante latérale qui obéit à une distribution exponentielle. Même si Zhu et al. (2007) sortent du cadre unidimensionnel des modèles développés auparavant, leur modèle se distingue par l'adaptation de la formation des ondes de choc obliques à partir de l'approche des chocs normaux.

Zegenhagen et Ziegler (2015a) ont présenté un modèle unidimensionnel, qui sera l'objet de discussion dans le chapitre 5, en considérant le Fréon R134a comme fluide réel. Dans ce modèle, ils ont inclus, un seul coefficient de pertes pour un écoulement en régime double-étouffement. Par la suite, Zegenhagen et Ziegler (2015b) ont validé leur approche en comparant les prédictions avec des données du facteur d'entraînement en fonction des pressions des fluides primaire et secondaire ainsi que celle du mélange à la sortie de l'éjecteur. Les expériences de Zegenhagen et Ziegler (2015b) couvrent une large plage de conditions de stagnation, allant de 2550 kPa à 4150 kPa (pression du fluide moteur) ; une marge de pression du fluide aspiré entre 150 kPa et 400 kPa pour des entraînements variant entre 8% et 37%. La pression du mélange a été choisie (entre 540 kPa et 970 kPa) de manière à obtenir des régimes à double-étouffement.

L'étude présentée dans ce mémoire de maîtrise concerne des données expérimentales collectées à partir d'un éjecteur installé dans une boucle frigorigène faisant circuler du Fréon R134a comme fluide de travail. Les résultats de la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression à la décharge de l'éjecteur montrent systématiquement la présence d'un second plateau, se produisant dans des conditions de fonctionnement en dehors du mode double-étouffement classique. À cet égard, Hakkaki-Fard et al. (2015) ainsi que Mazzelli et Milazzo (2015) ont effectué de travaux dont les protocoles expérimentaux sont similaires à celui utilisé lors de nos expériences, mais en utilisant une géométrie d'éjecteur différente. La comparaison de ces données avec les nôtres, nous permet d'identifier les paramètres d'opération qui semblent contrôler l'apparition d'un deuxième palier qui sépare deux régions linéaires caractérisées par un changement net de la pente $d\omega/dP_c$, avec P_c la pression à la sortie et ω le facteur d'entraînement. D'autre part, certains résultats préliminaires qui sont présentés dans le chapitre 5 semblent indiquer que l'emploi d'un paramètre d'ajustement dans le rapport entre la section de passage réelle de la chambre de mélange et celle du col fictif définie par Zegenhagen et Ziegler (2015a), permet de prédire certaines valeurs expérimentales.

Suite à cette revue de la littérature, nous allons présenter dans le chapitre qui suit l'ensemble des objectifs que nous avons fixés au début de notre projet de recherche, ainsi que la démarche suivie à cet effet.

CHAPITRE 3 ORGANISATION DE L'ENSEMBLE DU PROJET

Les avancées de certains travaux de la littérature détaillées dans le chapitre 2, donnent une idée sur la façon d'aborder les éjecteurs selon les études expérimentales et théoriques réalisées. Nous voulons souligner par ce fait qu'un nombre de travaux expérimentaux ont été menés afin de fournir l'information nécessaire pour valider les modèles relativement simples sans pour autant donner une explication physique à la vraie nature de l'écoulement au sein des éjecteurs. Nous pensons que ceci est dû au fait que l'application pratique des éjecteurs contrôle les principaux axes de recherche. Des besoins essentiellement dirigés vers la performance énergétique des éjecteurs, où le facteur d'entraînement est maintenu constant à sa valeur maximale pour des conditions données aux entrées et à la sortie.

Au-delà de l'intérêt pratique, la variation des performances peut être une autre contrainte du fait qu'elle est très sensible aux changements des conditions d'opération, de la géométrie ou même du fluide de travail utilisé. Cet aspect des éjecteurs rend la comparaison assez délicate, particulièrement quand le changement des paramètres touche plus qu'une variable. Nous nous sommes rendu compte de cela quand nous nous sommes mis à étudier l'éjecteur en mode « hors-conception » dont la principale variation de performance touche le facteur d'entraînement. L'intérêt de réaliser des expériences traitant de ce mode d'opération a été suscité en analysant des résultats d'autres études présentées dans le chapitre 2. Dans ces travaux, nous avons constaté des variations importantes de l'entraînement en mode « hors-conception ». Et même si les industries ne s'intéresseront pas forcément à l'approfondissement de l'analyse physique en particulier de la partie « hors-conception » d'opération de l'éjecteur, nous pensons que les résultats qui en découlent donneront une idée plus claire sur la manière à être utilisée pour améliorer la performance énergétique en mode « sur-conception ». Pour cela, des objectifs ont été mis en place pour la présente étude, à savoir :

1. Collecter un maximum de données expérimentales pour une même géométrie d'éjecteur qui fait circuler un même fluide de travail mais pour différentes conditions de stagnation. Mettre l'accent sur la partie qui touche la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression imposée à la sortie de l'éjecteur. La plage de pression de décharge où le facteur d'entraînement est à son maximum a été prise en considération. Pour cela, nous

avons fixé une matrice expérimentale couvrant une large gamme des conditions d'opération.

2. Approcher les données collectées par un des modèles préétablis dans la littérature dans le but de vérifier préalablement les hypothèses relatives aux observations expérimentales. Ensuite, développer une explication physique cohérente des phénomènes observés.
3. Donner un sens physique à la nature de la transition perçue lors de la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression à la sortie de l'éjecteur telle qu'elle a été observée dans la littérature. Ceci est important au début de notre étude, car nous pensons qu'il s'agit d'un phénomène qui contrôlera la position de la pression de condensation P_{crit} de la figure 2.2.

L'atteinte de ces objectifs a fait appel à la mise en place de la méthodologie suivante :

1. En respectant les limitations du banc d'essais disponible chez CanmetÉnergie et qui était déjà conçu pour des études expérimentales antérieures, nous avons tenu une matrice expérimentale qui répond aux objectifs tracés de façon à exprimer la variation de l'indice de performance énergétique choisi pour une plage de conditions de stagnation à l'entrée donnée.
2. Plusieurs illustrations des données collectées feront l'objet de notre traitement des mesures de façon à en tirer un maximum d'information sur les différents modes d'opération de l'éjecteur. Ceci doit permettre d'obtenir une idée de l'interaction entre les deux fluides primaire et secondaire, les possibilités des états soniques lors de l'écoulement ainsi que le processus de mélange qui a lieu entre ces deux fluides.
3. Après avoir défini la structure du jet primaire au moment de sa détente à la sortie de la tuyère motrice, nous avons appuyé nos avancées par des calculs faits pour déterminer si ce jet était sous ou sur-étendu, son étendue axiale et radiale. Nous avons caractérisé également la zone turbulente du jet primaire qui selon nous est responsable du mécanisme de mélange.
4. Une comparaison pour valider l'ensemble de nos hypothèses a été menée avec d'autres études expérimentales essentiellement similaires. Nous allons étudier la possibilité de percevoir une similitude avec d'autres travaux expérimentaux pour différents fluides de travail,

différentes géométries aussi bien que pour différentes valeurs maximales du facteur d'entraînement.

Une bonne partie de ces objectifs est couverte dans l'article que nous avons soumis pour publication dans la revue "Experimental Thermal and Fluid Science". Ceci est présenté dans sa version originale dans le chapitre suivant. D'autres résultats et analyses complémentaires sont présentés dans le chapitre 5. De plus, l'ensemble des données collectées ainsi que l'analyse des erreurs expérimentales se trouvent respectivement dans l'annexe A et l'annexe B de ce document. Le chapitre 6 a détaillé une discussion générale et des recommandations ont fait l'objet du dernier chapitre du mémoire (chapitre 7).

CHAPITRE 4 ARTICLE 1 : EXPERIMENTAL STUDY OF THE PERFORMANCE OF AN EJECTOR SYSTEM USING FREON 134A

Dans ce chapitre, nous présentons un article qui a été soumis pour publication dans la revue "Experimental Thermal and Fluid Science". Nous soulignons que le titre du chapitre correspond à celui de notre article. De plus les auteurs et coauteurs, dans l'ordre de la publication, sont les suivants :

Falat, A. (premier auteur)

Poirier, M. (deuxième auteur)

Sorin, M. (co-directeur de recherche)

Teyssedou, A. (directeur de recherche)

Notre participation dans cette partie de notre travail a fondamentalement consisté à la réalisation des expériences. Cette activité a eu lieu dans le laboratoire du groupe Bâtiments du centre de recherche CanmetÉnergie à Varennes, Québec. Ceci a été réalisé avec l'appui logistique de M. Michel Poirier (coauteur de la publication) et de M. Daniel Giguère. De plus, avec la coopération de mon directeur et codirecteur de recherche, nous avons mené à bon terme l'analyse de nos résultats.

Experimental Study of the Performance of an Ejector System Using Freon 134a

Ahmed Falat¹, Michel Poirier², Mikhaïl Sorin³ & Alberto Teyssedou^{1*}

¹ *Department of Engineering Physics, Polytechnique Montréal, Québec, CANADA*

² *CanmetENERGY, Natural Resources Canada, Varennes, Québec, CANADA*

³ *Department of Mechanical Engineering, Sherbrooke University, Québec, CANADA*

Abstract

This paper presents experimental data of the entrainment ratio as a function of the outlet mixture pressure of an ejector. A single ejector geometry, manufactured from brass bore rods, is installed into a closed-circuit loop that uses Freon 134a as primary and secondary working fluids. Different inlet flow pressure conditions are applied for both the primary and secondary flows while the outlet mixture flow pressure is varied from 500 to up to 975 kPa. This range of the outlet pressure permitted on-design (i.e. formation of a first plateau) and off-design operation conditions to be largely covered. It is thus, systematically observed that within the off-design zone there is formation of a secondary plateau which seems to indicate that the flow undergoes an unusual choking flow condition. A preliminary analysis of the data indicates that the off-design behavior is mainly controlled by the interaction between two currents of fluid without mixing, and the effect of the entropy on the speed of sound. The presence of a second plateau triggers a flow transition which can affect the on-design performance. The collected data were also compared with similar ones obtained by other research groups. Hence, these comparisons reinforce the trends of the actual experiments.

Keywords: ejectors, entrainment ratio, pressure distribution, choking flows, mixing, supersonic jet, diamond cells.

1. INTRODUCTION

Energy demand and environmental limitations are major concerns for satisfying the ecological growth of worldwide industrialized societies. Within this context, the industries are forced to satisfy severe energy efficiency constraints. Therefore, in some cases the recovery of waste energies and or the use of other resources, like solar or wind energy, become inevitable. To this aim, ejector systems are very appropriate to recover heat from relatively low thermal potential sources such as heat wastes rejected by the manufacturing industry. Nonetheless, due to the complexity of the mixing process between primary and secondary flows, the selection of the appropriate working fluid is not straightforward (Little & Garimella [29]). Moreover, to avoid partial condensation along a

* Corresponding author: alberto.teyssedou@polymtl.ca

sudden expansion and the formation of droplets which may affect the overall integrity and performance of the ejector, it is necessary to use superheated inlet flow conditions (Chen et al. [9]). Numerical simulations as well as some experimental results provide indications that the presence of fines droplets help increasing the ejector efficiency (Balamurugan et al. [1]; Balamurugan et al. [2]; Bergander [5]; Butrymowicz [6]; Cizungu et al. [7]; Cizungu et al. [8]; Deberne et al. [12]; Jelinek et al. [19]; Lear et al. [25]; Levy et al. [27]; Liu & Groll [30]; Owen et al. [37]; Yu et al. [48]). It is difficult, however, to accept that an increase in performance could occur with increasing the entropy generation triggered by the presence of droplets. In fact, entropy increases with increasing the interfacial surface density which in turns increases turbulent mixing and friction dissipation (Collier & Thome [10]; Leung et al. [26]). Therefore, to overcome some possible inconvenient, the actual experiments are carried out using superheated Freon 134a for both the primary and the secondary flows.

In the past, several experimental and theoretical works were intended to study the dynamic behavior of both the primary and secondary flows. One of the first ejector experimental programs was performed by using air as working fluid (Keenan and Newmann [21]). They also proposed a 1D model by assuming that the suction of the secondary flow takes place at constant pressure and that the mixing between primary and secondary flows occurs within a constant flow cross-sectional area. Thereafter, Keenan et al. [22] considered the formation of a normal shock wave responsible of increasing the mixture pressure just before its entrance into a diffuser zone. Based on a similar approach, but assuming a perfect adiabatic ejector as well as applying the ideal gas law for the air and including frictional losses, Fabri and Siestrunk [13] could determine the formation of the throat in the aspiration chamber. Munday and Bagster [32] solved the mass, momentum and energy conservation equations for an ejector using steam as working fluid. They were one of the first to observe hydrodynamic losses associated to the formation of successive shock waves during the relaxation of a supersonic flow.

Huang et al. [18] conducted many experiments by using several ejectors having different geometries (e.g. different inlet and outlet cross-sectional flow areas, throat diameters and convergent zone angles) and Freon 141b as the working fluid. They applied their data to validate a 1D model with a primary pressure ranging from 400 to 604 kPa under double choking flow conditions (i.e. both the primary and secondary flows at sonic velocities). For inlet secondary flow pressures almost constant, at about 40 kPa, they could increase the entrainment ratio from 20% to up to 60%. In their model, they introduced the concept of a “fictitious throat” which is developed by the primary flow at the entrance of the mixing zone. They neglected the inlet flow velocities and they considered that Freon 141b behaves as an ideal gas. Moreover, they applied uniform temperature and flow velocity distributions along all cross-sectional areas (1D model) as well as different isentropic coefficients for the primary and the mixture.

A similar approach was used by Zhu et al. [52]; in this case, they presented a more detailed explanation for the formation of a fictitious throat zone. Hence, they could confirm the existence of a double choking phenomenon which permitted a Mach number equal to one for the secondary flow to be determined. The originality of this work consists on the fact that it considers the effect of radial flow velocity distributions. To this purpose, they considered that the lateral secondary flow velocities satisfy a turbulent exponential law, bounded by the inner wall of the mixing chamber and a shock circle corresponding to the limit where the Mach number of the primary jet becomes

equal to one. Even though the approach proposed by Zhu et al. differs from the typical 1D models discussed above, it permits the prediction of the formation of oblique shock waves, to be achieved.

Zegenhagen and Ziegler [49, 50] proposed a 1D model where they considered the Freon 134a as a real gas and they introduced the dissipation of mechanical energy due to the existence of a double choke regime. Afterwards, they validated their model by comparing the predictions for the entrainment ratios varying between 8% to 37% with experimental data covering an extensive range of stagnation inlet flow conditions (i.e. inlet primary flow pressure ranging from 2250 kPa up to 4150 kPa) and secondary flow inlet pressures ranging from 150 kPa up to 400 kPa. Furthermore, to guarantee the development of a double choked flow regime, the outlet pressure of the mixed flow was changed within the range of 540 kPa to 970 kPa.

From a practical viewpoint, the ejectors have produced a markedly interest in industrial applications, covering a wide range of uses (e.g. energy recovery, carpet manufacturing, etc.). Nevertheless, most of the work available in the open literature are focused on analyses of their behaviors at on-design operation conditions. Only few of them describe the fluid-to-fluid interaction of the flows (primary and secondary) inside the ejector. To fulfill this lack of information, this paper presents the variation of the entrainment ratio and the axial pressure profiles as a function of the outlet mixture pressure for a large range of on-design and off-design conditions. The experimental data are collected using an ejector installed in a Freon 134a experimental facility. The results of the entrainment ratio as a function of the discharge pressure, systematically show the presence of a second plateau, occurring at off-design operation conditions. This zone separates two linear regions characterized by a clear difference of the slope $\frac{d\omega}{dP_c}$, with P_c , the outlet mixture pressure and ω the entrainment ratio.

2. THE EXPERIMENTAL FACILITY

The experiments were performed by using a Freon-134a test facility installed at the energy research center of CanmetENERGY (Natural Resources Canada, Varennes, QC). This system is completely instrumented with several temperature, pressure and flow rate measurement devices. The following sections provide detailed information about different equipment used to carry out the experiments.

2.1 The Freon loop

Figure 1 shows a simplified schematic of the thermal loop used to perform the experiments. Freon 134a is used as the working fluid for both the primary and secondary flows. The primary flow enters the ejector at superheated thermodynamic state. These conditions are controlled by the thermal power Q_1 (maximum of 100 kW) added in a boiler and the energy transferred across the thermal generator and superheater shown in the figure. A diaphragm pump allows the pressure of the primary flow to be increased up to the desired value, and a power of up to 80 kW added into the generator allows the liquid refrigerant to be vaporized. The thermal load of this circuit can be adjusted via a Honeywell control valve. To avoid the formation of droplets, the secondary flow is also superheated; its thermodynamic state is determined from the pressure and the temperature measures at P1 and T1, respectively (Figure 1). As indicated in the same figure, the superheating is controlled by an evaporator of 35 kW. The steady state operation of the entire loop is guaranteed by the total amount of heat recovered by a condenser of 120 kW and a steam-condensate separation

unit. The cooling is carried out via a secondary glycol circuit (30% ethyl glycol/water) that reject the energy of condensation to the atmosphere through a fluid cooler equipped with four electrical fans. The loop is fully instrumented to measure several physical variables, some of them used to control the thermodynamic state of the fluid at the inlet and outlet of the ejector. The system has 14 Class A RTDs (Resistance Temperature Devices): three are used for measuring fluid temperatures at the inlet of the primary flow (T2), at the inlet of the secondary flow (T1), as well as at the outlet of the mixture (T4); the others are installed at the inlet and outlet of each heat exchanger. Each temperature measurement system can read values ranging from -10°C up to 150°C within error margins of $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$.

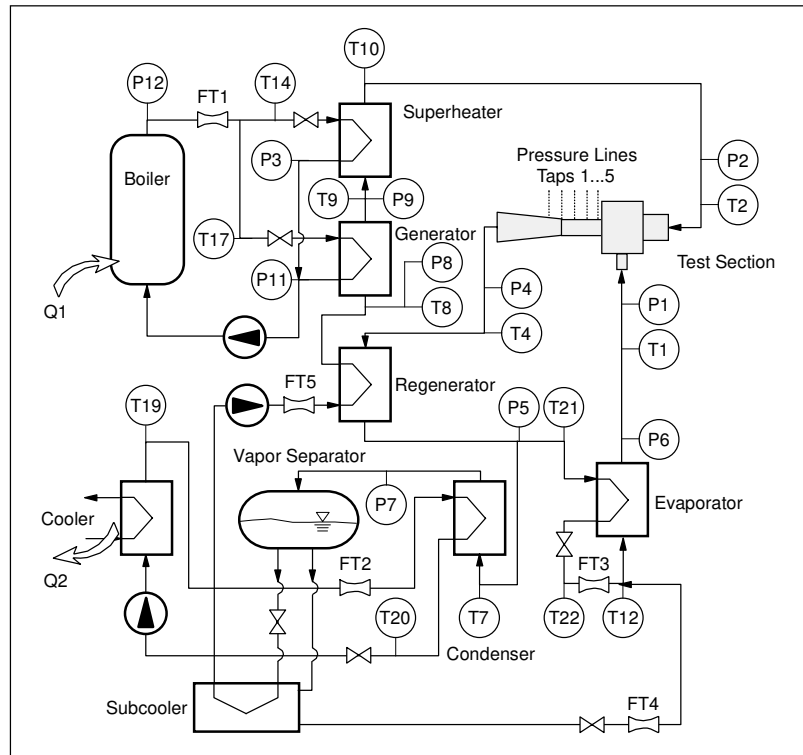


Figure 1. Simplified scheme of the ejection thermal loop used to perform the experiments (CanmetENERGY, Varennes, Québec).

Five absolute pressure cells of $4000 \text{ kPa(abs)} \pm 0.25\%$ full scale (Endress + Hauser, model # PMP71-UBC2S21RAAAU) are connected to pressure taps installed at the inlet and outlet of the heat exchangers (see the Figure 1). Two similar pressure transducers are used to measure the pressure at the inlet of the fluid vessel and the boiler's outlet pressure. This pressure is automatically controlled by a PID unit. Three additional pressure cells are connected to the entrance of the primary (P2), secondary (P1) and outlet (P4) flows, respectively. The Freon mass flow rates are measured at some strategic loop locations, e.g. FT3, FT4 and FT5 in Figure 1, using three Coriolis mass flowmeters. One turbine type flowmeter (FT2) is used to collect data from the glycol secondary cooling circuit. Finally, a vortex flowmeter (FT1) is used for the steam mass flow rate.

Both, the control of the loop as well the data acquisition, are carried out by the "PcVue" software via a graphical interface and a standalone server. To optimize the memory space, the data are collected by consecutive periods of 300 sec by applying 2 sec/sample of sampling rate. To avoid

aliasing, the signals before being converted into digital values, they are previously filtered using analog devices.

2.2 The Ejector

A single ejector is used to perform the experiments; it is schematized in Figure 2. It is manufactured from brass rods and as mentioned in the last section it is fully instrumented to measure the flow pressures at several axial locations.

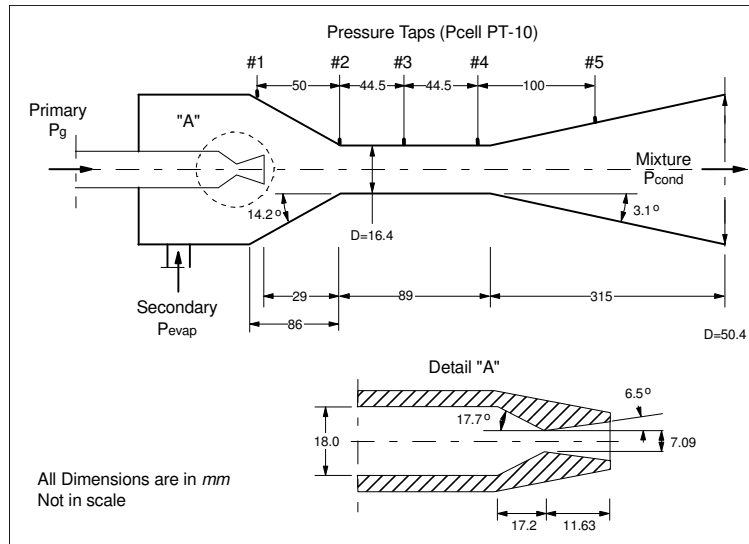


Figure 2. Schematics of the ejector used to perform the experiments.

Pressure taps of 1.6 mm in diameter are connected to pressure cells by means of copper tubes of 3.17 mm internal diameter. Note that the pressure tap #1 and tap #5 shown in the figure are not used during the present experiments; therefore, the value of the first one is replaced by the inlet pressure of the secondary flow (P_1 in Figure 1), while the latter one is replaced by the outlet mixture pressure (P_4 in Figure 1). The dimensions of the different portions of the ejector are given in the Table 1.

Table 1. Characteristic dimensions of the ejector (All lengths are given in mm).

Primary Nozzle		Secondary Nozzle	
Throat diameter	7.09	Inlet zone internal diameter	60.0
Outlet diameter	9.70	Convergent zone length	86.0
Convergent zone angle	17.7°	Convergent zone angle	14.2°
Divergent zone angle	6.5°	Mixing zone internal diameter	16.4
Convergent zone length	17.2	Mixing chamber length	89.0
Divergent zone length	11.63	Outlet internal diameter	50.4
Inlet internal diameter	18.0	Divergent zone length	315.0
Outlet external diameter	25.4	Divergent zone angle	3.1°
Distance to the entrance of the mixing chamber 29.0			

2.3 Experimental Conditions and Procedures

The experiments are carried out by maintaining the entrainment ratio ω (i.e. ratio between the secondary to the primary mass flow rates) constant at about 41%. Both the inlet pressure of the primary flow and the outlet mixture pressure are changed by covering the range given in Table 2. For each constant value of the primary flow pressure, this experimental matrix permitted five profiles of entrainment ratios as a function of different outlet mixture pressures to be obtained. Thus, data covering wide ranges of off-design and on-design operation conditions are collected. As mentioned before, to avoid partial condensation of the secondary fluid [9], it is superheated before entering the ejector. The steam pressure and flow rate are appropriately adjusted to maintain its superheating almost constant.

Table 2. Experimental matrix.

Flow Variable		
Primary flow inlet Pressure	2000 - 2900	kPa
Inlet primary flow superheating	20	°C
Outlet Mixture Pressure	500 - 950	kPa
Inlet secondary flow superheating	5 - 20	°C

Moreover, to avoid partial fluid condensation the superheating conditions were controlled at the entrance of the primary flow. Even though the superheating of the secondary flow is not controlled, its pressure (P1) is maintained constant and its temperature (T1) is continuously verified and thus, assuring a given superheating margin. According to the flow conditions given in the Table 2, even under isentropic expansions, saturation conditions cannot be achieved. Since the ejector's process is highly irreversible [23], due to complementary internal heating the possibility of having droplet formation which can affect the overall behavior of the system is unfeasible. Once the superheated condition of the primary flow (P2 and T2) are carefully adjusted, the outlet pressure (P4) is gradually increased. Furthermore, for each value of this pressure, the inlet pressures of the primary and the secondary flows are kept constant at desired values. Consequently, these conditions require the secondary mass flow rate to be finely adjusted using a Sporlan valve installed upstream of the flowmeter FT3. As shown in Figure 1, the total mass flow rate of the secondary flow used to determine ω corresponds to the sum of the readings of FT3 and FT4. This is due to the supplementary flow line required to guarantee a minimum margin of subcooling at the entrance of the refrigerant pump (to avoid cavitation). It corresponds to a very small and constant refrigerant mass flow rate. Therefore, it does not affect the analyses of the data. It must be pointed out that after achieving desired operation conditions, all parameters are collected for a relatively long period until the steady state of the loop is attained. To this aim, the readings of experimental values is started only after the fluctuations of the primary and secondary flow pressures become lower than 2% and 6%, respectively.

To cover both, on-design and off-design flow conditions, the outlet mixture pressure is gradually increased from about 500 kPa to around 950 kPa, by successive steps of 10 kPa and the aforementioned procedures are repeated for each experiment. Note that the data presented in the following section contains information concerning other experiments carried out using the same facility but

a different ejector at much lower flow pressures. The experimental procedures are summarized as follows:

- a) The inlet flow conditions of the primary flow are initially established according to the readings of P2 and T2 in the Figure 1,
- b) Thereafter, the outlet condition (P4 and T4) are indirectly controlled via the condensation pressure. To ensure the on-design operation, this pressure (P4) is initially set to the lowest possible value as permitted by the external atmospheric conditions,
- c) The secondary inlet fluid pressure (P1) is gradually adjusted to achieve the desired entrainment ratio for on-design operation (about 41% for the cases presented herewith),
- d) Before starting to collect the data, a delicate control of key flow parameters of the loop is performed (i.e. maintain constant both stagnation temperatures and pressures of the primary and secondary fluids as well as the pressure at the condenser).
- e) For each experiment, i.e. for fixed values of P1 and P2, the transition from on-design (constant ω) to off-design (decreasing ω) operation conditions, is achieved by the gradual increase of the pressure P4.

To assure the best statistical quality of the data as possible, their collection is carried out along a period of 15 min. In this way, for each state of the loop, every single variable contains at least 450 data points. This information is also used to perform the statistical analysis of the entire measurement sets.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

The Table 3 summarizes the flow conditions applied to guarantee the on-design operation of the ejector (i.e. at the maximum possible constant value of the entrainment ratio).

Table 3. Secondary fluid pressures corresponding to five pressure conditions at the inlet of the primary fluid.

Test number	Primary Flow Inlet Pressure (kPa)	Secondary Flow Inlet Pressure (kPa)	Entrainment Ratio ω (%)
1	2198	313	40.8
2	2302	328	40.5
3	2031	287	40.7
4	2634	382	40.8
5	2848	413	40.6

As mentioned in the previous section, once the inlet stagnation conditions of the primary and the secondary fluids are well established, the outlet mixture pressure is gradually increased by step of about 10 kPa. Consequently, each ensemble of data contains more than 20 points of different outlet mixture pressures, each having 450 averaged rough values.

3.1 The Entrainment Ratio

For each inlet flow condition, the entrainment ratio is determined as a function of the outlet mixture pressure, by gradually increasing the condensation pressure (P_4 in Figure 1). These results are shown in the Figure 3. For a constant primary flow inlet pressure, within the off-design region, the entrainment increases almost linearly with decreasing the outlet pressure. Nevertheless, before reaching the maximum value of $\omega \approx 41\%$ (zone identified as the first plateau in the text), a change in slope occurs at about $\omega \approx 30\%$ (zone identified as the second plateau) and thus, dividing the variation of the entrainment ratio into two different zones, which are indicated by A-B and C-D in the figure.

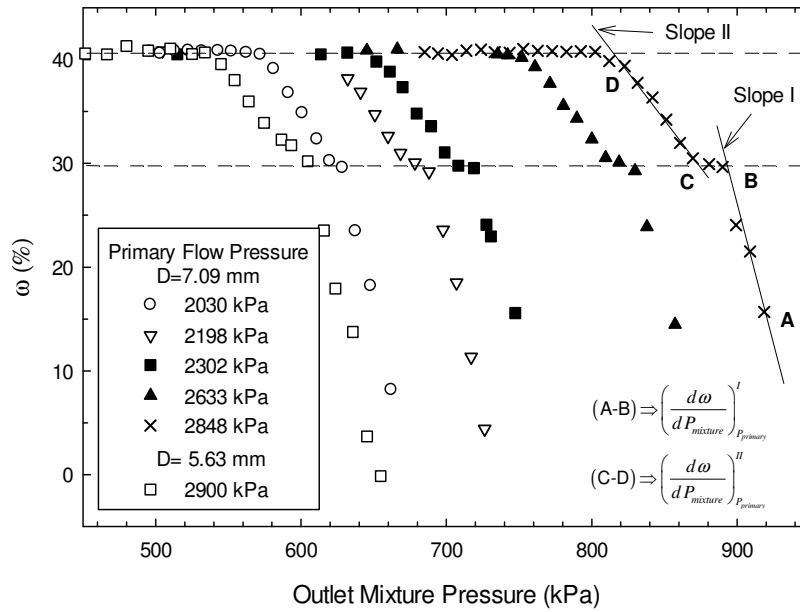


Figure 3. Entrainment ratio vs. the discharge pressure of the mixture. Data collected for different values of inlet primary flow pressures. The experimental results obtained using an ejector having a primary throat internal diameter of 7.09 mm are compared with those collected using an ejector having a primary throat internal diameter of 5.63 mm but the same body of the ejector [40].

As illustrated in the figure, this behavior repeats systematically for the entire set of experiments carried out at different primary flow inlet pressures. Moreover, decreasing the inlet pressure of the primary flow shifts the data towards lower values of outlet flow pressures without affecting the slopes, i.e. for the same flow regions they are the same (Note that to guarantee the clarity of Figure 3, they are not explicitly highlighted.) These straight lines follow the same regressions with a quite high linear-correlation coefficient. Data collected at CanmetENERGY [40] by using the same experimental setup and working fluid, but with an ejector having a different geometry (throat internal diameter $D = 5.63$ mm) are also presented in Figure 3. Hence, it is interesting to observe the similarity of these data with those we have obtained using a bigger throat internal diameter ($D = 7.09$ mm). Under off-design operation conditions all the cases indicate the presence of a discontinuity around the same value of the entrainment ratio, i.e. at $\omega \approx 30\%$. Even though industrial

applications are not concerned with off-design system operations, it is obvious that the existence of a discontinuity in this region (i.e. region B-C in the Figure 3) could limit the overall performance of ejectors. It is possible that the discontinuity is triggered by the internal response of the experimental facility itself. Nevertheless, it is quite difficult to accept that such a strong correlation could be maintained for a wide range of inlet flow conditions, as well as for ejector having different internal geometries and experiments carried out by different researchers. To this aim, the Figure 4 shows the same data set given in Figure 3 as a function of a pressure ratio defined as follows:

$$r_p = P_{\text{outlet mixture}} / P_{\text{inlet secondary}} \quad (1)$$

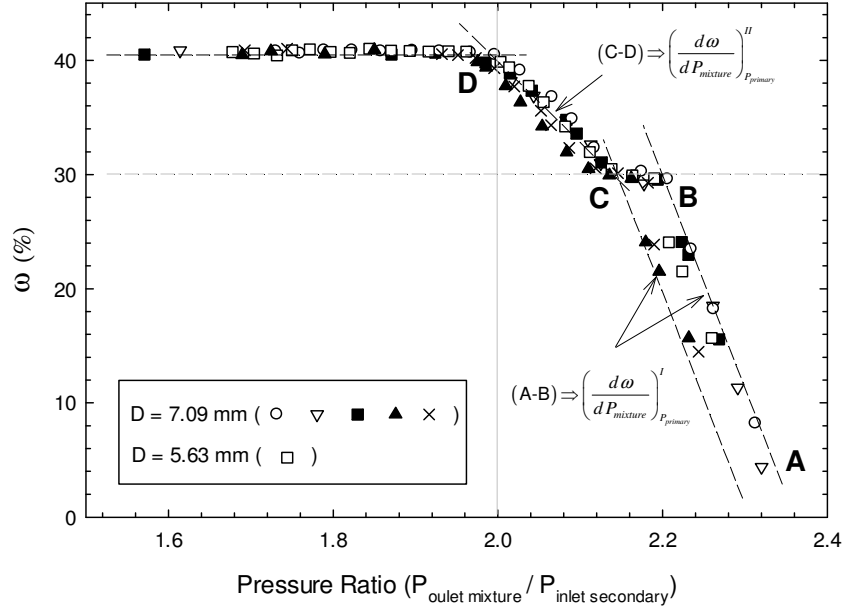


Figure 4. Entrainment ratio as a function of the pressure ratio (Eq. 1) for data collected by using two ejectors and the same experimental facility. The symbols correspond to the same flow conditions given in Fig. 3. (For $D = 5.63$ mm see Poirier et al. [40]).

It is apparent that for both ejectors and for different primary flow inlet pressures, all the data are strongly correlated by r_p . For a given value of the pressure ratio, the on-design entrainment ratio does not depend on the inlet pressure applied to the primary fluid. Furthermore, the noticeable change observed in the slope $d\omega/dr_p|_{P_{\text{primary}}}$ within the region B-C seems to occur systematically for all the cases studied. In addition, it can be observed that for a value of $r_p = 2$, the ejectors start working at the same operation mode identified here as a “critical mode”. These results provide insight about the fact that the transition occurring around the region B-C, should be associated to a change in the internal structure of the flow itself. However, we can accept that the value of ω under which this phenomenon occurs, could be different for other working fluids as well as for other temperature ranges. A closer observation of Figure 3 also shows that the extent of the regions B-C decreases with decreasing the primary flow inlet pressure. This is reflected by the lateral shift of the slope I in Figure 4. This shift is almost unnoticeable for the slope II in the region C-D. Therefore, we cannot determine a second critical pressure ratio (e.g. critical point) associated to the point

B in Figure 4. Assuming that for all primary flow pressures the slopes in the regions A-B and C-D are respectively equal, the transitions between the two “plateaux” can be easily determined by applying simple linear regressions. These results, presented in the Figure 5, show that the regions B-C are bounded by two straight lines which seem to converge to a common point with decreasing the outlet pressure. Hence, the extent of the region B-C tends to disappear with decreasing the outlet mixture pressure. Nonetheless, the region C-D does not disappear because the line corresponding to the lower bound of $\omega \approx 30\%$ (middle dotted line) is parallel to the upper one corresponding to $\omega \approx 41\%$.

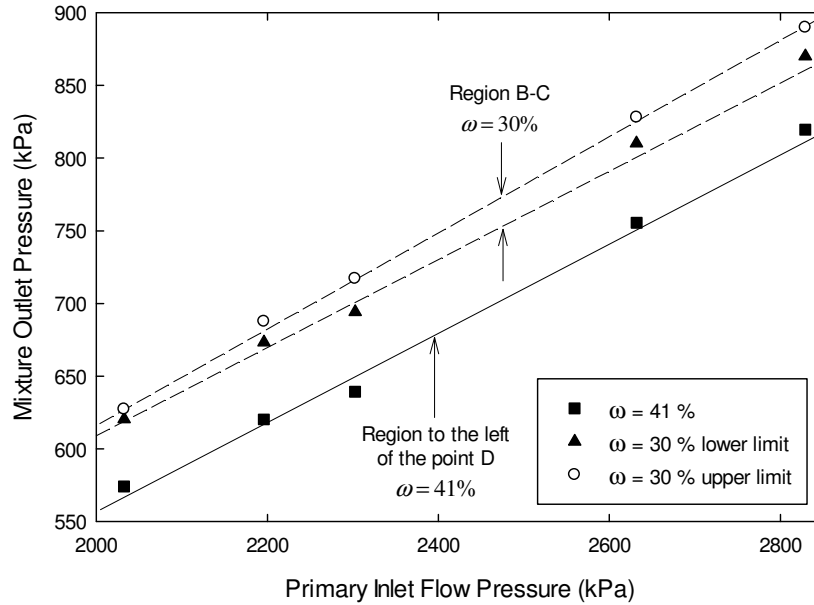


Figure 5. Regions characterized by a constant entrainment ratio.

This upper boundary corresponds to the commencement of a region characterized by the maximum entrainment ratio as indicated by the point D in Figures 3 and 4. It appears that the off-design regions A-B and C-D are associated to a transition between two different flow configurations (or flow regimes). Consequently, any modification of the extent of region C-D, i.e. by changing the slope II, could affect the on-design behavior of the ejector. In fact, a reduction of the extent of the C-D zone could increase the overall efficiency (i.e. enlarge the on-design region where the maximum entrainment could be achieved). Therefore, we consider important to determine if such a flow behavior is conditioned by the experimental facility or it is inherently controlled by the physics of the flow itself. Within this context, since the primary flow is continuously choked (it reaches the speed of sound at the throat), the existence of a plateau B-C seems to indicate that the secondary flow also becomes choked but at different flow conditions (i.e. at B and D in Figures 3 and 4). According to our knowledge, it seems that this is a phenomenon which has not been described in the literature yet.

3.2 Axial Pressure Distributions

Figure 6 shows the axial pressure distributions measured by using the pressure taps #2 to #4 illustrated in the Figure 2, at flow conditions corresponding to the test number 5 in the Table 3. These

measurements are repeated by gradually increasing the outlet mixture pressure but maintaining constant the inlet pressures of both the primary and secondary flows at 2848 kPa and 413 kPa, respectively. Note that for a better comprehension of the flow behavior within the on-design and off-design regions, the variation of the entrainment ratio ω is also included in the same figure. These data indicate that for outlet mixture pressures higher than 900 kPa, the static pressures measured inside the mixing chamber (i.e. taps #2, #3 and #4) are much higher than the inlet pressure of the secondary fluid ($P_{\text{secondary}}$ in the figure). All these values are higher than the inlet pressure of the secondary flow and they present a maximum at the tap #4, which is very close to the entrance of the divergent region (Figure 2). On the other hand, for an outlet pressure slightly lower than 900 kPa, the pressure measured at the tap #2 becomes constant, almost equal or slightly lower than $P_{\text{secondary}}$. Note that this change in the flow pressure coincides with the region B-C where a second plateau of ω is systematically observed.

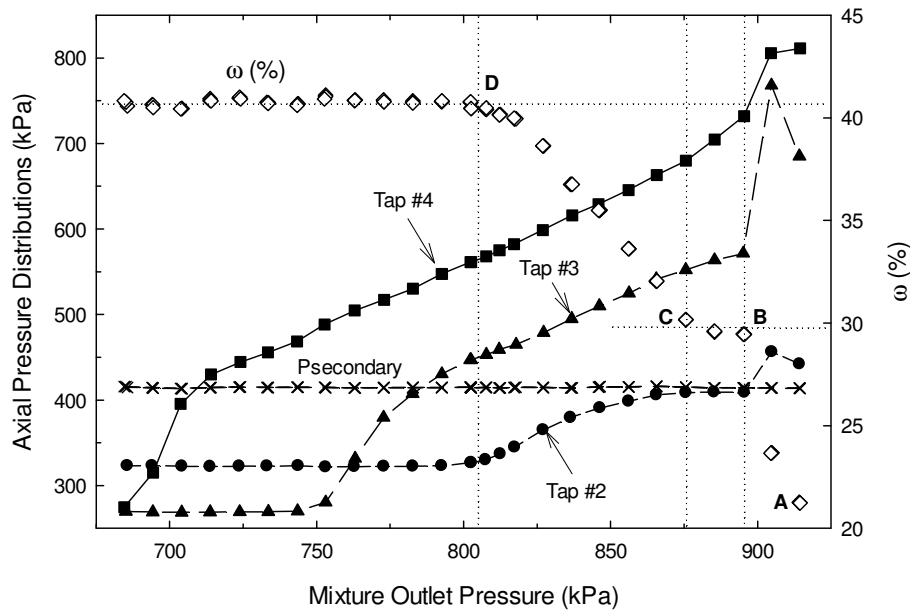


Figure 6. Axial pressure distributions and entrainment ratio as a function of the discharge pressure. Data collected at a primary flow inlet pressure of 2848 kPa and at a secondary inlet flow pressure of 413 kPa.

The fact that changing the downstream flow pressure does not affect the upstream value, provides a strong indication that within the region B-C, (closer to the entrance of the mixing chamber; see the location of the tap #2 in Figure 2), the secondary flow reaches the speed of sound. This observation seems to be confirmed also by almost a constant value of ω along this region. Within the region B-C the flow is subjected to a change in its configuration as is indicated by the strong variation of the pressure profiles occurring just downstream this zone. The Figure 6 also illustrates that just after reaching the point B the flow pressures measured downstream the tap #2 (i.e. at the taps #3 and #4) start decreasing almost linearly at the same pace. Furthermore, along the region C-D the slopes of the entrainment ratios for all inlet primary flow pressures are the same (Figures 3 and 4). Subsequently, for these flow conditions the pressure gradients along the mixing chamber seem to be independent not only of the outlet mixture pressure, but also of any change that could occur in the internal flow itself. When the entrainment ratio reaches the maximum value $\omega \approx 41\%$ (point

D in the Figure 6), the flow pressure at the entrance of the mixing chamber (tap #2 in Figure 2) becomes substantially lower than the inlet pressure of the secondary flow ($P_{\text{secondary}}$). This behavior provides a proof that under these conditions, the secondary flow reaches once again, the speed of sound and it remains in this state up to the lowest value of the discharge pressure that we were able to apply (e.g. for a pressure at the input of the primary fluid of 2848 kPa). When the outlet pressure of the mixture is reduced, the values collected from the taps #3 and #4 become not only less than the inlet pressure of the secondary fluid, but they remain also constant. This means that the sonic velocity condition for the secondary flow propagates downstream. Thus, for relatively low discharge pressures, located to the left of point D in Figure 6, the velocity of the secondary flow is equal to the speed of sound over the entire length of the mixing chamber. Indeed, any variation of the pressure at the discharge of the ejector does not affect the values of the pressures upstream.

4. COMPARISON of the EXPERIMENTAL DATA with OTHER SIMILAR STUDIES

The behavior of the data presented above suggests that the observed physical phenomena are intrinsic to the discharge flow conditions of the ejector itself. To this aim, there are very similar trends in other experimental work as well. In comparison, the Figure 7 shows the pressure profiles collected using the same locations of the pressure taps as shown in Figure 2, by using the same working fluid, the same refrigerant loop, but a different internal ejector geometry [40].

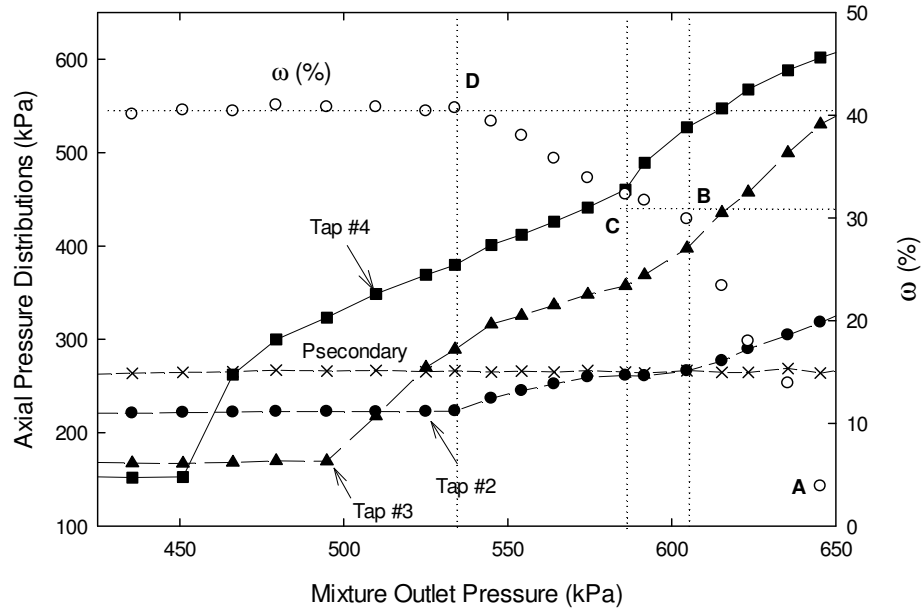


Figure 7. Data collected using the same working fluid and same facility but using a nozzle having an internal throat diameter of 5.63 mm [40]. Inlet primary fluid pressure 2900 kPa; inlet secondary fluid pressure 265 kPa.

It is interesting to note that for much lower discharge pressures, the values collected from the pressure tap #4 become lower than those of the taps #3, #2, as well as that of the inlet pressure of the secondary flow. Note that these values follow the same trends as those shown in Figure 6. In addition, they become independent of the pressure of the outlet mixture pressure. This seems to confirm

that for low values of the condensing pressure, the speed of the secondary flow is sonic throughout a good portion of the mixing chamber.

For the two series of experiments presented in Figures 6 and 7, it should be noted that the gradual increase in the outlet mixture pressure affects the axial pressure distributions almost in the same way; the pressure gradients are very similar. For the lowest discharge pressures, these gradients are positive and are accompanied by a secondary stagnation pressure ($P_{\text{secondary}}$) higher than those measured at the taps #2, #3 and #4. By increasing the outlet pressure of the mixture, the pressures at taps #2, #3 and #4 remain constant for a while, afterwards they begin to increase at the same pace, but following a visibly staggered order. Since these results are obtained using the same working fluid as well as the same facility but different ejectors, it is then quite plausible to assume that the similarity between these behaviors could be associated to the feedback from certain experimental control variables of the facility (e.g. control of the condenser, some heat exchangers or the thermal source).

To elucidate this question, the Figure 8 illustrates the pressure distribution obtained by Mazzelli and Milazzo [31] using various primary throat geometries and R245fa Pentafluoropropane as a working fluid.

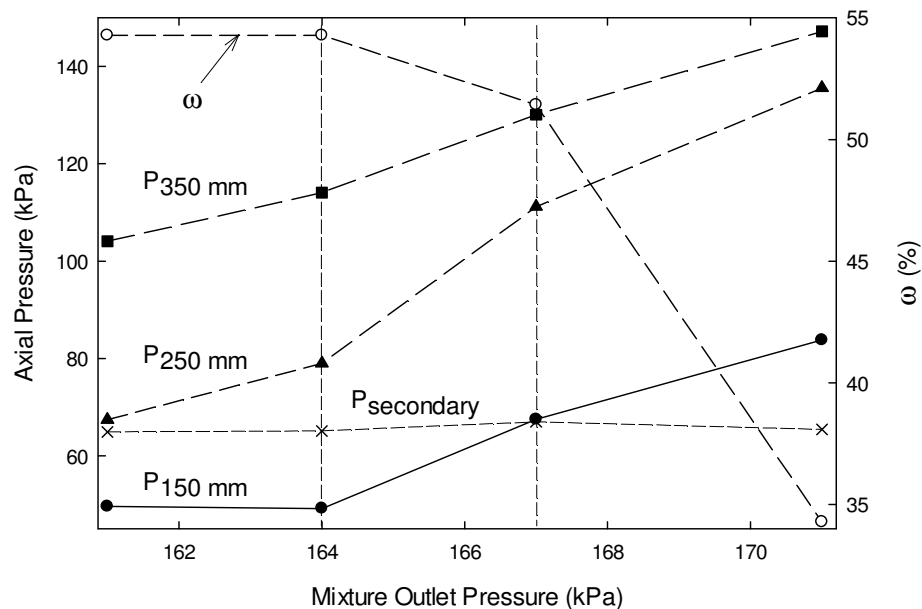


Figure 8. Axial pressure distribution and entrainment ratio as a function of the discharge pressure [31].

Although the amount of data collected by Mazzelli and Milazzo is relatively limited, Figure 8, generated from their data, shows a strong resemblance to the Figures 6 and 7. The flow pressure near the inlet of the mixing chamber (the tap $P_{150\text{mm}}$ in Figure 8) decreases with decreasing the outlet mixture pressure. It reaches the value of the secondary flow stagnation pressure and continues to decrease thereafter. It is important to note that when the pressure at $P_{150\text{mm}}$ equalizes the pressure at the inlet of the secondary fluid (at about 167 kPa), there is a significant change in the

slope of the entrainment ratio ω as a function of the discharge pressure. However, due to the limited number of data points, it is not possible to observe the formation of a region similar to the plateau B-C as seen in the Figures 6 and 7. In addition, the flow structure appears to be affected by the pressure of the mixture at the discharge of the ejector as is shown by the variations in the pressures collected from the taps $P_{250\text{mm}}$ and $P_{350\text{mm}}$. Like the results shown in Figures 6 and 7, the flow pressure at the tap $P_{150\text{mm}}$ becomes constant and independent of the pressure at the outlet. This occurs when the maximum value of the entrainment ratio is reached. It seems quite probable that a similar behavior could occur downstream of the tap $P_{150\text{mm}}$; nevertheless, due to lack of information, this corresponds to an unconfirmed hypothesis.

Mazzelli and Milazzo [31] have considered that the variations of the pressures along the mixing chamber are essentially due to the friction of the fluid at the wall. Thus, they managed their calculations in such a way as to adjust the predictions of their model by choosing appropriate values of a relative roughness fraction. It should be noted that according to our experience, the value proposed by these authors is quite high. However, they did not provide any physical explanation for this important local dissipation of potential energy. Similar experimental trends are also observed in the data collected by other researchers [11]. Based on these observations, the mixing process could be considered as independent of the properties of the working fluid as well as the geometry of the primary throat of the ejector system. In fact, the results presented in this section tend to demonstrate that the mixing process is much more complex than any conventional description given in the open literature. From this point of view, it is highly probable that the mixture of the two fluids does not necessarily occur completely inside the mixing chamber and that the behavior of the flow within the on-design region depends strongly on the off-design region. It is obvious that such a dependence may have a strong impact when the increase in performance and the optimization of these system are of major concerns.

5. PRELIMINARY ANALYSIS of the SECONDARY FLOW BEHAVIOR

Based on the observations discussed in the previous sections, we propose a preliminary analysis of the transport process of the secondary fluid by the primary one. For this purpose, it is a common practice to assume that the suction of the secondary fluid cannot occur without the presence of a shock wave. It is, however, quite clear that at the beginning of each experiment, such behavior cannot be achieved by the secondary flow itself, since the fluid is initially at rest as explained by the experimental procedures summarized in the Section 2.3 (i.e., its speed is zero when the experimental set-up is put into operation). Hence, at the beginning of the experiments, only the primary fluid reaches the sonic velocity at the throat of the divergent-converging nozzle and thereafter it exceeds this velocity in the divergent zone of the nozzle (Figure 2). In this region, the velocity of the primary fluid exceeds the speed of the sound, initially provoking the formation of a normal-shock wave located immediately after the outlet flow section of the primary nozzle. This normal-shock wave moves downstream in a confined medium, which contains a fluid subjected to the output pressure essentially controlled by the condenser system (Figure 1), with the secondary fluid pressure corresponding to that prevailing at the evaporator. It is quite possible that the interaction between the movement of the primary fluid and the stagnant fluid contained downstream of the shockwave causes the formation of strong vortices. An intense normal-shock behaves like a piston moving towards the exit at a speed that displaces the stationary fluid remaining in front of it [39, 51].

However, when the normal-shock begins to gain access to the outlet diffuser (Figure 2), it undertakes a strong decrease in intensity. To adapt its pressure to the external one, the jet is gradually attenuated which transforms the normal-shock wave into a structure of diamond-like oblique-shocks (i.e. a sequence of compression and expansion cells or vice versa, around an axial axis of symmetry). It is well known that these structures, called diamonds, depend very strongly on the pressure of the fluid or the number of Mach at the outlet of the jet (i.e. at the discharge of the ejector). If the jet pressure is higher than the pressure of an ideal isentropic flow (or “organized pressure” of the jet), the fluid undergoes an expansion called “under-expanded”, otherwise the fluid undergoes an “over-expanded” process [20, 28]. Even though these structures differ very little, in the first case the expansion waves precede the compression ones [28]. This can affect very slightly the geometry as well as the axial extent of the jet inside the mixing chamber [24, 51].

5.1 Network of Diamond-type Mach Cells

Once the conditions for the primary flow are well established, for a non-adapted jet (i.e. there is a significant difference between the pressure at the outlet of the primary nozzle relative to the pressure prevailing outside), the structure of the jet develops a series of shock-cells having a diamond-like distribution [3, 33, 39, 47]. It should be mentioned that because of the supersonic conditions, no flow-lines can cross the axial axis of symmetry of the jet, so they form a tube of flow-lines where only compression and expansion waves are reflected by this internal boundary [24]. The diameter of this internal flow-tube corresponds to the Mach’s disc. When the pressure at the outlet of the nozzle is greater than that of the discharge, e.g. the pressure outside the jet can be considered: *i*) closer to that at the inlet of the secondary fluid or *ii*) closer to that at the outlet of the ejector, the jet undergoes an under-expanded process. In this case, the Prandtl-Meyer expansion lines are followed by similar compression lines. The reverse case, or over-expanded process, occurs when the pressure at the outlet of the primary nozzle is lower than that at the discharge. This sequence of compression and expansion waves, or vice versa, allows the jet to gradually adapt its pressure to the value of the external one. In this way, the intensity of the successive shocks decreases downstream. However, the diamond-type cells are externally bounded by flow-lines characterized by the local sonic velocity of the primary fluid; thus, forming an envelope around the jet (i.e. an external fluid-tube). This constitutes another physical boundary that separates the primary fluid from the one prevailing outside the jet, but inside of the mixing chamber. Under these conditions, the external fluid cannot migrate inward towards the primary jet [24]. As reported by Gibbings et al. [14], the radial pressure inside the jet is not uniform, it is minimal at its center along the axial axis of symmetry and it passes through a maximum at the level of the external envelope, decreasing outwards. In turn, as the primary fluid cells propagate downstream of the primary nozzle, turbulence begins to affect the structure of the jet’s envelope. Thus, it is possible that a fraction of the primary fluid can be mixed with the secondary fluid; nevertheless, the reverse process is not possible [24, 51]. The turbulent mixing process becomes very intense only towards the end of the primary jet, when the turbulence destroys completely its structure and the jet becomes subsonic (e.g. within the divergent region in Figure 2). For these reasons, all over the jet one can consider that there is very little mixing between the two fluids. It is therefore quite possible that the mixing between both fluids along the mixing chamber is relatively small, or even negligible as compared with the experimentally determined entrainment ratio shown in the Figures 3 and 4.

From this viewpoint, the secondary fluid would preferably be entrained without a significant mixing with the primary one. As a result, the mixing of both fluids should take place only in the highly

turbulent zone, when the primary jet is destroyed, and it becomes subsonic close to the divergent channel (Figure 2). In this context, it is important to determine whether the cross-sectional area of the mixing chamber can accommodate the diamond structure of the primary jet. Rayleigh [44] developed an analytical model of the structure of a free jet, which permits a ratio of diameters to be estimated according to the following equation:

$$\frac{D_m}{D_j} = \left[1 + \frac{0.54 \left(\frac{P_j}{P_o} - 1 \right)^2}{1 + 1.8 \left(\frac{P_j}{P_o} - 1 \right)} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

where D_j and D_m are the diameter of the jet at the outlet of the primary nozzle and the maximum diameter of the jet, respectively; P_j and P_o are the pressures of the fluid at the outlet of the nozzle and far outside of the jet, respectively. This equation indicates that for pressure ratios lower than 1.0, the maximum jet diameter can be larger than that of the nozzle's outlet, however they become identical when the pressure ratio increases. Since the pressure ratio in the Equation (2) also depends on whether the primary flow is under- or over-expanded, then, this fluid behavior is estimated by applying the following relationships [33]:

$$\left(\frac{A_1}{A^*} \right)^2 = \frac{1}{M_d^2} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_d^2 \right) \right]^{(\gamma + 1)/(\gamma - 1)}, \quad (3)$$

$$\frac{P_{in}}{P_o} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{\gamma/(\gamma - 1)}. \quad (4)$$

In these equations A_1 expresses the flow cross-sectional area at the outlet of the primary nozzle; A^* corresponds to the cross-sectional area at the throat, where the flow becomes sonic; M_d is the design (i.e. ideally reversible) Mach's number at the outlet of the nozzle and M_j the Mach's number corresponding to the real operation conditions of the jet. In this way, if $M_j < M_d$ the discharge is over-expanded, and it is under-expanded when $M_j > M_d$. Since the primary jet is confined, we do not know a priori the external pressure acting upon it; therefore, the Equations 3 and 4 are solved by assuming that this pressure corresponds to: 1) the value of the secondary fluid at the inlet of the ejector, i.e. the pressure in the evaporator of Figure 1 or, 2) the pressure applied at the outlet (pressure at the condenser in the same figure). The results have clearly indicated that for all the cases the primary jet is over-expanded ($M_j < M_d$) [46]. Therefore, there is no change, or flow transition between different expansions modes. In turns, the results obtained from Equation 2, based on the outlet pressure are not physical; the solutions are imaginary. For this purpose, it must be considered that even in the absence of the secondary flow, the pressure at the discharge of the ejector must respond to a highly turbulent structure, which develops towards the end of the primary jet, close or even inside the diffuser (Figure 2). Another possibility consists in considering the pressures measured from the taps #2, #3 or #4. However, the use of these measurements is not necessarily appropriate because they are conditioned by the phenomenon itself. For these reasons, we have retained

only those based on the pressure measured at the inlet of the secondary fluid (i.e. the pressure in the evaporator in Figure 1).

The calculations of the maximum non-confined jet diameter as a function of pressure ratios have shown that the maximum diameter of the primary jet, without counting the turbulent subsonic zone, is of the same order of magnitude as that of the nozzle output [46]. Hence, it is always inferior than the internal diameter of the mixing chamber (Table 1). It should be noted that similar results can be found among others in [3, 28, 33, 47]. For the actual confined jet case, there ought not to be a direct interaction between the jet and the solid inner wall of the mixing chamber. The same results indicate that the maximum diameter of the jet increases very little with increasing the outlet mixture pressure. To this aim it is possible to argue that on-design and off-design modes of jet's operation should depend on the extent of the primary jet and the number of Mach cells which is independent of the internal diameter of the mixing chamber. It should be also mentioned, however, that the estimation of the diameter given by Equation 2 does not consider the effect of turbulent diffusion. On the other hand, the primary jet acts directly on the secondary fluid which fills the remaining annular space between the jet's envelope and the inner wall of the chamber.

According to the experimental procedures presented in Section 2.3, the secondary fluid that is in contact with the envelope of the jet, is initially nearly at rest. Under this condition, it must satisfy: *i*) its speed shall be zero at the inner wall of the mixing chamber and *ii*) its speed must approach the value of the velocity of the outer boundary of the jet. As a result, in the absence of turbulent mixing, the secondary fluid begins to move only by drag triggered by the jet. If the weak effects caused by turbulence are neglected, the velocity of the primary flow envelope must correspond to its local speed of the sound, which is conditioned by local thermodynamic properties. Assuming a reversible process (no mixing), it should be noted that this speed must be substantially higher than the sonic velocity corresponding to averaged thermodynamic conditions prevailing within the secondary fluid (their temperatures and pressures are completely different). Even though in most modelling approaches radial flow pressure variations inside jet-cores are neglected, as mentioned before, Gibbings et al. [14] have experimentally observed strong changes of both radial and axial flow pressures. Another important aspect associated with the structure of the jet is its axial dimension, i.e. the length through which it maintains an arrangement in the shape of the diamond-type cells, before being completely dissipated (destroyed) by turbulence. From this viewpoint, it is possible to estimate its length from the characteristic dimension of the diamonds and the total number of cells that can be sustained inside the mixing chamber. The calculation of the wavelength for free jets was first studied by Prandtl and subsequently by Rayleigh [44]. For jets with axial symmetry, Pack [38] introduced some corrections to these previous analytical studies, proposing the following relationship:

$$\lambda = \kappa D_j \sqrt{(M_j^2 - 1)} . \quad (5)$$

In this equation D_j and M_j are the diameter and the Mach number of the jet at the outlet of the primary nozzle, respectively. κ is a coefficient that depends on the number of roots of the first-kind Bessel function that appears in the analytical solution of the wave equation. In this case, the Mach number is calculated according to the pressure at the discharge of the ejector. According to Pack [38], this coefficient varies in the interval $1.20 < \kappa < 1.24$. We used Equation 5 with the value of $\kappa = 1.22$. For the experimental conditions given in the Table 2 and by assuming that the external pressure acting initially on the jet corresponds to the value applied in the evaporator (i.e. the initial

pressure of the secondary fluid), we calculated the wavelength as a function of the outlet pressure. The results are shown in the Figure 9, for different inlet primary flow pressures.

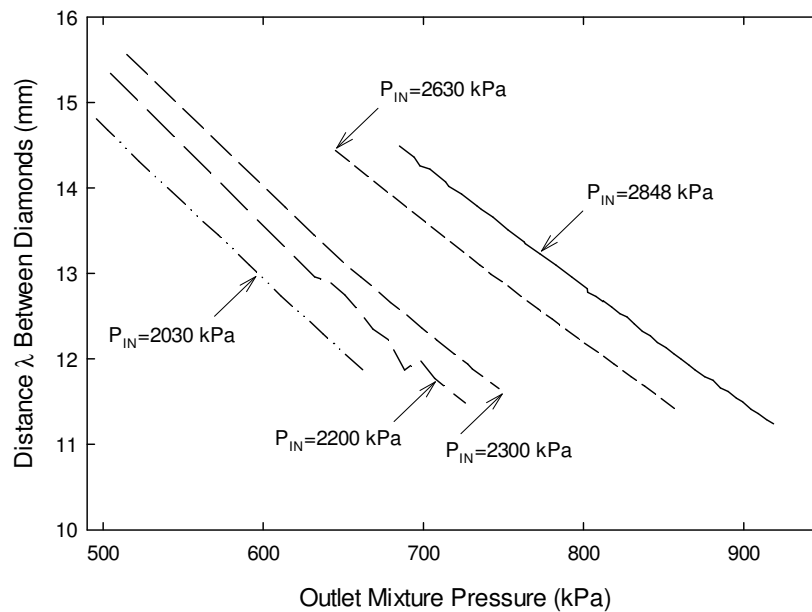


Figure 9. Calculated wavelengths of Mach's cells in the primary jet as a function of the discharge pressure, for several primary flow inlet pressures (P_{IN}).

This figure indicates that the length of the diamonds, λ , is very sensitive to the outlet pressure. The distance between Mach diamonds decreases almost linearly with increasing this pressure. Hence, on the action of the outlet pressure, the jet behaves like a bellow (e.g. an accordion), i.e. for the same number of cells, it contracts on the action of this pressure. It should be mentioned that this type of behavior has already been demonstrated from fast photographic studies [28, 47].

It has been observed experimentally that the diameter of the Mach discs, in the axial symmetry zone of axis-symmetrical jets, increases strongly with increasing the pressure outside the jet [14]. In addition, for Mach discs with a diameter of approximately $0.4 D_j$ (40% of the output diameter of the primary nozzle), the number of cells is greater than 10. In this way, when the pressure at the discharge of the ejector is approximately 700 kPa, for a pressure at the inlet of the primary flow of 2848 kPa (to the left of point D in the Figures 6 and 7), the length of the jet may exceed 140 mm [46]. Note that this dimension is greater than the distance between the pressure tap #1 and pressure tap #4 in Figure 2. However, when the output pressure increases (e.g. 900 kPa), for the same pressure at the inlet of the primary flow, the jet length is limited to about ten centimeters; thus, it starts being confined inside the length of the mixing chamber. It is also possible that the increase in pressure at the output produces a reduction in the number of diamond-type cells. From this viewpoint, Figure 10 shows the axial pressure distribution as a function of the location of the pressure taps (Figure 2), of the same pressure profiles presented in Figure 6. Based on these data, we have obtained a family of many fitted pressure distribution curves as a function of the axial position. Thereafter, we have selected the values of outlet pressures (P_4) which show the lowest pressure that can be obtained from each pressure tap. Figure 10 indicates that the minimum of the

axial pressure propagates towards the outlet of the mixing chamber (from the tap #2 towards the tap #4), with decreasing the outlet pressure. It is very likely that this decrease, and the subsequent increase in pressure at the outlet is associated with a primary flow transition from supersonic to subsonic. In the subsonic region, the fluid decelerates substantially causing the increase on the static pressure.

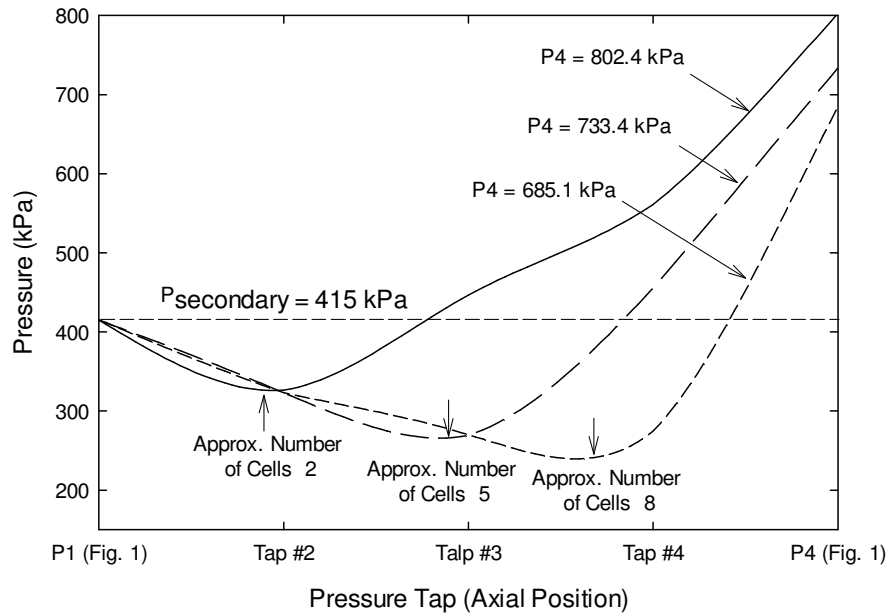


Figure 10. Axial pressure profiles depending on the locations of the pressure taps. The axial distances are measured with respect to the outlet surface of the primary nozzle (inlet primary flow pressure 2848 kPa and $\omega = 41\%$).

These experimental results seem to confirm that the sonic state of the secondary flow, i.e. to the left of point D in the Figures 6 and 7, is affected by the increase in the output pressure caused by the destruction of the supersonic primary jet. If for a given outlet condition, the minimum axial pressure indicates the location where the turbulent zone of the jet becomes preponderant, the axial positions of pressure taps and the wavelength λ of Figure 9, permits the number of Mach diamonds that can be sustained by the primary jet to be estimated. The results of these calculations are also shown in Figure 10. Thus, it can be concluded that any increase in pressure at the discharge of the ejector affects the dimensions of the cells, as well their numbers. This behavior of the primary jet must certainly affect the entrainment mechanism of the secondary fluid.

5.2 Secondary Fluid Entrainment Mechanism

Since initially the speed of the secondary fluid in the suction chamber must be relatively small, it can be admitted that the formation of a contraction area of “vena contracta” kind, at the entrance of the mixing chamber is almost unlikely. During this type of contraction, the velocity of the fluid is maximum at the crest of the flow cross-sectional area. At this point the secondary fluid could not have enough kinetic energy. In this way, towards the entrance of the mixing chamber, the no-slip condition on the inner wall, forces the fluid to develop a boundary layer. Inside this layer the flow velocity should vary gently from zero. For a Newtonian fluid, it can be assumed that this variation obeys a linear law. However, outside of this boundary layer the velocity must increase to meet the

conditions imposed by the outer envelope of the primary jet. This is how the velocity profile of the secondary fluid starts increasing throughout the mixing chamber. In such a situation, it is first necessary to check whether the available annular space, between the outer structure of the primary jet and the inner wall of the mixing chamber, allows the development of a boundary layer. We estimated the variation of the thickness of the boundary layer by assuming that it follows the law of a turbulent flow over an infinite plate, given by the following relationship [45]²:

$$\delta_x = 0.376 \left(\text{Re}_x^{-1/5} \right) x. \quad (6)$$

In this equation Re_x is the average Reynolds number of the secondary flow evaluated at a distance x from the entrance of the mixing chamber. In this case, we considered the most severe condition, i.e. towards the end of the mixing chamber where $x = 118$ mm (with respect to the outlet of the primary nozzle in Figure 2). At this location, the pressure and the temperature of the secondary fluid must approximate the values imposed by the condenser (Figure 1). Even though the results we have obtained are very approximative, because we have neglected among others: the effect of shock waves on the boundary layer itself (e.g. significant changes on the pressure gradient); we have neglected the turbulent diffusion of the primary fluid to the secondary one, we assumed a uniform non-turbulent jet envelope and considered a steady structure for both streams of fluids. Although, given the complexity of the phenomenon, many of these considerations are very difficult to accept, the results indicate that there exists an annular space between the boundary layer and the envelope of jet larger than 2.5 mm [46]. The same results indicate that the thickness of the boundary layer is not substantially affected by the pressures; the thickness increases only very slightly with decreasing the inlet pressure and with increasing the outlet pressure.

Therefore, relatively far away from the entrance of the mixing chamber and within this annular space, the secondary flow velocity must adapt itself to meet the imposed boundary conditions. Based on this concept, the velocity profile of the secondary fluid must be like that schematized in the Figure 11. It should be mentioned that a similar analysis has already been proposed by Zhu et al. [52]; they used a simple power law to model the behavior of the secondary flow velocity. According to this figure, it seems quite unlikely that such a law could reproduce this type of velocity profile that must obeys a sigmoidal type equation. This figure also illustrates approximately, the arbitrary values of sonic velocities for the primary (c_p) and the secondary (c_s) fluids.

Given that the pressure and temperature conditions of the primary fluid are higher than those of the secondary one (Table 2), the isentropic speed of sound of the first must be greater than that of the second one ($c_{idéal} = \sqrt{\gamma RT} \Rightarrow c_p > c_s$). Since it will always have a non-zero radial diffusion from the primary toward the secondary flow, then at the interface between the two streams, the velocities must be slightly different. In this regard, the lateral transport of axial momentum should be at the origin of the driving force of the secondary fluid. However, depending on the acceleration

² For a laminar flow the analytical expression $\delta_x = 5 \left(\text{Re}_x^{-1/2} \right) x$ can be used; nevertheless, for all the cases treated in this document, the results obtained by applying the two equations are very similar.

of the fluid, the thickness of the boundary layer and the shape of the velocity profile, the cross sectional average velocity of the secondary flow $\langle U_s \rangle$, given by:

$$\langle U_s \rangle = \frac{2\pi}{A_{annular}} \iint_{A_{annular}} u_s(r) r dr \quad (7)$$

could be less than or equal to its own speed of sound c_s . Although the secondary flow can reach an average velocity close to its own local sonic speed ($\langle U_s \rangle \approx c_s$); in the absence of any geometrical changes, it cannot achieve supersonic values. At sonic speed the flow will be “fictitious choked” and therefore it cannot generate shock waves. As a result, the only supersonic phenomenon responsible of the formation of shock waves inside the ejector concerns the flow of the primary fluid (i.e. the jet). Under this hypothesis, it is very likely that the secondary fluid is driven without being mixed with the primary fluid. As already mentioned, if there is a certain mixture by turbulent diffusion, it should be so small that it cannot explain the high experimental values of ω which we have obtained, especially for low outlet pressures.

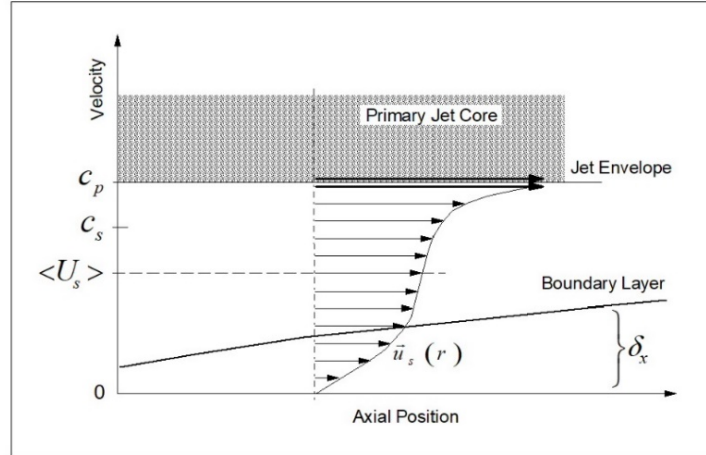


Figure 11. Boundary layer and proposed velocity profile for the secondary flow.

(c_p : speed of sound in the primary fluid; c_s : speed of sound in the secondary fluid; $\langle U_s \rangle$: average velocity of the secondary flow; δ_x : thickness of the secondary flow boundary layer).

The Figure 12 presents schematically the results given in the Figure 3. As mentioned in Section 3, when the discharge pressure is low, the entrainment ratio is constant. Since the primary flow is always choked by the sonic velocity developed at the throat of the nozzle, its mass flow rate can be considered constant as well. This condition forces the secondary mass flow rate to remain constant. The results of the pressure profiles (Figures 6 and 7) indicate that the pressure of the secondary fluid at the inlet of the mixing chamber is not affected by increasing the downstream pressure; this confirms that the secondary flow is choked. For output pressures less than 810 kPa and high

inlet primary stagnation pressures, depending on the entrainment model proposed above, the wavelength of Mach cells (Figure 9) and the effective length of the primary jet (Figure 10) are large enough to allow the acceleration of the secondary flow to occur. In this way the average velocity of the secondary flow can achieve its local speed of the sound. It is obvious that at this condition, close to the primary jet the local secondary flow velocity, may have values superior to its speed of sound. Since it is assumed that this acceleration process occurs almost in the absence of turbulent mixing, their respective sonic velocities correspond to those of “frozen” states (i.e. minimum entropy).

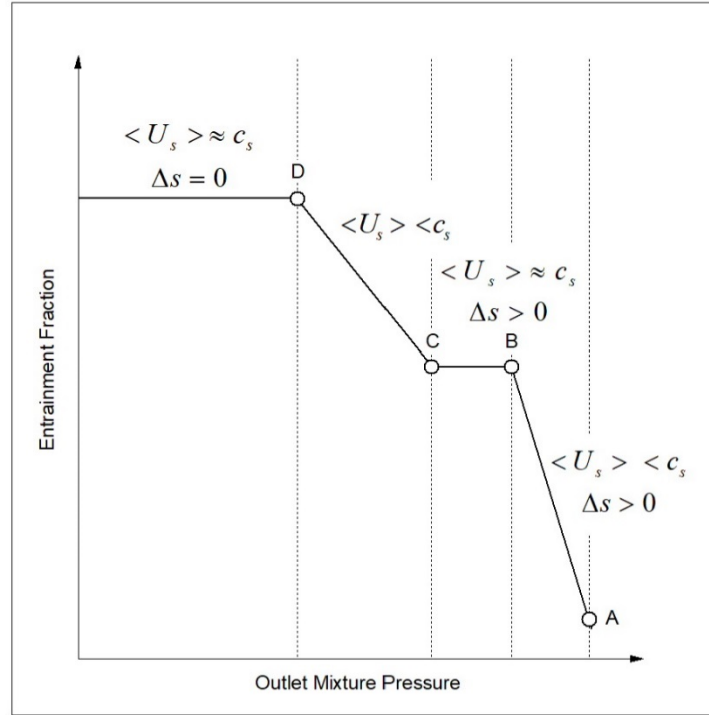


Figure 12. Schematic representation of the variation of the entrainment ratio as a function of the outlet mixture pressure.

The frozen speed of sound can be estimated using reversible thermodynamics; thus, knowing that the temperature of the primary fluid is higher than that of the secondary one, yields:

$$c_s \approx \sqrt{\gamma R_{R134a} T_s} \Big|_{\Delta s=0} < c_p \approx \sqrt{\gamma R_{R134a} T_p} \Big|_{\Delta s=0}$$

$$\frac{c_p}{c_s} \approx \sqrt{\frac{T_p}{T_s}} \Big|_{\Delta s=0} > 1 \quad . \quad (8)$$

This equation indicates that the primary fluid has enough kinetic energy, and thus it can easily accelerate the secondary fluid until its average velocity reaches its own local speed of sound, i.e.

$\langle U_s \rangle \approx c_s$ (Figure 11). Such a dynamic behavior of the secondary flow explains the physical phenomenon occurring in the region to the left of point D in the Figures 6, 7 and 12. In this zone, when the output pressure is gradually increased, both the numbers of diamond cells and their length λ are substantially affected. However, when the output pressure reaches the point D in Figure 12, the jet structure is strongly affected. It is likely that the number of diamonds and their length significantly change because the jet starts contracting. As shown in Figures 6, 7 and 12, the secondary flow passes from sonic to subsonic. This transformation begins first at the exit of the mixing chamber and then it propagates upstream with increasing the outlet pressure. The bellow-type of contraction of the jet, increases substantially the turbulent diffusion; therefore, it reduces the length required to ensure full acceleration of the secondary fluid (Figures 9 and 10). Towards the outlet of the mixing chamber the flow becomes subsonic well before the point D (in the region C-D). This is clearly confirmed by the rise in pressure observed at the tap #4 with increasing the output pressure (e.g., in Figure 6, at about 715 kPa, the value of tap #4 reaches the inlet value of the secondary flow). By the way, it is also necessary to consider that the speed of sound can increase with pressure, forcing $\langle U_s \rangle$ to be lower than c_s . As shown in the Figure 10, this subsonic zone spreads throughout the total length of the mixing chamber (see Figure 6 at 750 kPa, where thereafter the pressure at the tap #3 starts increasing and later, at about 800 kPa it is the pressure at the tap #2 that responds in the same way). The abrupt change in the slope of ω at this outlet pressure corresponding to the point D, will therefore be caused by the effect of this pressure on the structure of the primary jet. It is interesting to note that this change in the structure of the jet, forces the secondary flow to become subsonic throughout the length of the mixing chamber (Figure 10). This phenomenon of pressure propagation towards the inlet of the mixing chamber is also clearly observed in the Figure 13 where we have represented the 3D pressure distributions shown in Figure 7. The same behavior is also observed for the data given in Figure 6; however, to minimize the complexity of the 3D representation, they are not shown in Figure 13. When the turbulence intensifies, particularly near the inlet of the mixing chamber (the pressure increase starting at the tap #2 in Figure 10), the transport processes of mass, energy and momentum are no longer reversible. In this way for pressures close to the point C, two phenomena are superimposed forcing the secondary flow to become sonic once again. On the one hand, the secondary fluid no longer has the length of the jet required to be accelerated up to the speed of sound. Indeed, the increase of the external pressure upon the primary jet, increases the diameter of the Mach disk [14]. It is probable that the external compression of the jet becomes very important, forcing it to transform into a very disorganized and highly turbulent zone where a “normal-like shock” wave front occurs. The Prandtl-Meyer lines are compressed into an increasingly narrow region. The velocity profile of Figure 11 is gradually flattened. On the other hand, the turbulence intensity increase around the jet envelope introduces huge irreversibilities that force the speed of sound in the fluids to decrease significantly [15, 34, 35, 41-43].

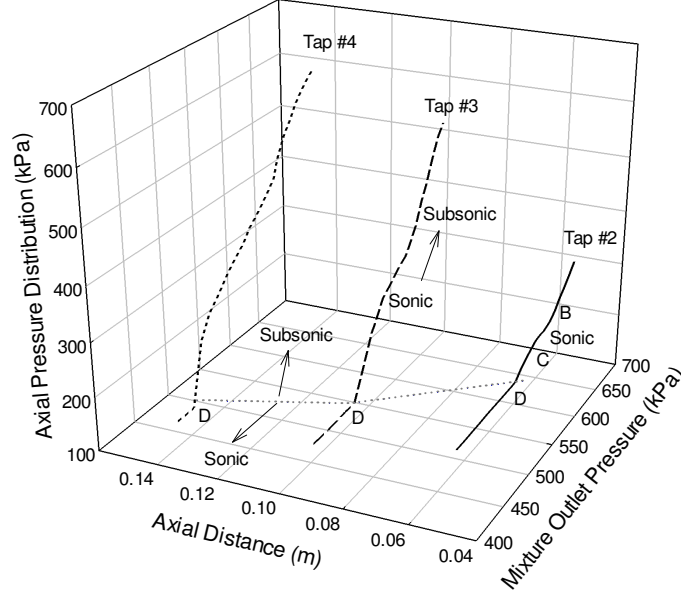


Figure 13. Axial flow pressure distributions along the mixing chamber.
 Pressure at the inlet of the primary fluid equals to 2900 kPa;
 inlet pressure of the secondary flow equals to 265 kPa; internal
 diameter of the primary nozzle's throat 5.63 mm [40].

It is obvious that for a phenomenon highly irreversible, the Equation 8 is not valid anymore because the energy of the sound wave is partially transferred, for instance to the internal energy of the system [4, 15]. Even during perfectly adiabatic flow conditions, the flow dispersion accentuates the irreversibility and thus the speed of sound must depend on the frequency, while the absorption of the acoustic wave affects its amplitude. For this reason, the pressure commonly used to express the speed of sound, no longer depends on two variables (e.g. the temperature and the volumetric mass), rather it becomes a complex function having real and imaginary terms; it can be expressed in general as follows:

$$P = P(s, v, \xi). \quad (9)$$

This function accounts for the variation of entropy s , the volumetric mass v , and a new complex variable ξ associated with different modes of internal flow processes [4, 41]. This variable represents the relaxation rate for a given process within the system (for instance the dissipation of mechanical energy into thermal or internal energy); it decreases exponentially as a function of time. For a single transfer mode, the speed of sound can be expressed in the simplest form given by the following equation [15]:

$$c = \sqrt{c_{\infty}^2 + \frac{c_o^2 - c_{\infty}^2}{1 + i 2 \pi f \tau}}. \quad (10)$$

Where c_o is the complex speed of sound for very slow transfer processes, i.e. when the pulsation $2\pi f \rightarrow 0$. This corresponds to thermodynamic equilibrium conditions, i.e. when the increase in entropy is possible. In turn, c_∞ corresponds to the speed of the sound associated with very fast transfer processes ($2\pi f \rightarrow \infty$); thus, the system remains out of equilibrium and entropy can hardly increase. This speed corresponds to the so-called frozen state. In the Equation 10, $i = \sqrt{-1}$ and τ is the relaxation time for a given transfer process.

Hence, the transition from a frozen to a total equilibrium state is characterized by an increase in the entropy of the system. It is thus very probable that from point C, to point B in Figure 12, the flow passes from a partially frozen to a completely irreversible state. In fact, when the mixture of the two fluids becomes very intense, they reach equilibrium, forcing the speed of sound in the mixture to considerably decrease [34-36]. Consequently, from the point C to the point B the average velocity of the secondary flow becomes sonic once again. The flow in this region, in the absence of any change in the cross-sectional area (without changing the geometry), is “fictitiously choked”. Beyond the point B, the increase of the outlet pressure reduces considerably the extent of the primary fluid driving surface and thus, reducing the entrainment ratio ω . In fact, from point B to point A, the pressure variations indicate that the primary jet is almost entirely located near the outlet surface of the primary nozzle (all the pressures increase significantly at pressure tap #2, see Figure 10). The presence of the jet inside the mixing chamber is no longer distinguishable. In this way, the zone B-A must correspond to a complete irreversible mixture of the two fluids, characterized by the formation of strong vortices circulating around the entrance of the mixing chamber. Some numerical simulations show that this type of phenomenon is possible [16, 17]. The detachment and propagation of these fluid structures must depend on the geometrical transition between the suction and the mixing chambers.

6. EXPERIMENTAL ERROR ANALYSES

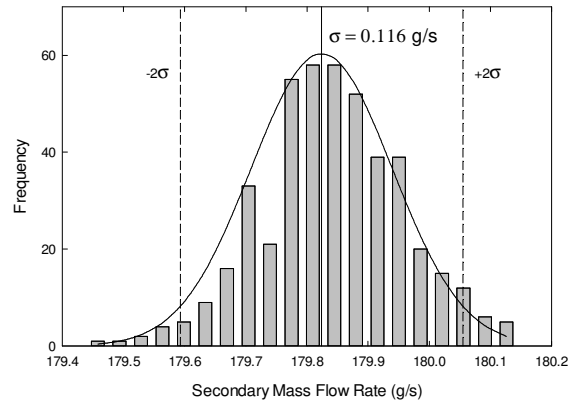
Each point of the data presented in Figures 3, 4 and 6 consists of average values of 450 measurements collected during equal reading periods of 15 minutes, using a sampling rate of 2 sec/reading. This large number of data is used to perform the statistical analyses of the measurements. It must be pointed out that the experimental information is highly dependent on both the stagnation pressure at the inlet of the primary flow and the outlet pressure of the mixture (Figure 3). Hence, to keep these values around suitable ranges, for a single value of the inlet primary flow pressure of 2848 kPa, the mass flow rates and pressures for the primary and secondary flows collected only around some values close to points A, B, C and D are analyzed. To limit the amount of information without affecting the result of the analyses, these points are preselected in regions where the flow presents some key behaviors as described above. Furthermore, the analyses are limited to a maximum output pressure of about 900 kPa, because at higher values of this variable, the system is completely outside the on-design flow conditions. All these cases (composed of 450 values) are classified in 20 “bins”. Note that only the values of the standard deviations of different variables and for a primary flow inlet pressure of 2848 KPa are summarized in the Table 4; other cases are given in [46].

Table 4. Standard deviations for different measured variables. Inlet pressure of the primary flow equals to 2848 kPa and outlet mixture pressures of 802, 841, 890, 899 kPa.

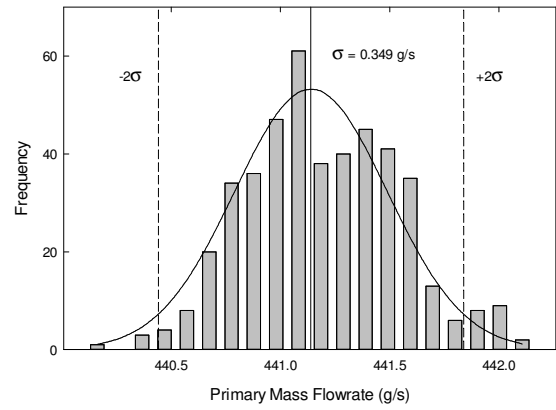
Flow variable	σ (802 kPa)	σ (841 kPa)	σ (890 kPa)	σ (899 kPa)
Secondary mass flow rate (g/s)	0.116	0.408	0.198	0.108
Primary mass flow rate (g/s)	0.349	0.372	0.517	0.442
Outlet mixture pressure (kPa)	0.256	1.324	0.899	0.889
Secondary inlet flow pressure (kPa)	0.424	1.066	1.328	1.054

Figures 14 to 17 show the statistical distributions for outlet mixture pressures of 802 kPa, 841 kPa, 890 kPa, and 899 kPa, respectively. It can be observed that all the data meet the confidence limits of $\pm 95\%$. In addition, the relative difference of the maximum and minimum values, relative to their respective average values, are systematically lower than 1%. The flow conditions for the data shown in Figure 14 correspond to the case where the entrainment ratio (ω) begins to be constant at about 41% (i.e. the “on-design” region shown to the left of the point D in Figure 3). These measurements are characterized by values of high statistical stability (i.e. stationary statistical distributions). In fact, the data set does not present any significant “bias”. The maximums and minimums of the bins are uniformly distributed in relation to their respective average values. This behavior not only provides information on the overall quality of the measured data, but also indicates that along 15 minutes of data collection, any possible oscillation due to the control of the experimental facility have not affected the measurements.

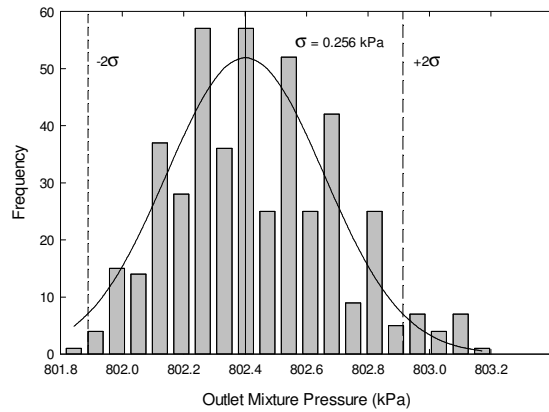
Even though the entrainment ratio of 41% is initially fixed by the operator of the facility, after reaching the requested value, the readings appear to be self-controlled by the flow phenomenon itself. They remain statistically constant even when the outlet mixture pressure decreases (the pressure at the condenser in Figure 1).



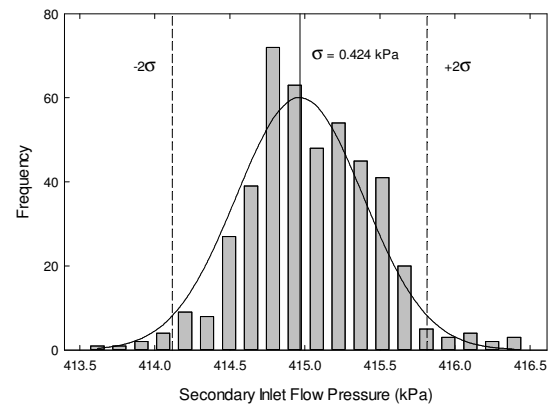
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 14. Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure 802 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow.

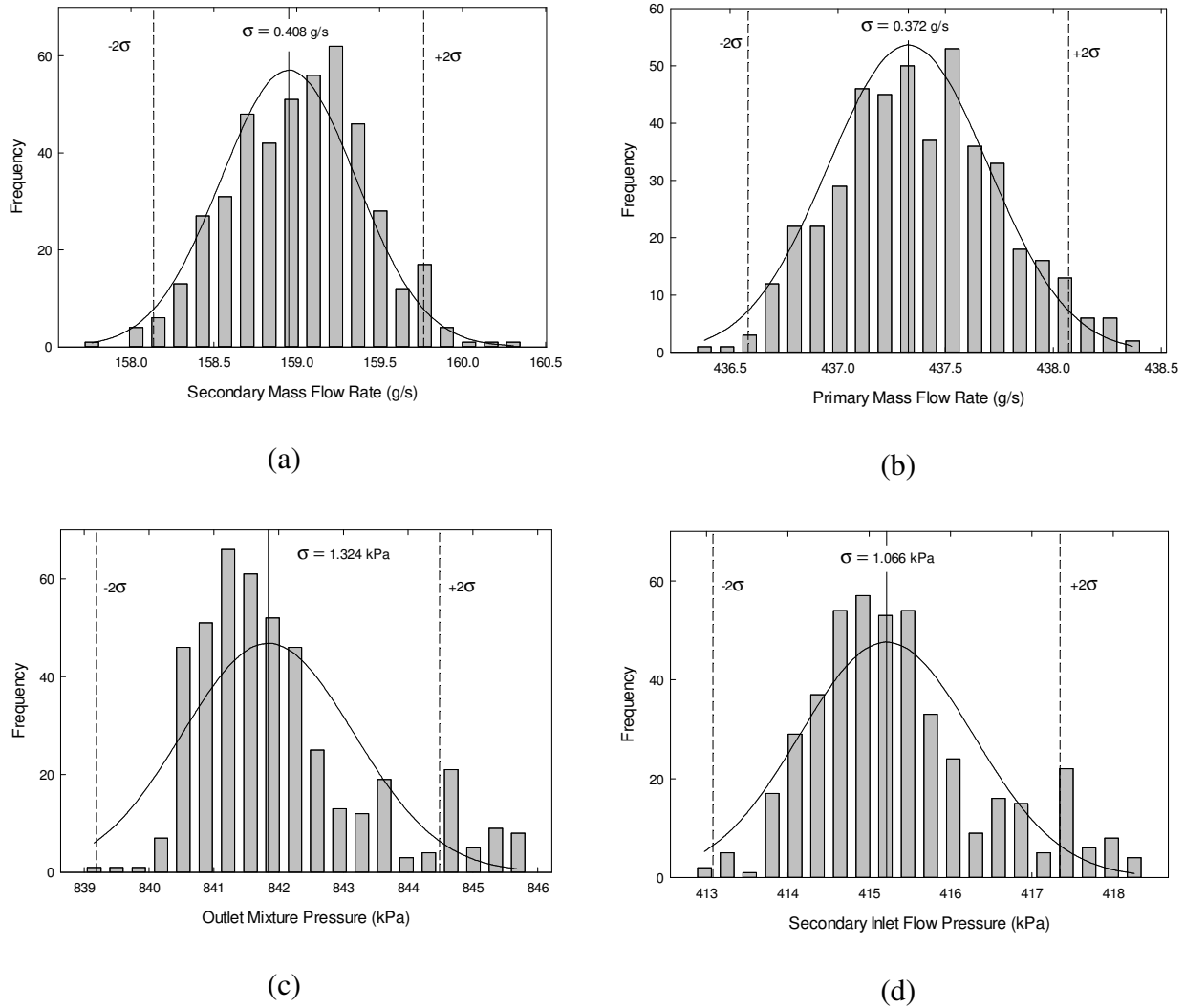
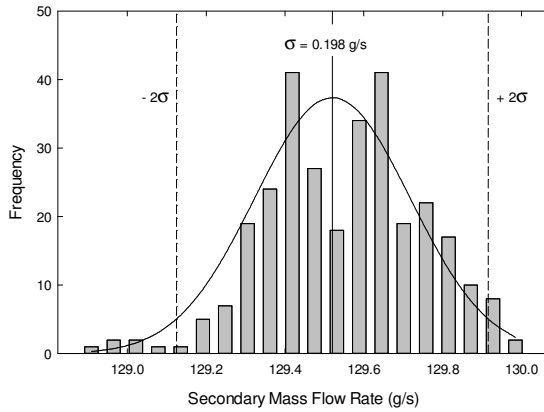
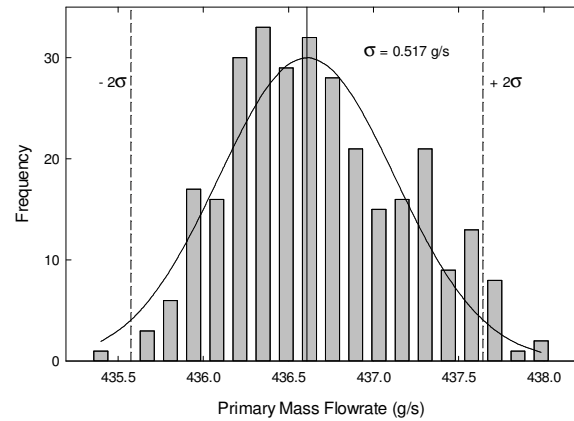


Figure 15. Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure of 841 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow.

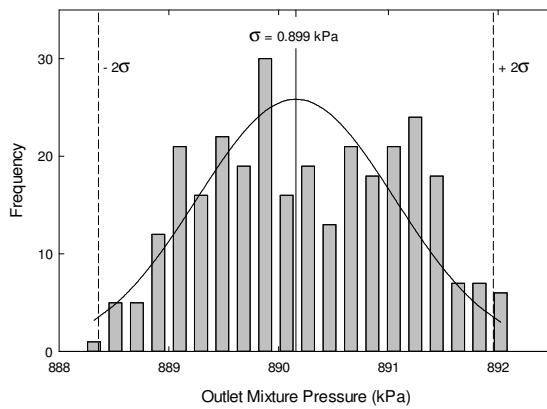
It is quite clear that the scattering in the pressure data is higher than that of the mass flow rates. A comparison of Figure 14 with figures 15 and 17 indicates that the scattering tends to increase for off-design flow conditions, i.e. with increasing the outlet mixture pressure. It should be noted that in the region B-C of Figure 3, where the formation of a second plateau is observed, the orders of magnitude of the scattering is like those of the zone where $\omega \approx 41\%$, e.g. compare Figure 16 with Figure 14. Even though the standard deviations for higher values of the outlet pressure are slightly higher, once again no bias in the data is observed.



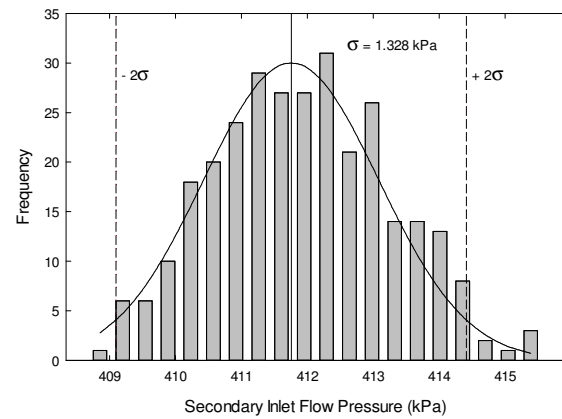
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 16. Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure of 890 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow.

The overall quality of the data collected at these flow conditions, seems to indicate quite clearly that the formation of a second plateau, and consequently the change on the slope, $d\omega/dP_c$, seems to be independent of the manipulation of the facility control variables. Thus, it appears that the existence of this plateau is intrinsic to the flow phenomenon, independent of the physical characteristics as well as the dynamic behavior of any mechanical components external to the ejector itself.

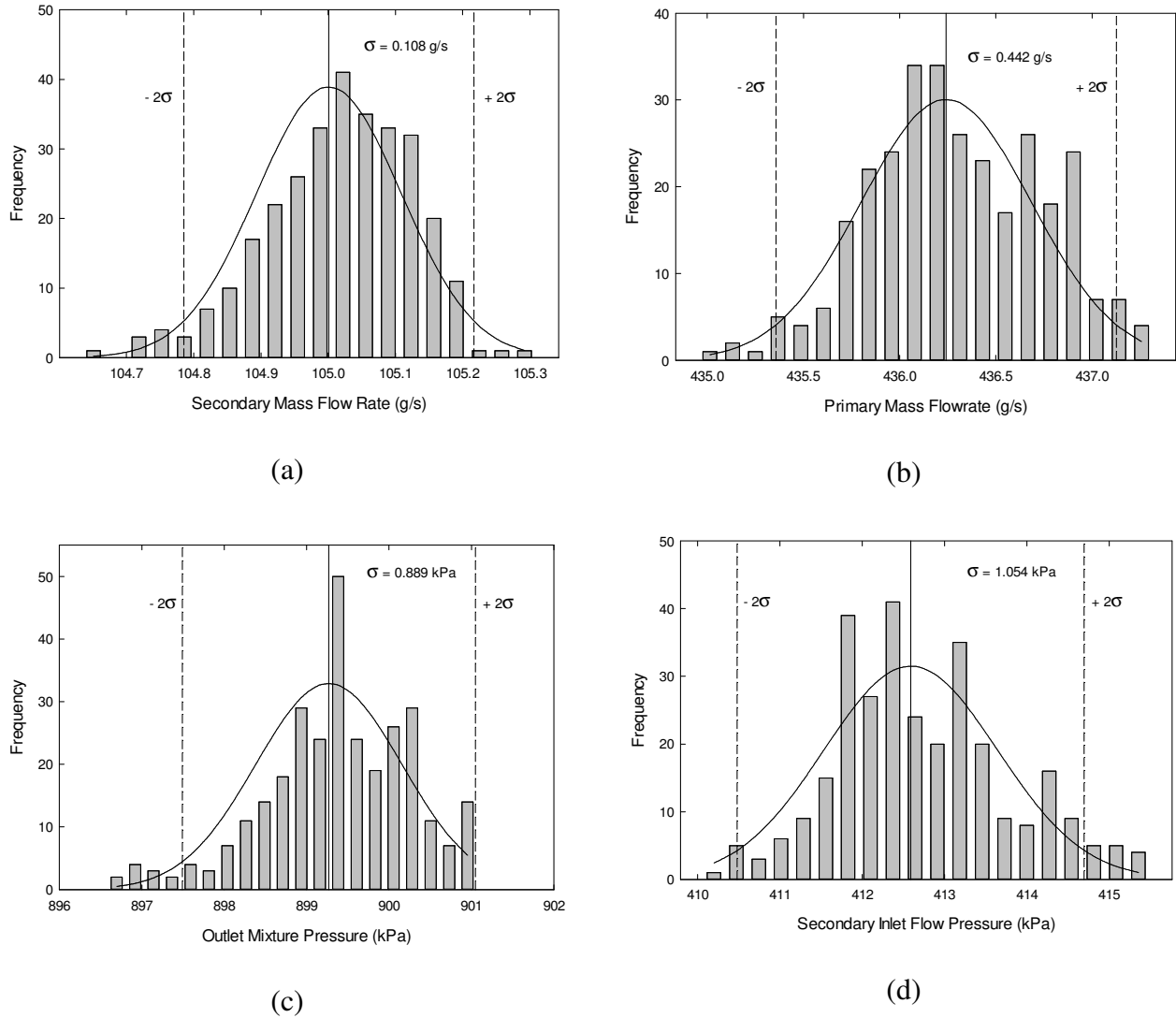


Figure 17. Probability density. Inlet pressure of the primary flow 2848 kPa and outlet mixture pressure of 899 kPa. a) mass flow rate of the secondary flow; b) mass flow rate of the primary flow; c) outlet mixture pressure; d) inlet pressure of the secondary flow.

It must be pointed out that same error analyses are applied also to data collected for all flow conditions and for all primary flow pressures covering 2030 kPa up to 2848 kPa, as given in the Table 3. All the cases studied have very similar statistical dispersions [46]. They do not present any perceptible bias that could be associated to any specific effect of the experimental facility or to systematic errors induced by the instrumentation.

7. CONCLUSION

This paper presents the results of an experimental work conducted on a test facility of Natural Resources Canada, installed at the energy laboratories of CanmetENERGY (Varennes, Quebec). A series of measurements to study the hydrodynamic behavior of ejection heat pumps were carried

out using Freon R134a circulating in a single ejector type having a throat diameter of 7.09 mm. Many data points covering a wide range of so-called “on-design” and “off-design” flow conditions were obtained. In all the cases studied, it is observed that along the transition between these two modes of operation, a relatively abrupt change of the entrainment ratio systematically occurs. This was clearly highlighted by noticeable changes observed in the slope of this ratio as a function of the outlet mixture pressure. The breakdown of the slope seems to be associated with the formation of a second plateau characterized by a constant but much lower value of the entrainment ratio.

The actual experimental data was compared with other similar ones, obtained at CanmetENERGY using the same facility but a different ejector, as well as with those available in the open literature. This analysis, confirms that in most of the cases, the data reproduce the same behavior. Although the off-design operation region of the ejector does not have an important industrial interest, we consider that our observations can have a significant impact on the design of more efficient ejectors.

From typical structures of supersonic flows, largely studied in the past both analytically as well as numerically, we have analyzed the behavior of the secondary flow as being subjected to hydrodynamic conditions imposed by the primary jet. In this way we have found that the changes in the slope of the entrainment ratio could be explained by considering the following aspects:

- i) The wavelength of Mach-cells that characterize the jet,
- ii) The number of cells and the effective length of the primary jet along the ejector’s mixing chamber,
- iii) The formation of a secondary flow boundary layer,
- iv) The characteristics of the velocity profile of the secondary flow within the mixing chamber,
- v) The effect of the discharge pressure on the effective length and the number of Mach-cells on the primary jet,
- vi) The effect of highly irreversible phenomena, such as flow mixing and turbulence, in the local speed of sound.

In this way, it is concluded that it is almost impossible to obtain, at least initially, a mixture between the secondary and primary fluids. In fact, it is considered that the secondary fluid is mainly driven by the jet with very little mass transfer. This can occur by turbulent diffusion of the primary fluid to the secondary fluid; the opposite is impossible. Under these conditions the secondary flow reaches an average velocity that can be equal to the local speed of sound. Therefore, for low outlet pressures, it is fictitiously choked throughout almost the total length of the mixing chamber. Nevertheless, it cannot exceed the speed of the sound imposed by the external boundary of the primary jet flow structure. Consequently, the secondary flow cannot generate shock waves.

The gradual increase of the outlet pressure abruptly modifies the secondary flow entrainment mechanism. On the one hand, the primary jet is compressed; it behaves as a bellows and it starts migrating from the diffuser towards the mixing chamber. The acceleration length of the secondary fluid

is increasingly reduced, which limits the maximum velocity that it can reach. Consequently, a decrease of the entrainment ratio as a function of the discharge pressure is observed. The propagation of the jet upstream, as a function of the outlet pressure, is accompanied by the propagation of turbulence towards the mixing chamber. The increase of this highly irreversible phenomenon, causes a significant decrease in the local value of the speed of sound (i.e. it becomes a function of pressure, volumetric mass and entropy). Thus, when the second plateau is formed, the secondary fluid becomes choked once again.

For very high discharge pressures, the primary jet is almost completely compressed towards the outlet surface of the nozzle, there is a significant widening of the Mach disks and a major contraction of the Prandtl-Meyer lines. It is thus, very probable that the diamond-shaped cells transform into a “normal-like shock” wave front generating huge vortices close to the entrance of the mixing chamber. In this way, the velocity of the secondary fluid, which is highly mixed with the primary one in a subsonic zone downstream of this primary shock, is once again controlled by the outlet pressure.

The proposed flow ejector explanation should be validated by new experimental data. Additional more accurate axial flow pressure profiles will be largely welcomed. It is obvious that if these observations are validated, they can be used in the design of more efficient ejectors, i.e. capable of minimizing the effect of the discharge pressure on the entrainment ratio.

Acknowledgments

This work was made possible through the collaboration and suggestions of Mr. Daniel Giguère of CanmetENERGY (Varenes, Quebec); without his participation this work will not have realized. We would also like to thank the financial support of CanmetENERGY (Project 04 5567), Hydro-Québec and the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC RGPIN-05970 and RDCPJ451917-13).

References

- [1] Balamurugan, S., Gaikar, V.G. & A.W. Patwardhan. Hydrodynamic Characteristics of Gas-liquid Ejectors, *Chem. Eng. Res. Des.*, 84 (12) (2006), pp. 1166-1179.
- [2] Balamurugan, S., Lad, M.D., Gaikar, V.G. & A.W. Patwardhan. Hydrodynamics and Mass Transfer Characteristics of Gas-liquid ejectors, *Chem. Eng. J.*, 131 (1–3) (2007), pp. 83-103.
- [3] Bartosiewicz, Y., Aidoun, Z., Desevaux, P. & Y. Mercadier. Numerical and Experimental Investigations on Supersonic Ejectors, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 26, (2005), pp. 56–70.
- [4] Bazarov, I. *Thermodynamique*, (Chapitre 14), Editions MIR, U.R.S.S., ISBN 5-03-000746-6, (1983).
- [5] Bergander, M.J. Refrigeration Cycle with Two-phase Condensing Ejector, 14th Int. Refrigeration and Air Conditioning Conf., West Lafayette, IN, (2006).
- [6] Butrymowicz, D. Model of Two-phase Water-air Ejector, Int. Seminar on Ejector/Jet-pump Technology and Applications. Louvain-la-Neuve, Belgium, (2009).
- [7] Cizungu, K., Mani, A. & M. Groll. Performance Comparison of Vapour Jet Refrigeration System with Environment Friendly Working Fluids, *Appl. Therm. Eng.*, 21 (5) (2001), pp. 585-598.
- [8] Cizungu, K., Groll, M. & Z.G. Ling. Modelling and Optimization of Two-phase Ejectors for Cooling Systems, *Appl. Therm. Eng.*, 25 (13) (2005), pp. 1979-1994.
- [9] Chen S.-L., Yen, J.-Y. & M.-C. Huang. Experimental Investigation of Ejector Performance Based upon Different Refrigerants, *Proceedings of the 1998 ASHRAE Annual Meeting*. Toronto, Canada, ASHRAE, Atlanta, GA, United States, Vol. 104, (1998), pp. 153-160.
- [10] Collier, J. & J. Thome. *Convective Boiling and Condensation* (Chapter 3), 3rd Edition, Oxford University Press, Oxford, (1994).
- [11] Chong, D., Hu, M., Chen, W., Wang, J., Liu, J. & J. Yan. Experimental and Numerical Analysis of Supersonic Air Ejector, *App. Energy*, 130, (2014), pp. 679-684.
- [12] Deberne, N., Leone, J.F. , Duque, A. & A. Lallemand. A Model for Calculation of Steam Injector Performance, *Int. J. Multiph. Flow*, 25 (5) (1999), pp. 841-855.
- [13] Fabri, J. & R. Siestrunk. Supersonic Air ejectors, H.L. Dryden, T. von Karman (Eds.), *Advances in Applied Mechanics*, vol. 5, Academic Press, New York (1958), pp. 1-34.

- [14] Gibbings, J.C., Ingham, J. & D. Johnson. Flow in a Supersonic Jet Expanding from a Convergent Nozzle, Technical Report C.P. No. 1197, Fluid Mechanics Division, University of Liverpool, (July 1968).
- [15] Haase, R. Thermodynamics of Irreversible Process, (Chapter 2), Addison-Wesley, Great Britain (1969).
- [16] Hakkaki-Fard, A., Poirier, M. Aidoun, Z., Ouzzane, M. & D. Giguère. An Experimental Study of Ejectors Supported by CFD, ICR Conf., Yokohama, Japan (Aug. 2015).
- [17] Hakkaki-Fard, A., Aidoun, Z. & M. Ouzzane. A Computational Methodology for Ejector Design and Performance Maximisation, *Energy Convers. Man.*, 105 (2015), pp. 1291-1302.
- [18] Huang B.J., Chang J.M., Wang C.P. & V.A. Petrenko. 1-D Analysis of Ejector Performance, *Int. J. Refrigeration*, 22 (5) (1999), pp. 354-364.
- [19] Jelinek, M., Levy, A. & I. Borde. Performance of a Triplepressure-level Absorption Cycle with R125-N, N'-Dimethylethylurea, *Appl. Energy*, 71 (3) (2002), pp. 171-189.
- [20] John, J. Gas Dynamics, (Chapter 17), Allyn and Bacon, (1972).
- [21] Keenan, J.H. & E.P. Neumann. A Simple Air Ejector, *J. Appl. Mech*, 9 (1942), pp. A75-A81.
- [22] Keenan, J.H., Neumann, E.P. & F. Lustwerk. An Investigation of Ejector Design by Analysis and Experiment, *J. Appl. Mech*, 17 (3) (1950), pp. 299-309.
- [23] Lakzian, E., Hajian, M. & A. Farahmand. The Entropy Generation Rate Minimization for a Proposed Air Ejector for the Carpet Industry, *Meccanica*, DOI 10.1007/s11012-017-0706-1, (2017).
- [24] Landau, L.D. & E.M. Lifshitz. Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics, (Volume 6), Second Edition, Butterworth Heinemann, 1987.
- [25] Lear, W., Parker, G. & S. Sherif. Analysis of Two-phase Ejectors with Fabri Choking P. *I. Mech. Eng. C-J. Mech*, 216 (5), (2002), pp. 607-621.
- [26] Leung, L.K.H., Groeneveld, D.C., Teyssedou, A. & F. Aubé. Pressure Drops for Steam and Water Flow in Heated Tubes, *Nucl. Eng. Design*, 235, (2005), pp. 53-65.
- [27] Levy, A., Jelinek, M. & I. Borde. Numerical Study on the Design Parameters of a Jet Ejector for Absorption Systems, *Appl. Energy*, 72 (2) (2002), pp. 467-478.
- [28] Liepmann, H.W. & A. Roshko. Elements of Gasdynamics, (Chapter 5), Dover Publications, Inc., (2016).
- [29] Little, A.B. & S. Garimella. A Critical Review Linking Ejector Flow Phenomena with Component- and System-level Performance, *Int. J. Refrig.*, 70, (2016), pp. 243-268.

- [30] Liu F. & E.A. Groll Analysis of Two-phase Flow ejector for the Transcritical CO₂ Cycle, 12th Int. Refrigeration and Air Conditioning Conf., West Lafayette, IN, (2008).
- [31] Mazzelli, F. & A. Milazzo. Performance Analysis of a Supersonic Ejector Cycle Working with R245fa, *Int. J. Refrig.*, 49, (2015), pp. 79–92.
- [32] Munday, J.T. & D.F. Bagster. A New Ejector Theory Applied to Steam Jet Refrigeration, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 16 (4) (1977), pp. 442-449.
- [33] Munday, D., Gutmark, E., Liu, J. & K. Kailasanath. Flow Structure and Acoustics of Supersonic Jets from Conical Convergent-Divergent Nozzles, *Physics of Fluids*, 23, (2011), pp. 116102-1-116102-13.
- [34] Olekhnovitch, A, Teyssedou, A., Tye, P. & P. Champagne. Critical Heat Flux Under Choking Flow Conditions, Part I – Outlet Pressure Fluctuations, *Nucl. Eng. Design*, 205, (2001), pp. 159–173.
- [35] Olekhnovitch, A., Teyssedou, A. & P. Tye. Critical Heat Flux Under Choking Flow Conditions, Part II – Maximum Values of Flow Parameters Attained Under Choking Flow, *Nucl. Eng. Design*, 205, (2001), pp. 175–190.
- [36] Olekhnovitch, A., Teyssedou, A., Tye, P. & R. Felisari. An Empirical Correlation for Calculating Steam-water Two-phase Pressure Drop in Uniformly Heated Vertical Round Tubes, *Int. J. Multiph. Flow*, 31 (3), (2005), pp. 358-370.
- [37] Owen, A., Abdul-Ghani, I. & A.M. Amini. Diffusing a Homogenized Two-phase Flow *Int. J. Multiph. Flow*, 18, (1992), pp. 531-540.
- [38] Pack, D.C., A Note-On Prandtl's Formula for the Wave-Length of a Supersonic Gas Jet, *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, (1949), pp. 173-181.
- [39] Petersen, Ph. Mach Diamonds; Winner "Excellent Slow Motion" Award, 31st ICHSIP, Osaka, Japan, (Nov. 2016).
- [40] Poirier, M., Giguère, D. & H. Sapoundjiev, "Experimental Parametric Investigation of Vapor Ejector for Refrigeration Applications," *Energy*, 162 (2018), pp. 1287-1300.
- [41] Radovskiy, I.S. Speed of Sound in Two-phase Vapor–liquid Systems. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 5, (1970), pp. 778–784.
- [42] Radovskiy, I.S. Calculation of the Velocity of Sound in a Vapor–liquid Medium. *High Temp.* 9 (2), (1971), pp. 279–284.
- [43] Radovskiy, I.S. Propagation Speeds for Perturbations in a Flow of a Two-phase Mixture. *High Temp.* 15 (2), (1977), pp. 300–302.
- [44] Rayleigh (Lord), O.M. On the Discharge of Gases Under High Pressures, *Philosophical Magazine*, Series 6, (1916), pp. 177-187.

- [45] Schlichting, H. Boundary-Layer Theory (Chapter 7), 6th Edition, McGraw-Hill, NY, (1968).
- [46] Teyssedou, A., Falat, A. & M. Sorin. Étude du comportement d'un éjecteur - Analyse des données, Rapport technique IGE-358, Projet 04 5567, Polytechnique Montréal (juin 2018).
- [47] Van Dyke, M. An Album of Fluid Motion, (Page 170), The Parabolic Press, (2005).
- [48] Yu J., Ren Y., Chen H. & Y. Li. Applying Mechanical Subcooling to Ejector Refrigeration Cycle for Improving the Coefficient of Performance, Energy Convers. Manag., 48 (4), (2007), pp. 1193-1199.
- [49] Zegenhagen, M.T. & F. Ziegler. A One-dimensional Model of a Jet-ejector in Critical Double Choking Operation with R134a as a Refrigerant Including Real Gas Effects, Int. J. Refrig., 55 (2015), pp. 72–84.
- [50] Zegenhagen, M.T. & F. Ziegler. Experimental Investigation of the Characteristics of a Jet-ejector and a Jet-ejector Cooling System Operating with R134a as a Refrigerant, Int. J. Refrig. (2015), pp. 173-185.
- [51] Zel'dovich Ya.B. & P. Raizer. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Dover Publications, Inc., (1966).
- [52] Zhu Y., Cai W., Wen C. & Y. Li. Shock Circle Model for Ejector Performance Evaluation, Energy Convers. Manag., 48 (9), (2007), pp. 2533-2541.

CHAPITRE 5 ANALYSES ET RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

Ce chapitre présente quelques équations qui serviront à déterminer la nature de l'interaction entre les fluides primaire et secondaire. Cette partie du mémoire traitera également d'une analyse complémentaire concernant la simulation d'un modèle unidimensionnel capable de reproduire certaines variables de notre matrice expérimentale. Les résultats de ce modèle renforceront l'explication physique du phénomène en relation avec la transition perçue lors de la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression à la sortie que nous avons avancé dans l'article.

5.1 Type de structure du jet primaire

Dans cette section, nous des différents régimes d'écoulement, la structure à l'intérieur de l'éjecteur et les dimensions qui caractérisent la géométrie du jet primaire.

5.1.1 Régime d'écoulement dans l'éjecteur

Comme ce qui a déjà été avancé à propos des éjecteurs, l'aérodynamique interne de l'interaction des deux sous-courants rend l'approche assez particulière, même si l'écoulement au sein d'une tuyère de Laval est bien connu autant expérimentalement que numériquement. Ainsi pour pouvoir donner un sens à cette interaction entre les différents éléments, il faut comprendre la nature de la structure que le jet primaire. Premièrement, nous allons analyser le mécanisme de formation d'une onde de choc normale. Par la suite, nous considérons l'effet de la géométrie divergente dans la tuyère primaire et la formation probable des ondes de chocs obliques. D'abord nous considérons la formation d'une onde de choc normale, nécessaire pour mieux comprendre la structure du jet primaire. À cet effet, nous illustrons le comportement de l'onde de choc normale au niveau du divergent primaire dans la figure 5.1, qui schématise une surface hypothétique qui sépare une région de compression (2) qui peut être très mince (de l'ordre de quelques distances moléculaires) d'une région d'expansion (3). Il faut tenir compte que ce type de choc peut se produire initialement, au moment de la mise en fonctionnement de notre système.

À gauche de cette surface, les ondes d'expansion doivent se déplacer à une vitesse qui peut être estimée en utilisant l'équation suivante :

$$c = a_4 + \frac{\gamma + 1}{2} u. \quad (1)$$

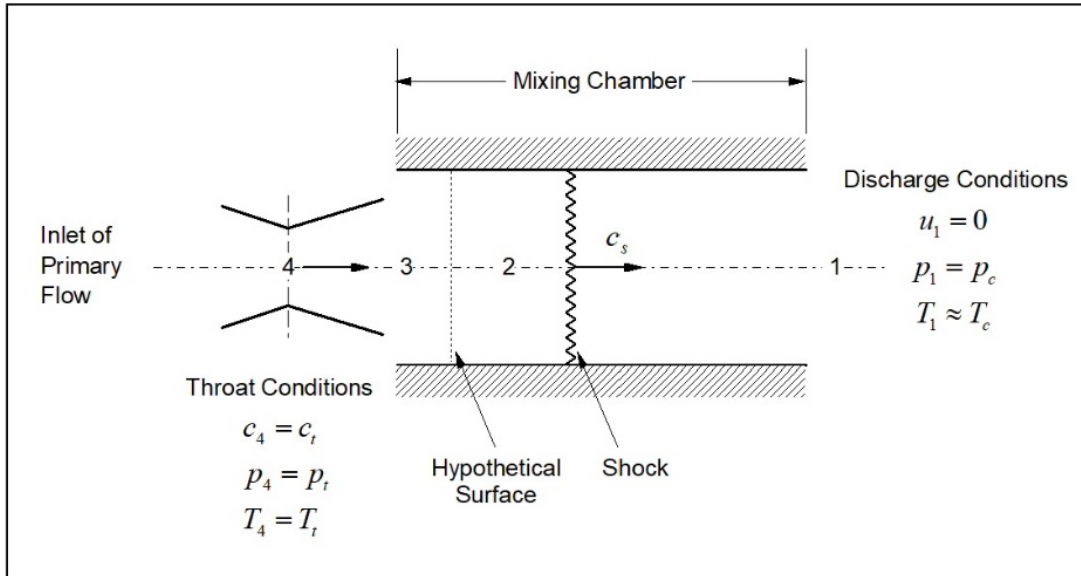


Figure 5.1 Effet de la formation initiale d'une onde de choc normale avant la transformation du jet vers de cellules de type diamants (Van Dyke, 2005 ; Petersen et al., 2016).

Puisque la vitesse de l'onde est négative dans la zone d'expansion, elle doit donc diminuer de manière à ce que les caractéristiques (e.g. lignes de détente de Prandtl–Meyer) deviennent beaucoup plus larges et s'étalent en s'empilant au niveau de la gorge (4) pour atteindre la vitesse du son à cet endroit, c'est-à-dire a_4 , dans l'équation (1). De plus, la surface hypothétique se propage vers la sortie à des vitesses supérieures à la vitesse du son, c'est-à-dire beaucoup plus élevée que celle régnant dans la région (1). Ceci provoque un élargissement de la zone (3) responsable de la succion initiale du fluide secondaire. Pour une onde de choc normale, la vitesse de propagation peut être calculée à partir de l'équation donnée par :

$$c_s = a_1 \left(\frac{\gamma_1 + 1}{2\gamma_1} \frac{p_4}{p_1} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Où, a_1 correspond à la vitesse du son dans le fluide stationnaire qui occupe initialement la zone (1) qui doit être inférieure à c_s étant donné que $\gamma_1 > 1$ et $p_4 > p_1$. Ensuite, l'onde de choc commence à perdre son intensité, et par effet de cette atténuation, elle se transforme vers une structure de chocs obliques de type diamants (c.-à-d. une séquence de cellules de compressions et d'expansions ou vice-versa, autour d'un axe axial de symétrie). Il est bien connu que cette structure, dépend très fortement de la pression du fluide ou du nombre de Mach à l'extérieur du jet, c.-à-d. à la sortie de l'éjecteur. Si la pression du jet est supérieure à la pression d'un écoulement isentropique idéal, le fluide subit une expansion dite « sous-détendu », dans le cas contraire l'expansion est dite « sur-détendu ». La différence entre ces structures est minime, quoique dans le premier cas, il s'agit d'ondes de détente qui précèdent les ondes de compression, ceci peut affecter très légèrement la géométrie ainsi que l'étendue axiale du jet dans la zone de mélange que nous allons traiter dans la section qui suit. En amont de la zone de dilatation normale, le fluide obéit à un processus isentropique, de manière que le rapport des températures entre les zones (3) et (4) de la figure 5.1 au niveau de la gorge peut être exprimé comme suit :

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_4}}}{\left(\frac{p_4}{p_1} \right)^{\frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_4}}}. \quad (3)$$

Cependant, en aval du choc, l'écoulement n'est pas isentropique, par conséquent le rapport de température entre la région de compression et celle à la décharge peut être calculé en utilisant l'équation de Hugoniot-Rankine (Yu et al., 2007), c'est-à-dire :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \left(\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \left(\frac{p_2}{p_1} \right)}{1 + \left(\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \left(\frac{p_1}{p_2} \right)}. \quad (4)$$

où les conditions d'écoulement dont nous disposons à partir de notre matrice expérimentale seront utilisées pour valider les hypothèses de cette approche. Il est bien connu qu'en ayant une variation de la section de passage dans une zone divergente, suite au nombre de Mach égal à 1 dans la gorge

(4), il y a formation des ondes de choc obliques. La section suivante discutera l'interaction de ces ondes avec le fluide secondaire.

5.1.2 Réseau de cellules de chocs de type diamants de Mach

Après avoir défini les équations qui permettent de déterminer les conditions de sous ou sur-détente à la sortie du divergent primaire, nous allons exprimer les conditions qui contrôlent la structure du jet primaire dans la chambre de mélange. Nous supposons que pour des pressions à la sortie faibles, qui n'empêchent pas le jet primaire d'être bien établi, sa structure commencera à développer une série de cellules de chocs ayant une distribution de type diamant. Un schéma simplifié de l'évolution des structures des ondes de choc est montré à la figure 5.2. Dans ce contexte, la figure 5.2a montre qu'initialement nous devons avoir la formation d'une onde normale qui se déplace en aval, accompagnée par des tourbillons turbulents (en amont).

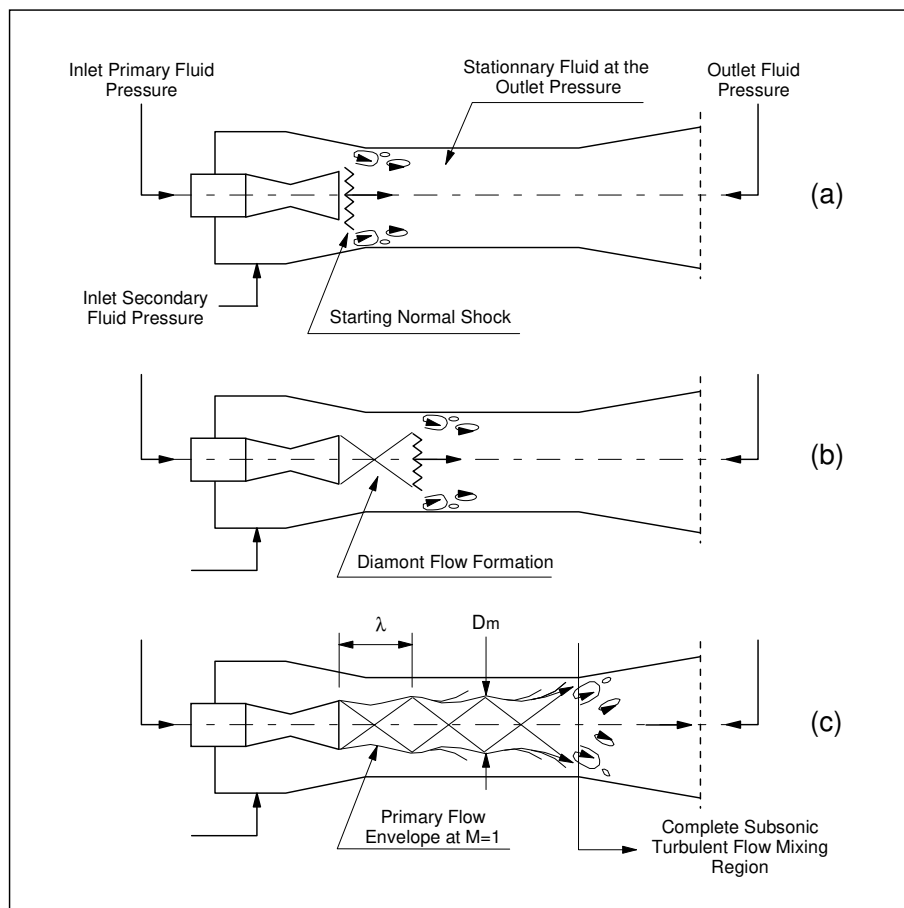


Figure 5.2 Formation et structure des ondes de choc à l'intérieur du jet de l'écoulement primaire.

a) Formation initiale d'une onde normale ; b et c) Formation et propagation des cellules (diamants).

Vers la sortie de la tuyère, le choc normal doit se transformer en une série de chocs obliques, comme le montre la figure 5.2b. Il faut mentionner que ce phénomène a été largement observé par plusieurs chercheurs (Van Dyke, 2005 ; Zhu et al., 2014 ; Petersen et al., 2016). Nous soulignons également qu'en raison des conditions supersoniques, aucune ligne de courant du fluide peut traverser l'axe de symétrie axiale du jet, elles forment donc un tube de lignes de courant, où seules les ondes de compression et d'expansion sont réfléchies par cette frontière (Landau et Lifshitz, 1987). Cette séquence d'ondes de compression et d'expansion ou vice-versa, permet au jet d'adapter graduellement sa pression à la pression externe qui doit correspondre à la pression de condensation de la boucle frigorigène. De cette manière, l'intensité des chocs successifs décroît en aval en fonction de la distance à partir de la sortie de la tuyère primaire.

Cependant, comme le montre le schéma simplifié de la figure 5.2c, les cellules de type diamant sont enveloppées par des lignes de courant caractérisées par la vitesse sonique locale du fluide primaire, formant ainsi une enveloppe impénétrable par le fluide secondaire autour du jet. Ceci constitue une frontière physique qui sépare le fluide primaire de tout fluide externe. Dans ces conditions, il n'y aura pas de possibilité que le fluide externe puisse migrer vers l'intérieur du jet primaire (Landau et Lifshitz, 1987). La pression radiale à l'intérieur du jet primaire est distribuée de façon à ce qu'elle soit minimale au centre, dans l'axe de symétrie axiale, et qu'elle passe par un maximum au niveau de l'enveloppe pour décroître vers l'extérieur (Gibbins et al., 1968). En contrepartie, à mesure que les cellules de type diamants du fluide primaire se propagent en aval de la tuyère primaire, la turbulence commence à affecter la structure de l'enveloppe du jet. S'exprimant ainsi par le passage vers le régime de vitesse subsonique, il est possible qu'une fraction du fluide primaire puisse se mélanger avec le fluide secondaire ; cependant, étant donné que le processus inverse ne serait pas possible. Vu que ce processus de mélange turbulent devient très intense seulement vers la fin du jet primaire, quand la turbulence détruit complètement la structure de celui-ci (figure 5.2c), le jet serait caractérisé par une augmentation brusque de la pression. De ce fait, le mélange du fluide secondaire avec le fluide primaire ne devrait avoir lieu qu'au niveau de la zone hautement turbulente, lors de la destruction du jet primaire. Dans ce contexte, il est important de déterminer si la section de passage de la chambre de mélange permet le logement de la structure des diamants du jet primaire d'un côté et d'entraîner le fluide secondaire de l'autre. Dans ce contexte, Rayleigh (1916) a développé un modèle analytique de la structure d'un jet libre, permettant de calculer le diamètre maximal du jet par l'équation suivante :

$$\frac{D_m}{D_j} = \sqrt{1 + \frac{0.54 \left(\frac{P_j}{P_0} - 1 \right)^2}{1 + 1.8 \left(\frac{P_j}{P_0} - 1 \right)}}. \quad (5)$$

Où D_j et D_m respectivement sont le diamètre du jet à la sortie de la tuyère primaire et le diamètre maximum du jet ; P_j et P_0 sont respectivement les pressions du fluide à la sortie de la tuyère et celle agissant à l'extérieur du jet lui-même. Cette équation indique que pour des rapports de pressions P_0/P_j inférieures à 1.0, le diamètre maximum du jet peut être supérieur à celui de la tuyère, cependant ils deviennent identiques quand le rapport de pression augmente. Ce type de comportement est clairement montré par la technique photographique utilisée par Zhu et al. (2014).

Étant donné que le rapport de pression dans l'équation (5) change aussi, selon que l'écoulement primaire soit sous- ou sur-détendu, tout d'abord nous avons estimé ce comportement du fluide en appliquant les deux relations suivantes (Munday et al., 2011) :

$$\left(\frac{A_1}{A^*} \right)^2 = \frac{1}{M_d^2} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_d^2 \right) \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}. \quad (6)$$

$$\frac{P_{in}}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{\gamma/\gamma-1}. \quad (7)$$

Dans ces équations A_1 exprime la section de passage du fluide à la sortie de la tuyère primaire ; A^* correspond à la section de passage de la gorge quand l'écoulement devient sonique ; M_d est le nombre de Mach pour les conditions sur-conception à la sortie de la tuyère et M_j représente le nombre de Mach du jet hors-conception. De cette manière, quand $M_j < M_d$ la décharge sera sur-détendue et elle sera sous-détendue quand $M_j > M_d$.

Après avoir défini les équations permettant de calculer la dimension radiale du jet, un autre aspect associé à la dimension axiale de la structure du jet est très important à étudier, celui de la longueur à travers laquelle il conserve un arrangement organisé dans la forme des cellules de type diamant, avant d'être entièrement dissipé par la turbulence. À partir de cette conclusion, nous serons capables d'estimer la longueur du jet à partir de la dimension caractéristique des diamants et le nombre total de cellules de la structure. Le calcul de la longueur d'onde λ pour les jets libres a été

étudié tout d'abord par Prandtl et par la suite par Rayleigh (1916). Pour les jets ayant une symétrie axiale, Pack (1949) a introduit quelques corrections aux études analytiques, en proposant la relation suivante :

$$\lambda = \kappa D_j \sqrt{(M_j^2 - 1)}. \quad (8)$$

Dans cette équation D_j et M_j sont le diamètre et le nombre de Mach à la sortie de la tuyère primaire calculé en fonction de la pression à la sortie de l'éjecteur. κ est un coefficient qui dépend du nombre de racines de la fonction de Bessel de premier type, que nous considérons dans la solution analytique de l'équation d'onde. D'après Pack (1949), ce coefficient varierait dans un intervalle de $1.20 < \kappa < 1.24$. Dans le même sens de l'approche du diamètre des disques de Mach, il a été observé expérimentalement que leur diamètre croît fortement avec l'accroissement de la pression à l'extérieur du jet (Gibbings et al., 1968 ; Zhu et al., 2014) dans la zone de symétrie axiale des jets symétriques. De plus, pour des disques de Mach ayant un diamètre d'environ $0.4D_j$ (40% du diamètre de sortie de la tuyère primaire), le nombre de cellules est estimé être supérieur à 10.

La définition des caractéristiques du jet primaire est primordiale en vue de la détermination de la nature de l'interaction qu'il a avec le fluide secondaire. En faisant appel à notre matrice expérimentale, nous avons simulé l'ensemble des équations présentées dans cette section et dont les résultats sont présentés dans la section suivante.

5.1.3 Résultats sur l'étendue radiale du jet primaire

Pour ce qui précède, nous avons défini la nature possible du jet primaire le long des essais qui couvrent toute la matrice expérimentale, en particulier au démarrage. L'illustration donnée par la figure 5.2 montre également comment l'onde de choc se déplace le long de l'éjecteur suite à une série d'expansions et de compressions que nous avons introduit auparavant c'est-à-dire, une surface hypothétique qui les sépare. Cette surface va servir à définir les relations pour prédire la différence de pression entre ces deux zones par rapport aux conditions limites connues pour pouvoir ensuite comparer les valeurs estimées avec celles collectées pendant le démarrage de la boucle. En se fiant aux conditions de départ établies par la matrice expérimentale, nous confirmons que si et seulement si les valeurs collectées ainsi que celles prédites sont du même ordre de grandeur, la formation

initiale d'une onde de choc normale doit se produire, avant qu'elle commence à accéder au diffuseur et perdre son intensité. Comme ce qui a été déjà avancé, cette atténuation transforme l'onde de choc normale (formée au démarrage) en une structure de chocs obliques de type diamants impénétrable par aucune ligne de courant extérieure jusqu'au moment où le jet devient turbulent. En faisant le lien avec les conditions imposées à l'extérieur du jet, cette structure, dite de diamants, dépend très fortement de la pression du fluide ou du nombre de Mach à la sortie de l'éjecteur. De là est venu le type d'expansion que le jet primaire subirait à la sortie de la tuyère motrice (primaire) que nous avons déjà introduit dans le chapitre 4. Nous avons expliqué également qu'il n'y aura pas une grande différence entre une expansion sur ou une sous-détendue, du fait que cette répartition touche légèrement la géométrie ainsi que l'étendue axiale du jet dans la zone de turbulences. Cette caractérisation du jet est appuyée par les résultats obtenus en utilisant les équations exprimant le rapport des pressions et des sections en fonction du nombre de Mach à la sortie de la tuyère primaire, en supposant que la pression externe agissant sur le jet primaire soit : celle du fluide secondaire à l'entrée de l'éjecteur, c'est-à-dire, la pression dans l'évaporateur ou celle appliquée à la sortie. Du fait que l'écoulement primaire est confiné, et que la pression régnant à l'extérieur du jet reste inconnue, nous considérons que le choix fait entre les deux pressions (évaporation et condensation) est pertinent pour effectuer certaines estimations.

Nous présentons dans ce qui suit la figure 5.3 dont les résultats indiquent clairement que pour l'ensemble des cas le jet primaire est sur-détendu tel expliqué avant. De cette manière, il n'y a pas de changement, ou plutôt de transition, entre les différents modes de détente. Toutefois, les résultats obtenus à partir de l'équation (5), en utilisant la pression à la sortie de l'éjecteur ne sont pas physiques ; les solutions sont imaginaires. À cet effet nous devons tenir en compte que même en absence d'écoulement secondaire, la pression à la sortie de l'éjecteur doit répondre à la structure hautement turbulente qui se développe vers la fin du jet primaire, au niveau du diffuseur de sortie. Une alternative s'est ouverte lors du choix de pression de référence à l'extérieur du jet primaire, soit celle de considérer les pressions le long de la chambre de mélange de l'éjecteur (les prises de pression #2, #3 ou #4 de la figure 2). Néanmoins, l'emploi de ces pressions n'est pas forcément approprié du fait qu'elles sont conditionnées par le phénomène lui-même. Pour ces raisons, nous avons donc retenu seulement les résultats basés sur la pression mesurée à l'entrée du fluide secondaire, pour pouvoir approcher la nature de la structure du jet primaire.

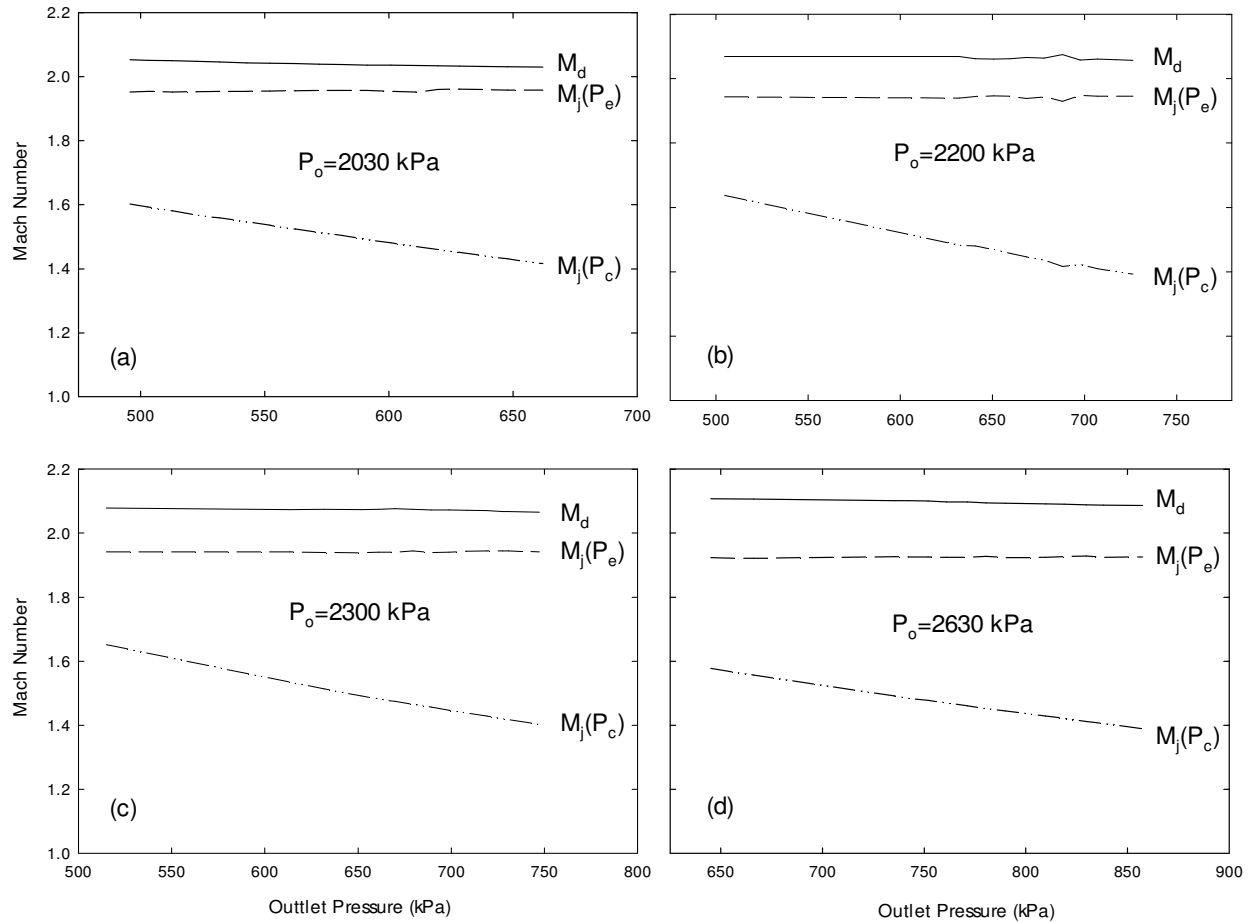


Figure 5.3 Nombre de Mach d'après les conditions sur-conception et hors-conception en fonction de la pression à la sortie de l'éjecteur, pour différentes pressions de stagnation du fluide primaire P_o . a) $P_o=2030$ kPa ; b) $P_o=2200$ kPa ; c) $P_o=2300$ kPa ; d) $P_o=2630$.

Après avoir analysé la structure de l'écoulement primaire à la sortie de la tuyère motrice, nous avons surtout expliqué la nécessité de déterminer l'enveloppe du jet primaire de façon à vérifier l'espace d'expansion dans la chambre de mélange. Ainsi, nous avons calculé en fonction des données le diamètre maximum du jet primaire ; la figure 5.4 montre cette évolution en fonction de la pression à la sortie de l'éjecteur pour l'ensemble des conditions de pression de stagnation primaire. Elle prévoit que le diamètre maximum du jet primaire, sans compter la zone subsonique turbulente, est du même ordre de grandeur que celui de la sortie de la tuyère primaire. Le plus important à vérifier est que sa valeur maximale est toujours inférieure au diamètre interne de la chambre de mélange, ceci assure un espace annulaire permettant le passage du fluide secondaire et l'absence de toute interaction directe avec la paroi solide. À titre indicatif, des résultats similaires ont été

relevés également dans d'autres travaux, tels que : Bartosiewicz et al., 2005 ; Munday et al., 2011 ; Zhu et al., 2014 ; Liepmann et Roshko, 2016. Il faut, toutefois mentionner, que l'estimation du diamètre donné par l'équation (5) ne tient pas compte de la diffusion turbulente du jet. Par contre, le jet primaire agit directement sur le fluide secondaire qui baigne l'espace annulaire et qui reste entre l'enveloppe du jet et la paroi de la chambre. D'après la figure 5.4, il semble que le diamètre maximum du jet croît très légèrement avec la pression de sortie.

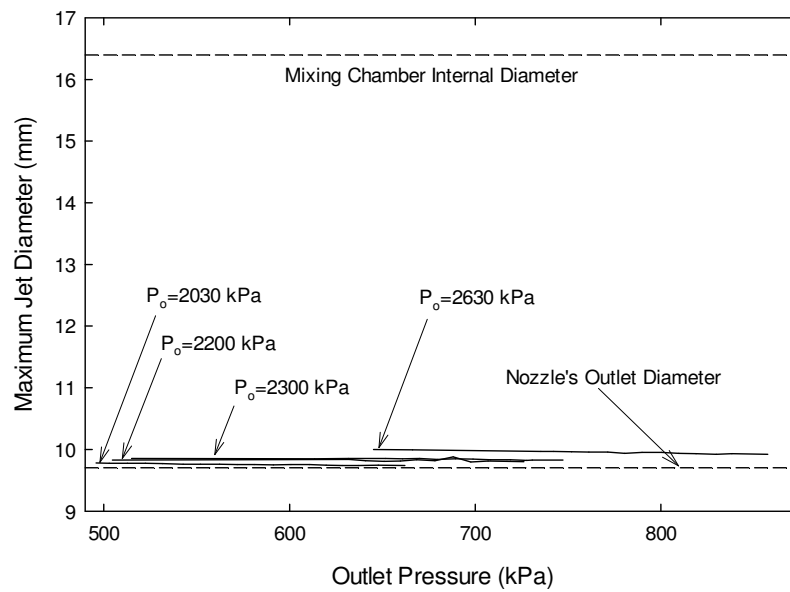


Figure 5.4 Diamètre maximum du jet primaire en fonction de la pression de stagnation du fluide primaire ainsi que de la pression à la sortie de l'éjecteur.

Un autre aspect de l'effet des cellules de Mach sur le transport du fluide secondaire, concerne la longueur d'onde entre chaque cellule et dont les résultats ont été déjà présentés dans la figure 9 de l'article. Les calculs ont démontré que le changement de la structure de diamants touche non seulement la longueur des cellules de Mach à cause par la variation de la pression à la sortie, mais aussi leur nombre. Nous voulons souligner, à cet égard que la pression imposée par le condenseur peut contrôler la structure du jet primaire par le déplacement de la partie turbulente vers l'entrée de l'éjecteur. Cette transition pousse le jet primaire à s'adapter par diminution soit de la longueur des cellules des diamants de Mach ainsi que par leur nombre.

Par la suite, étant donné que l'écoulement au sein de l'éjecteur fait intervenir deux sous-courants (primaire et secondaire), nous avons supposé que le fluide secondaire subit son aspiration ainsi que

son entraînement le long de la chambre de mélange. Nous avons établi la définition de la structure du jet en se basant sur la méthode expérimentale. D'après les procédures expérimentales présentées dans la méthodologie de notre article ; initialement, le fluide secondaire est à peu près au repos, mais il est en contact avec l'enveloppe du jet primaire. Dans ce cas, il doit satisfaire les deux conditions suivantes : i) sa vitesse doit être nulle au niveau de la paroi solide de la chambre de mélange et ii) sa vitesse doit s'approcher de celle de l'enveloppe externe du jet. Par conséquent, le fluide secondaire ne commence à se déplacer que par l'entraînement du jet primaire, c'est-à-dire en absence de mélange. Si nous négligeons les faibles effets occasionnés par la diffusion de la turbulence primaire vers le secondaire, la vitesse de l'enveloppe primaire doit correspondre à la vitesse du son, qui est conditionnée par les propriétés thermodynamiques locales. Il faut souligner que cette vitesse doit être substantiellement plus élevée que la vitesse sonique correspondant aux conditions thermodynamiques primant dans le fluide secondaire (leurs températures sont très différentes).

Nous avons traité également un autre aspect très important qui s'associe à la structure du jet concernant la longueur pour laquelle il conserve un arrangement organisé dans la forme des cellules de type diamant, avant d'être entièrement dissipé ou détruit par la turbulence. De ce point de vue, nous avons pu estimer cette longueur à partir de la dimension caractéristique des diamants et le nombre total de cellules suite aux calculs effectués à partir de nos données. Les résultats que nous avons détaillés au niveau de la figure 9 de l'article, montrent clairement que la longueur des diamants est affectée par l'accroissement de la pression de sortie. Sur l'action de cette pression, le jet se comporte comme un accordéon. Nous concluons alors que cela touche le nombre de diamants ainsi que leurs longueurs. De plus, la structure du jet primaire peut être affectée par la variation du diamètre des disques de Mach qui croît fortement avec l'accroissement de la pression à l'extérieur du jet (Gibbins et al., 1968), la pression de condensation dans notre cas. Ce changement dans la structure du jet primaire est alors, selon nous, le mécanisme à travers lequel le passage d'un écoulement primaire supersonique vers subsonique se fait. Par conséquent, comme l'écoulement du fluide secondaire se fait par effet d'entraînement par l'écoulement primaire, la partie turbulente où le mélange complet des deux fluides se produit, lors de la transition vers le régime subsonique pour le secondaire également. De cette manière, ces résultats montrent que l'écoulement secondaire ne peut pas être étouffé. De plus, ils indiquent que l'entraînement majeur est effectué sans subir du mélange avant que le jet primaire soit détruit par la turbulence. De même que les limites imposées

par la structure externe du jet primaire exigent le développement d'un profil de vitesse secondaire assez complexe qui ne peut pas être considéré par des modèles unidimensionnels.

Quoiqu'autant la structure interne de l'écoulement que l'entraînement semblent être contrôlés par une mécanique de fluide particulière, l'emploi des modèles unidimensionnels sont encore d'une grande utilité. Dans ce contexte, la section suivante présente le modèle proposé par (Zegenhagen et al., 2015a). Nous démontrons que ce modèle est capable de prédire certaines de nos données expérimentales en considérant les sections de passage caractéristiques de l'éjecteur.

5.2 Simulation numérique en utilisant un modèle unidimensionnel monophasique

Étant donné que ce modèle concerne les écoulements monophasiques, nous avons vérifié l'impossibilité de la formation des gouttelettes lors de nos essais. Ceci est réalisé par la présentation du nuage des conditions d'écoulement utilisées lors des expériences, aux entrées primaire et secondaire de l'éjecteur; ces résultats sont illustrés dans la figure 5.5.

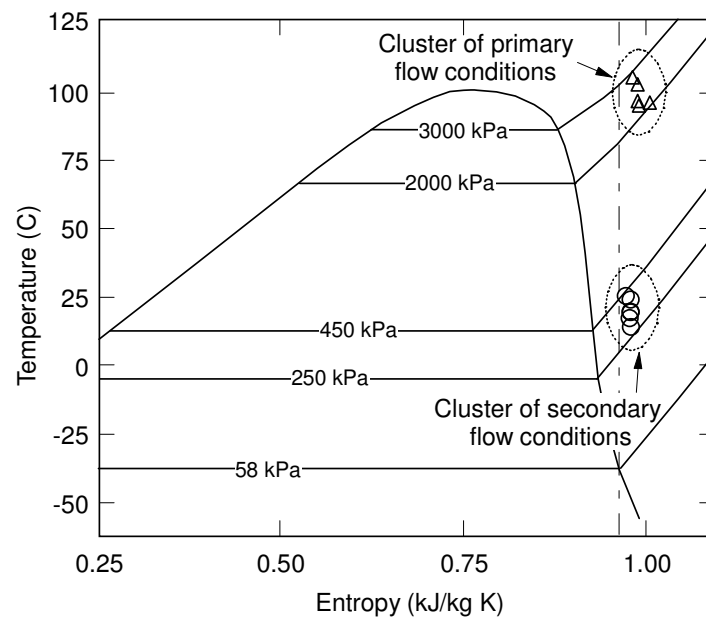


Figure 5.5 Pressions de stagnation primaire et secondaire d'après les conditions de surchauffe présentées dans le tableau 2.

Même en supposant une expansion isentropique au moment où le jet primaire se répand dans la chambre d'aspiration vers la chambre de mélange, cette figure montre clairement que les conditions de saturation ne peuvent être atteintes. De plus, les mêmes conditions s'appliquent aussi à l'écoulement secondaire. Pour ces raisons dans la prochaine section nous considérons un écoulement complètement monophasique, c.-à-d. se comportant comme un gaz réel.

5.2.1 Modélisation unidimensionnelle des flux primaire et secondaire

La littérature présentée dans le chapitre 2 donne une vue d'ensemble des différents modèles utilisés pour approcher le comportement de l'éjecteur et l'interaction des sous-courants primaire et secondaire. Un modèle unidimensionnel en particulier a suscité notre intérêt et dont nous avons fait le choix de présenter l'ensemble des équations qui le gouvernent (Zegenhagen et al., 2015a). Ce modèle a été très utile pour prédire un nombre de paramètres-clés basés sur les variables de notre matrice expérimentale. La modélisation utilisée pour approcher nos résultats expérimentaux concerne la chambre d'aspiration et l'entrée de la chambre du mélange de l'éjecteur seulement. De ce fait, les équations que nous présenterons par la suite fournissent les expressions de la pression pour chaque section de l'éjecteur perpendiculaire à l'écoulement des courants du fluide frigorigène R-134a en fonction des conditions de pression de stagnation à l'entrée.

Avant de poursuivre, nous détaillons un nombre d'hypothèses (en excluant l'hypothèse de départ qui assume que le fluide secondaire est étouffé à l'entrée de la chambre de mélange et donc le nombre de Mach secondaire au col fictif n'est pas pris égal à 1 comme condition de départ). Des hypothèses sur lesquelles le modèle analytique auquel nous faisons appel repose, et qui simplifient le système d'équations utilisé pour déterminer le facteur d'entraînement ainsi que les profils de pression et de vitesse le long de l'éjecteur par la manipulation des conditions de stagnation à l'entrée et à la sortie de l'éjecteur, sont :

1. L'écoulement au sein de l'éjecteur est supposé à l'état stationnaire. Les pertes par frottement aux parois ainsi que la variation de l'énergie potentielle gravitationnelle sont négligées.

2. Le format classique des équations d'écoulement isentropique en régime permanent abordé par la loi des gaz parfaits est repris ; cependant, cette fois-ci avec des exposants pour le comportement réel du gaz.
3. Les vitesses des fluides moteur, aspiré et mélangé aux entrées et à la sortie sont négligées par rapport aux vitesses des fluides au sein l'éjecteur.
4. L'expansion du fluide moteur dans la tuyère primaire aussi bien que pour l'écoulement du fluide secondaire dans la chambre d'aspiration sont considérés polytropiques. À la sortie de la tuyère primaire, le fluide moteur continue son écoulement selon une sur-expansion (« over-expanded »).
5. L'écoulement au sein de l'éjecteur est considéré monophasique dans le sens où il n'y a pas présence ou même formation possible des gouttelettes.

Ces hypothèses permettent de simplifier le modèle et ainsi d'estimer les différentes distributions de pression et de vitesse tout le long de l'éjecteur pour trois zones distinctes : La tuyère primaire, la chambre d'aspiration secondaire ainsi que l'entrée de la chambre de mélange où se développe un col fictif selon la littérature et qui constitue pour notre analyse l'enveloppe sonique du jet primaire (voir la figure 2.1a).

Lors de nos calculs, la première étape consiste à déterminer les conditions de stagnation aux deux entrées de l'éjecteur ainsi que la pression de condensation critique, introduite dans la figure 2.2, à la sortie correspondante, pour un facteur d'entraînement maximal donné. En référence à la figure 2.1a, le fluide primaire rentre à l'intérieur du convergent primaire à haute pression et température, jusqu'à arriver à la gorge de la tuyère primaire où il est étouffé atteignant par conséquent la vitesse du son (c'est-à-dire que le nombre de Mach primaire est égal à 1). La pression du fluide primaire au niveau du col A_t peut alors être exprimée en fonction de la pression primaire de stagnation par l'équation :

$$\frac{P_{col}}{P_g} = \left(1 + M_{col}^2 \left(\frac{k_{col}-1}{2} \right) \right)^{-\frac{k_{col}}{k_{col}-1}}. \quad (9)$$

Où k_{col} est défini comme étant l'exposant isentropique du fluide calculé à la gorge de la tuyère primaire et dont l'expression générale est :

$$k_s = - \frac{v}{P} \frac{\partial P}{\partial v} \Big|_s \quad (10)$$

Cet exposant, qui n'est que le rapport C_p/C_v pour un gaz idéal, doit être modifié afin de tenir compte le comportement réel du gaz. Ainsi, pour ce modèle. Il faut tenir compte que la nomenclature utilisée dans ces équations est défini dans la figure 2.1a selon les sections de passage caractéristiques de l'éjecteur. Au niveau du col primaire, le fluide moteur atteint un débit massique maximal ($M_{col} = 1$) donné par une expression introduisant l'efficacité isentropique de la tuyère primaire, comme suit :

$$m_g = A_t P_g \eta_{sg} \left[\left(\frac{k_g}{Z_g R T_g} \right) \left(\frac{2}{1+k_g} \right)^{\frac{k_g+1}{k_g-1}} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Où $\eta_{sg} = A_{t,eff}/A_t$ est le rapport de la section de passage effective du col primaire par rapport à la section réelle de la gorge primaire (efficacité isentropique). La conversion de l'énergie potentielle de pression en énergie cinétique se produit du côté du divergent de la tuyère primaire. Ceci provoque une augmentation de la vitesse dépassant le régime sonique vers supersonique. Ainsi, le nombre de Mach correspondant est estimé à partir de la formule exprimant le rapport des deux sections de passage de sortie du divergent par celle de la gorge :

$$\frac{A_t}{A_1} = M_1 \left[\left(\frac{2}{k_1+1} \right) \left(1 + \frac{(k_1-1)M_1^2}{2} \right) \right]^{-\frac{k_1+1}{2(k_1-1)}}. \quad (12)$$

Pour un exposant isentropique calculé à partir des conditions de température et de pression à la sortie de la tuyère supersonique primaire.

En utilisant le nombre de Mach donné par cette équation et l'exposant isentropique k_1 , nous déduisons la valeur de la pression à la sortie de la tuyère primaire en fonction de la condition de pression de stagnation primaire :

$$\frac{P_1}{P_g} = \left(1 + M_1^2 \left(\frac{k_1-1}{2} \right) \right)^{-\frac{k_1}{k_1-1}}. \quad (13)$$

Le fluide primaire continue ensuite son écoulement vers la chambre de mélange, où la notion du col fictif est introduite de manière à approcher l'enveloppe sonique du jet. Au niveau de ce col fictif (voir les sections y dans la figure 2.1a), la pression du fluide primaire sera exprimée en fonction de la pression de stagnation et le nombre de Mach primaire à l'entrée du corps de l'éjecteur à section constante par :

$$\frac{P_{yg}}{P_g} = \left(1 + M_{yg}^2 \left(\frac{k_1 - 1}{2} \right) \right)^{-\frac{k_1}{k_1 - 1}}. \quad (14)$$

Néanmoins, pour cette partie du modèle, nous rapprochons l'exposant isentropique des conditions primaires en y par celui des conditions en (1), c'est-à-dire, à la sortie de la tuyère primaire (voir la figure 2.1a). Par contre, le nombre de Mach M_{yg} serait déterminé à partir de l'expression du rapport de la section et du col fictif primaires par l'équation suivante :

$$\frac{A_t}{A_{yg}} = M_{yg} \left[\left(\frac{2}{k_1 + 1} \right) \left(1 + \frac{(k_1 - 1)M_{yg}^2}{2} \right) \right]^{-\frac{k_1 + 1}{2(k_1 - 1)}}. \quad (15)$$

Du côté de l'écoulement secondaire, nous assumons qu'au niveau de la gorge secondaire, la pression est uniforme, ceci nous mène à énoncer l'hypothèse suivante dans le modèle unidimensionnel :

$$P_{ye} = P_{yg} \quad (16)$$

Cette condition nous permet d'estimer la valeur du nombre de Mach secondaire aux sections de passage y par une équation faisant intervenir le rapport de la pression secondaire à l'entrée de la chambre de mélange en fonction de la pression de stagnation secondaire à l'entrée de l'éjecteur, alors :

$$\frac{P_{ye}}{P_e} = \left(1 + M_{ye}^2 \left(\frac{k_e - 1}{2} \right) \right)^{-\frac{k_e}{k_e - 1}}. \quad (17)$$

En se reposant sur la même hypothèse d'écoulement secondaire polytropique tout au long de la chambre d'aspiration, l'exposant isentropique secondaire en y_e est approché par celui à l'entrée secondaire de l'éjecteur. Et comme la rencontre des fluides primaire et secondaire à l'entrée de la chambre de mélange se fait à section de passage constante selon la création d'un col fictif, la somme des deux sections de passage serait égale à la section de la chambre de mélange telle :

$$A_{yg} + A_{ye} = A_m. \quad (18)$$

Par la suite, nous nous servons de la section de passage secondaire A_{ye} pour exprimer le débit massique du fluide secondaire en fonction d'un paramètre très important qui sera déterminé expérimentalement à partir de nos données, qui n'est que le rapport $\eta_{ye} = A_{ye;eff}/A_{ye}$ selon la relation :

$$m_e = A_{ye} P_e \eta_{ye} \left[\left(\frac{k_e}{Z_e R T_e} \right) \left(\frac{2}{1+k_e} \right)^{\frac{k_e+1}{k_e-1}} \right]^{1/2}. \quad (19)$$

Même si cette modélisation est unidimensionnelle, elle permet malgré tout d'approcher les données expérimentales dont nous disposons pour le mode double-étouffement de l'éjecteur. Par contre, l'intérêt réside dans le fait qu'en utilisant le même modèle, nous allons estimer une variable pour la transition du mode simple-étouffement de notre éjecteur en vue de valider notre approche théorique du phénomène relevé, nous le verrons dans ce qui suit.

5.2.2 Prédiction du modèle d'éjecteur

À ce niveau de l'analyse du phénomène perçu lors de la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression à la décharge, nous avons choisi de nous appuyer sur une partie du modèle unidimensionnel développé par Zegenhagen et al. (2015a), pour calculer la pression au niveau du col fictif à l'entrée de la chambre de mélange d'un côté pour le premier régime double-étouffement et la vitesse du fluide secondaire dans la même région pour le deuxième régime double-étouffement.

Pour ce qui suit, nous allons prédire la valeur de la pression à l'entrée de la chambre de mélange pour une pression à la décharge correspondant au point D de la figure 4 de l'article. Pour ceci, nous avons introduit une constatation expérimentale résultant du fait d'exprimer le facteur d'entraînement en fonction du rapport des deux pressions, celle à la décharge et, celle à l'entrée du secondaire.

L'observation expérimentale nous a permis de déterminer la pression critique de condensation comme étant le double de la pression secondaire à l'entrée de l'éjecteur, qui une fois introduite dans le modèle analytique comme un paramètre parmi d'autres, permet de déterminer la pression #2 (figure 2 de l'article) à l'entrée de la chambre de mélange pour une efficacité isentropique de la tuyère primaire expérimentalement calculée à une valeur de 96% pour les cinq essais de notre étude.

La prédiction donnée par le modèle unidimensionnel qui cherche à déterminer la pression à l'entrée de la chambre de mélange prouve bien que la pression critique de condensation peut être déterminée à partir de la pression de stagnation secondaire à l'entrée, pour la géométrie de l'éjecteur dont nous disposons pour cette série d'essais. Cette étude a pu vérifier l'expression de la pression à la décharge comme étant le double de la pression secondaire considéré comme étant un paramètre

d'entrée du modèle pour l'ensemble des cinq essais de la matrice expérimentale. Nous assumons alors que pour une géométrie d'éjecteur semblable à la nôtre, qui utilise du Fréon R-134a, et pour un facteur d'entraînement maximal de 41%, la pression critique correspond au double de la pression secondaire exprimée avec une erreur relative maximale calculée de 11.4% pour le cas de la pression de stagnation primaire. Ceci permettra pour des applications industrielles de déterminer la plage de pression de décharge opérationnelle en limitant la pression nominale maximale de condensation au double de la pression secondaire à l'entrée.

Du moment où l'hypothèse que l'éjecteur fonctionne en mode double-étouffement (ayant de vitesse sonique autant pour le primaire que pour le secondaire) dans la plage de pression à la sortie correspondant aux valeurs du facteur d'entraînement autour de 30%, nous faisons appel au même modèle qui a bien approché un paramètre des résultats expérimentaux pour la pression critique à la sortie et dont les prédictions sont détaillées dans le paragraphe qui précède. L'autre application du modèle touche la prédiction de la valeur de la vitesse du fluide à l'entrée de la chambre de mélange pour une condition de pression à la sortie correspondant au point B de la figure 4 de l'article. Dans cette région de l'éjecteur, nous cherchons à prouver que le fluide secondaire atteint les conditions de vitesse sonique pour justifier la constance du facteur d'entraînement quand la pression égalise la valeur de la pression secondaire. D'après cette figure, le modèle prédit que la vitesse du fluide secondaire est sonique voire supersonique pour certaines pressions primaires à l'entrée de la chambre de mélange. Nous notons que ce résultat contredit notre analyse basée sur la configuration du jet primaire. En effet, nous avons considéré que l'écoulement secondaire ne peut pas dépasser la vitesse du son. Dans ce contexte, nous avons deux possibilités qui peuvent expliquer les résultats présentés dans la figure 5.6. D'une part, l'écoulement à l'intérieur de la chambre de mélange est trop complexe pour être traité convenablement par un modèle unidimensionnel. De plus, comme nous l'avons souligné dans notre article, dans le cas des mélanges de fluides, nous ne devons pas utiliser la vitesse sonique estimée idéalement (c'est-à-dire par des modèles à l'état gelé). Dans ces conditions, la vitesse du son doit alors dépendre de l'entropie. Par conséquent, les valeurs présentées dans la figure 5.6 ne sont pas représentatives de la réalité. Malgré cela, cette approximation prouve que le secondaire n'est pas dans le régime d'écoulement subsonique dans le mode simple-étouffement de l'éjecteur (point B de la figure 4 de l'article). Ceci vient justifier l'hypothèse que

l'écoulement du fluide secondaire se fait par entrainement prouvant la nature de la transition remarquée lors de la variation du facteur d'entrainement en fonction de la pression à la sortie (figure 4 de l'article).

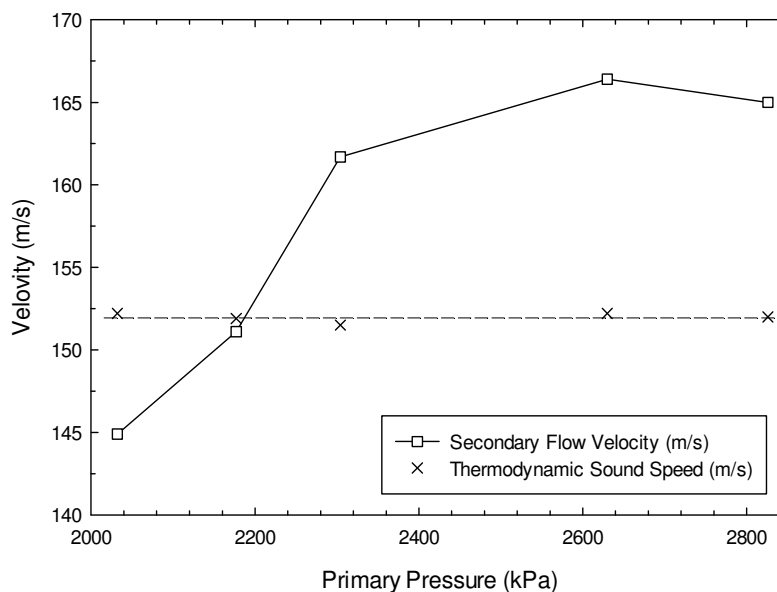


Figure 5.6 Vitesses estimées à l'entrée de la chambre de mélange pour les cinq essais effectués dans le cadre de cette maîtrise (Les carrées correspondent aux calculs effectués en utilisant le modèle de Zegenhagen et al. (2015a); les crois sont les vitesses soniques obtenues en utilisant le logiciel EES³).

³ EES (Equation Engineering Solver, marque de commerce de F-Chart Software, Madison, WI, USA).

CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE

Étude expérimentale

Notre projet de recherche consistait à développer une série d'expériences suivant un protocole bien défini. Cette étude visait la collecte de données sur la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression à la sortie pour certaines conditions de pression de stagnation primaire. Nous rappelons par cette occasion, que l'étude des performances énergétiques dont la sous-section 2.1.1 a fait l'objet, demeure un sujet d'actualité, puisque les moyens d'optimisation sont toujours en développement. Nous avons fait le choix pour la présente étude d'analyser en détails un mode d'opération généralement sans intérêt pour les applications industrielles, c'est-à-dire le mode « hors-conception » de l'éjecteur. Lors de la variation du facteur d'entraînement dans ce mode d'opération particulier, nous avons remarqué qu'une transition de la pente décroissante (en référence à la figure 3 de l'article) apparaît accompagnée d'un palier à facteur d'entraînement constant. Ce deuxième plateau nous fait penser à celui du mode d'opération « sur-conception » où le facteur d'entraînement est à sa valeur maximale (aux alentours de 41% pour nos expériences). Par contre, le deuxième palier correspond à des valeurs de pression à la sortie de l'éjecteur plus grandes et une valeur de ω plus faible (30% pour l'ensemble de nos essais). De cette observation est venue l'idée d'approfondir l'analyse physique de ce phénomène que nous avons aussi relevé dans les expériences publiées dans d'autres travaux de la littérature. Pour ce faire, nous avons défini le mécanisme d'interaction entre les courants de l'éjecteur (fluides primaire et secondaire), ceci a touché les étendus du jet moteur et la manière dont ceci influence l'entraînement du fluide secondaire. Nous avons également utilisé un modèle qui nous a aidé à approcher un nombre des variables observées lors de nos expériences, à savoir, la pression ainsi que la vitesse pour certains points caractéristiques de la pression à la décharge (points B et D de la figure 4 de l'article).

Analyse physique de la transition

Lors de notre analyse des observations expérimentales concernant la transition dans le mode « hors-conception », nous avons commencé par définir la nature de la structure du jet primaire, puisqu'il est le responsable de l'entraînement du fluide secondaire. L'article et l'analyse complémentaire ont

détaillé l'étendu du jet moteur avec l'objectif de déterminer, approximativement, où la partie turbulente commence à prendre place. Responsable du processus de mélange entre les deux fluides, primaire et secondaire, la turbulence dépend fortement de l'action externe que la pression à la décharge exerce ainsi que celle de la structure interne du jet. D'après notre approche, la structure du jet primaire est de type diamants, dont les caractéristiques d'un point de vue de la longueur et de la section de passage à la sortie (tuyère primaire) maintiendraient une structure figée du jet primaire rendant la pénétration des particules du fluide secondaire impossible. Les résultats ont appuyé notre approche montrant ainsi que le jet primaire se répand dans la frontière entre la chambre de mélange et le diffuseur pour des conditions de faible pression à la sortie. Ensuite, au fur et à mesure que nous augmentons la pression à la sortie de l'éjecteur, la structure du jet primaire rétréci par l'effet de la diminution de la longueur d'onde des diamants (figure 9 de l'article) vers l'entrée. À cet effet, le mécanisme d'entraînement s'affaiblit mais celui du mélange se renforce. De cette manière, la variation du mode « hors-conception » se fait en réponse à la diminution du débit secondaire. La transition du deuxième palier à 30%, synonyme d'état de vitesse sonique pour le fluide secondaire, est due au fait que l'écoulement entraîné doit répondre à la condition de continuité de la vitesse (de la couche sonique du primaire vers le secondaire). Cet entraînement atteint une vitesse moyenne égale au moins à la vitesse du son en tenant compte des conditions locales de l'écoulement du côté secondaire tout comme pour l'enveloppe du jet primaire pour ses propres conditions. Cette approche a été appuyée par les résultats obtenus à partir d'un modèle unidimensionnel qui a servi à vérifier si le deuxième palier est bel et bien un plateau sonique pour le fluide secondaire également.

Modèle analytique de l'écoulement dans l'éjecteur

Le modèle analytique présenté dans la partie 5.2.1 de ce document a inclut la présentation des hypothèses et des équations gouvernantes pour définir la pression régnante aux sections de passage caractéristiques de l'éjecteur. De cette manière, nous étions capables de prédire la pression à l'entrée de la chambre de mélange pour la condition de pression à la sortie correspondant à la pression critique de condensation (point D de la figure 4 de l'article; chapitre 4). La prédiction de cette pression a bien approché la variation de pression de nos expériences, celle de la prise de mesure #2 (figure 2 du chapitre 4), pour le premier palier. Nous avons appliqué le même modèle pour vérifier la possibilité de prédire une autre variable, la vitesse, mais pour le deuxième palier. Cette approche

a été effectuée avec succès prouvant par cela que le secondaire passe par un état de vitesse sonique non pas par étouffement mais par entrainement du jet primaire figé. Une approche qui remet en question l'ensemble des avancées visant à démontrer que le secondaire est bloqué géométriquement par la gorge secondaire d'une part et par expansion du primaire d'une autre part. Cette idée met l'accent sur des volets de recherche sur les éjecteurs orientés vers la conception en vue d'améliorer les performances, chose qui est très intéressante pour des applications industrielles qui ont pour intérêt de maximiser la valeur de la pression critique de condensation.

CHAPITRE 7 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Cette étude expérimentale a eu comme objectif de collecter des données expérimentales sur la variation du facteur d'entraînement en fonction de la pression appliquée à la sortie d'un éjecteur ayant une géométrie donnée. Plus exactement, nous avons utilisé du Fréon R-134a circulant dans un seul type d'éjecteur ayant un diamètre de gorge de 7,09 mm. Les expériences ont permis de collecter des données couvrant une large gamme des conditions dites « sur-conception » et « hors-conception ». Nous avons ensuite comparé nos données expérimentales avec d'autres travaux similaires que cela soit à l'interne (données obtenues en utilisant le même montage mais un éjecteur différent) ou avec ceux disponibles dans la littérature scientifique. Lors des essais qui ont été produits de la même façon et qui reproduisent le même comportement, nous avons remarqué que les résultats différents de ceux que nous trouvons dans la littérature. Ceci a touché une déviation soulignée par l'apparition d'un pseudo palier en référence au plateau du facteur d'entraînement maximal à 41%, valeur propre pour notre matrice expérimentale. Ce palier correspondrait à des valeurs de pression à la sortie beaucoup plus élevées mais pour des valeurs du facteur d'entraînement plus faibles. Cette transition a été accompagnée également par un changement de pente (avant et après un palier à 30%) ce qui nous a poussé à considérer deux phénomènes, ou plutôt deux mécanismes d'écoulement, lors de notre analyse. Pour ce faire nous avons défini l'ensemble des éléments en vue d'approcher la structure du jet primaire ; ceci concerne la nature ou l'étendu du jet primaire pour passer ensuite à définir la façon dont le fluide secondaire réagirait face à cette expansion et ainsi son entraînement. De cette manière nous avons constaté que les changements de pentes du facteur d'entraînement peuvent être expliqués à partir des éléments suivants :

- La longueur d'onde entre les cellules de Mach (diamants de Mach) qui caractérisent le jet primaire,
- Le nombre de cellules et la longueur effective du jet primaire dans la zone de mélange,
- La formation de la couche limite de l'écoulement secondaire,
- Le profil de vitesse de l'écoulement secondaire dans la chambre de mélange,
- L'effet de la pression à la sortie de l'éjecteur sur la longueur effective du jet primaire,
- L'effet des phénomènes hautement irréversibles, comme la turbulence, dans les vitesses soniques locales.

A partir de cette approche nous avons conclu qu'il est presque impossible d'obtenir, au moins initialement lors du démarrage des essais, pour une pression de stagnation primaire donnée, un mélange entre les deux fluides (secondaire et primaire). Nous considérons que le sous-courant secondaire est entraîné par effet du jet primaire sans pour autant avoir une migration des particules du secondaire vers le primaire. Par contre, le mélange des deux fluides peut avoir lieu dans la zone turbulente du jet primaire par diffusion primaire vers le fluide secondaire et non l'inverse. Afin de respecter la continuité de la vitesse en allant de la paroi solide de l'éjecteur vers la frontière externe du jet primaire, le fluide secondaire doit satisfaire la condition de vitesse moyenne égale à celle du son pour les conditions locales. Le fluide secondaire se voit alors étouffé tout le long de la chambre de mélange sans dépassement de la vitesse du son imposée par les limites du jet primaire.

Au fur et à mesure que la pression à la sortie augmente, la pression imposée par les conditions de condensation de la boucle frigorigène commence à modifier brusquement le mécanisme d'entraînement. D'une part, le jet primaire se comprime, comme un accordéon ; il commence à se répandre vers la chambre de mélange. A cet effet, la longueur d'accélération du fluide secondaire se réduit de plus en plus, limitant ainsi la vitesse de l'écoulement secondaire. Ceci se traduit par la diminution observée au niveau du facteur d'entraînement du moment où le débit primaire est constant tout le long des essais. Cette propagation en aval du jet en fonction de la pression à la sortie, transporte de la turbulence vers l'intérieur de la chambre de mélange. L'accroissement de ce phénomène hautement irréversible, provoque une diminution importante de la vitesse sonique locale. Ainsi, lors de la formation du deuxième plateau, le fluide secondaire devient étouffé une deuxième fois.

Pour des pressions très élevées à la sortie de l'éjecteur, le jet primaire est presque complètement comprimé vers la sortie de la tuyère, il y a un élargissement important des disques de Mach et une contraction majeure des lignes de Prandtl-Meyer. Il est ainsi très probable que les cellules en forme de diamants se transforment dans une sorte de pseudo-onde de choc « quasi-normale » générant des énormes tourbillons à l'entrée même de la chambre de mélange. De cette manière, la vitesse du fluide secondaire, qui est hautement mélangé au fluide primaire dans une zone subsonique en aval de ce pseudo-choc primaire, est encore une fois contrôlée par la pression de sortie.

Il est évident que ces observations peuvent, éventuellement, servir à la conception des éjecteurs plus performants, capables de minimiser l'effet de la pression à la sortie sur le facteur d'entraînement. À cet égard nous devrions tenir compte, entre autres, des variables suivantes :

- La géométrie de la chambre de mélange,
- La géométrie du diffuseur à la sortie de l'éjecteur (nécessaire pour éviter la propagation de la turbulence vers l'intérieur de l'éjecteur ; il faut souligner que ceci a déjà été largement étudié pour d'autres applications supersoniques),
- L'agencement géométrique entre la chambre d'aspiration et la chambre de mélange (nécessaire pour minimiser la formation des zones de recirculation et minimiser l'accroissement d'entropie),
- La distance optimale entre la tuyère et l'entrée de la chambre de mélange (ceci doit permettre de garantir une longueur suffisante au jet primaire, responsable de l'entraînement du fluide secondaire).

Dans le but d'approfondir l'analyse de la transition dans le mode « hors-conception » de l'éjecteur, nous recommandons d'étendre dans un premier temps notre matrice expérimentale. Nous parlons ici des conditions de pression primaire plus faibles pour voir la possibilité de la disparition du pseudo-palier à 30%. Nous restons par contre sur l'idée que la différence des pentes sera toujours présente puisqu'il s'agit de deux mécanismes d'entraînements distincts. Cette partie de l'analyse, relativement à la transition de la pente, fera intervenir la variation de la géométrie (position de la tuyère primaire par rapport à la tuyère secondaire, longueur de la chambre de mélange, ...). Un autre aspect de l'approche du phénomène touche la quantité d'informations que nous étions capables de collecter et que nous pouvons compléter par un meilleur profil de pression suivant la position de l'éjecteur. Nous pensons qu'installer davantage des prises de mesures de la pression au niveau de la chambre de mélange mais surtout dans le diffuseur permettrait ainsi de suivre approximativement l'étendu du jet primaire selon la position de la zone turbulente. Ces données supplémentaires pourraient contribuer à comprendre mieux l'interaction que les deux sous-courants de l'éjecteur peuvent avoir et aideraient à améliorer les modèles développés à cet effet. Sans oublier que les modèles des éjecteurs doivent prendre en considération la variation de la vitesse du son en fonction de l'entropie pour une meilleure estimation des valeurs expérimentales. Pour finir, bien que l'opération « hors-conception » de l'éjecteur ne représente pas un intérêt industriel important, nous considérons que les travaux faits et à venir dans cette direction peuvent avoir un impact non négligeable lors de la conception des éjecteurs plus performants de point de vue énergétique.

REFERENCES

- [1] Boucher, M. & Streif, F. La chaleur fatale, ADEME (France), ISBN 979-1-02970-895-4, (Septembre, 2017). [En ligne].
Disponible : https://www.ademe.fr/sites/default/files/assets/documents/chaleur_fatale-8821-2018-06_pdf.pdf
- [2] Al-Ansary, H.A.M. & S.M.J., Jeter. Numerical and experimental analysis of single-phase and two-phase flow in ejectors. HVAC&R Res 10 (4), (2004), 521–538.
- [3] Bartosiewicz, Y., Aidoun, Z., Desevaux, P. & Y. Mercadier. Numerical and Experimental Investigations on Supersonic Ejectors, Int. J. Heat and Fluid Flow, 26, (2005), pp. 56–70.
- [4] Berkeley, F.D. Ejectors have a wide range of uses. Petroleum Refiner, (December, 1958).
- [5] Bourke, P., Déry, P., Gagné, E., Goyette, G., Lavoie, A., Tougas, D., Vézina, A., Vigneault, A. & R., Wieland. Potentiel énergétique des rejets thermiques industriels au Québec, ISBN 978-2-921318-66-2, (Avril, 2011). [En ligne]. Disponible : https://www.mamh.gouv.qc.ca/fileadmin/publications/developpement_territorial/ruralite/groupe_travail/potentiel_energetique_rejets_thermiques.pdf
- [6] CanmetÉnergie, Éjecteurs, Ressources naturelles Canada, (Juillet, 2009), [En ligne]. Disponible : https://www.rncan.gc.ca/sites/www.nrcan.gc.ca/files/canmetenergy/files/2009-185_f.pdf
- [7] Chang, Y.J. & Y.M., Chen. Enhancement of a steam-jet refrigerator using a novel application of the petal nozzle. Experimental Thermal Fluid Sciences, v. 22, (2000), pp. 203- 211.
- [8] Chen S.-L., Yen, J.-Y. & M.-C., Huang. Experimental investigation of ejector performance based upon different refrigerants Proceedings of the 1998 ASHRAE Annual Meeting. Toronto, Canada, ASHRAE, Atlanta, GA, United States, Vol. 104(1998), pp. 153-160.
- [9] Chunnanond, K. & S., Aphomratana. Ejectors: applications in réfrigération technology, Renewable and Sustainable Energy Reviews, v. 8, (2004), pp. 129-155.
- [10] Elbel, S. Historical and present developments of ejector refrigeration systems with emphasis on transcritical carbon dioxide air-conditioning applications. Int. J. Refrigeration 34 (7), (2011), 1545–1561.
- [11] Fabri, J. & R., Siestrunk. Supersonic air ejectors H.L. Dryden, T. von Karman (Eds.), Advances in Applied Mechanics, vol. 5, Academic Press, New York (1958), pp. 1-34.
- [12] Gibbings, J.C., Ingham, J. & D. Johnson. Flow in a Supersonic Jet Expanding from a Convergent Nozzle, Technical Report C.P. No. 1197, Fluid Mechanics Division, University of Liverpool, (July, 1968).

- [13] Hakkaki-Fard, A., Poirier, M., Aidoun, Z., Ouzzane, M. & D. Giguère. An Experimental Study of Ejectors Supported by CFD, ICR Conf., Yokohama, Japan (Aug. 2015).
- [14] Hemidi, A., Henry, F., Leclaire, S., Seynhaeve, J.-M. et Y., Bartosiewicz. CFD analysis of a supersonic air ejector. Part I: experimental validation of single-phase and two-phase operation. *Appl. Therm. Eng.* 29 (2009), 1523–1531.
- [15] Huang B.J., Chang J.M., Wang C.P. & V.A., Petrenko. 1-D analysis of ejector performance *Int. J. Refrigeration*, 22 (5) (1999), pp. 354-364.
- [16] Huang, B.J. & J.M., Chang. Empirical corrélation for ejector design. *International Journal of Réfrigération* v. 22, (1999), pp. 379—388.
- [17] Keenan, J.H. & E.P., Neumann. A simple air ejector *J. Appl. Mech*, 9 (1942), pp. A75-A81.
- [18] Keenan, J.H., Neumann, E.P. & F., Lustwerk. An investigation of ejector design by analysis and experiment *J. Appl. Mech*, 17 (3) (1950), pp. 299-309.
- [19] Landau, L.D. & E.M. Lifshitz. *Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics*, (Volume 6), Second Edition, Butterworth Heinemann (1987).
- [20] Liepmann, H.W. & A. Roshko. *Elements of Gasdynamics*, (Chapter 5), Dover Publications, Inc., (2016).
- [21] Little, A.B. & S. Garimella. A critical review linking ejector flow phenomena with component- and system-level performance *Int. J. Refrig.*, 70 (2016), pp. 243–268
- [22] Manificat, A., Megret, O. *Procédés de récupération / valorisation des énergies à bas niveau de température - état des connaissances*, Septembre 2012.
- [23] Mazzelli, F. & A. Milazzo. Performance Analysis of a Supersonic Ejector Cycle Working with R245fa, *Int. J. Refrig.*, 49, (2015), pp. 79–92.
- [24] Munday, D., Gutmark, E., Liu, J. & K. Kailasanath. Flow Structure and Acoustics of Supersonic Jets from Conical Convergent-Divergent Nozzles, *Physics of Fluids*, 23, (2011), pp. 116102-1-116102-13.
- [25] Munday, J.T. & D.F., Bagster. A new ejector theory applied to steam jet refrigeration *Ind. Eng. Chem. Res*, 16 (4) (1977), pp. 442-449.
- [26] Pack, D.C. A Note-On Prandtl's Formula for the Wave-Length of a Supersonic Gas Jet, *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, (1949), pp. 173-181.
- [27] Petersen, Ph. Mach Diamonds; Winner "Excellent Slow Motion", Award, 31st ICH-SIP, Osaka, Japan, (Nov. 2016).
- [28] Rayleigh (Lord), O.M. On the Discharge of Gases Under High Pressures, *Philosophical Magazine*, Series 6, (1916), pp. 177-187.
- [29] Shankarlal, T. & A., Mani. Experimental studies on ammonia ejector réfrigération system. *International Communications on Heat and Mass Transfer*, V.33, (2006), pp. 224-230.

- [30] Srisastra, P. & S., Aphornratana. A circulating system for a steam jet refrigeration system. *Appl. Therm. Eng.* 25 (14–15), (2005), (2247–2257).
- [31] Sun, D. Evaluation of a combined ejector vapour-compression réfrigération system. *International journal of energy research*, John Wiley & Sons, v. 22 no. 1, (1998), pp. 333-342.
- [32] Van Dyke, M. *An Album of Fluid Motion*, The Parabolic Press, (2005), Page 170.
- [33] Yu J., Ren Y., Chen H. & Y. Li. Applying Mechanical Subcooling to Ejector Refrigeration Cycle for Improving the Coefficient of Performance, *Energy Convers. Manag.*, 48 (4), (2007), pp. 1193-1199.
- [34] Zegenhagen, M.T. & F., Ziegler. A one-dimensional model of a jet-ejector in critical double choking operation with R134a as a refrigerant including real gas effects *Int J Refrig*, 55 (2015a), pp. 72–84.
- [35] Zegenhagen, M.T. & F., Ziegler. Experimental investigation of the characteristics of a jet-ejector and a jet-ejector cooling system operating with R134a as a refrigerant *Int. J. Refrigeration* (2015b).
- [36] Zhu Y., Cai W., Wen C. & Y., Li. Shock circle model for ejector performance evaluation. *Energy Conversion Management*, 48 (9) (2007), pp. 2533-2541.
- [37] Zhu Y. & P., Jiang. Experimental and analytical studies on the shock wave length in convergent and convergent–divergent nozzle ejectors. *Energy Conversion and Management* (2014), 88:907–14.

APPENDICE A

Tableaux des données expérimentales – Tuyère avec gorge de 7,09 mm

Les variables indiquées dans ces tableaux correspondent à celles présentées dans la figure 1. Les désignations des pressions axiales mesurées le long de la chambre de mélange sont indiquées par le numéro de la prise de pression (c.-à-d. le numéro du #Tap dans ces tableaux).

ESSAI #1

P2 (kPa)	T2 (°C)	P1 (kPa)	T1 (°C)	P4 (kPa)	T4 (°C)	Tap #2 (kPa)	Omega (%)	FT3 (g/s)	FT4 (g/s)	FT5 (g/s)
2197.811	93.942	312.654	13.595	504.663	55.444	244.321	40.853	126.516	11.910	338.839
2192.312	93.522	313.586	17.070	632.041	58.783	280.467	38.184	115.332	13.848	338.307
2201.792	95.697	313.602	16.927	640.849	61.024	288.542	36.890	110.672	13.902	337.690
2201.931	96.138	312.449	17.509	650.765	62.329	296.279	34.732	103.211	13.962	337.364
2197.591	95.537	312.271	17.449	659.750	62.519	302.627	32.627	95.979	14.065	337.279
2190.880	94.381	314.567	17.321	668.405	61.975	308.825	30.990	90.323	14.135	337.075
2194.051	94.993	312.661	17.743	678.207	63.047	307.993	30.084	87.288	14.204	337.357
2176.703	91.726	316.005	17.417	688.083	60.451	325.182	29.207	84.220	14.327	337.414
2204.053	97.055	312.807	18.355	697.610	67.106	337.302	23.593	64.963	14.449	336.598
2197.754	95.820	312.658	18.375	706.944	67.853	340.699	18.508	47.847	14.492	336.816
2198.081	96.478	313.001	19.514	717.136	71.381	360.897	11.335	23.472	14.638	336.211
2198.417	96.941	313.053	12.525	726.333	74.251	382.277	4.393	0.000	14.753	335.819

ESSAI #2

P2 (kPa)	T2 (°C)	P1 (kPa)	T1 (°C)	P4 (kPa)	T4 (°C)	Tap #2 (kPa)	Omega (%)	FT3 (g/s)	FT4 (g/s)	FT5 (g/s)
2304.797	95.737	327.760	14.743	514.867	56.292	256.751	40.501	133.053	11.126	355.990
2301.946	96.424	327.972	18.971	613.536	59.659	256.397	40.524	130.856	12.867	354.663
2299.391	96.255	328.355	17.800	631.681	59.462	256.684	40.674	131.088	13.003	354.255
2296.597	96.319	328.344	18.402	651.746	60.220	274.597	39.820	127.615	13.226	353.699
2300.374	96.277	328.044	18.458	660.929	60.492	284.099	38.855	124.517	13.187	354.410
2302.244	96.126	328.172	18.620	669.853	60.857	296.707	37.348	119.234	13.317	354.909
2302.320	96.381	326.157	18.524	679.440	61.888	306.814	34.812	110.030	13.445	354.694
2303.743	96.757	328.968	18.922	689.339	62.758	315.622	33.594	105.490	13.597	354.494
2302.366	96.879	328.732	19.140	698.783	63.777	321.899	31.064	96.317	13.692	354.132
2303.165	97.303	327.455	19.342	708.296	64.721	322.555	29.792	91.596	13.807	353.789
2303.593	97.623	327.706	19.403	719.009	65.264	323.183	29.556	90.531	13.944	353.486
2304.458	98.041	327.311	19.894	727.683	67.510	353.195	24.099	71.150	13.978	353.246
2302.050	98.047	327.485	20.007	730.675	67.968	351.397	22.966	66.995	14.016	352.749
2307.568	98.746	329.426	21.169	747.303	71.349	367.019	15.569	40.687	14.275	353.017

ESSAI #3

P2 (kPa)	T2 (°C)	P1 (kPa)	T1 (°C)	P4 (kPa)	T4 (°C)	Tap #2 (kPa)	Omega (%)	FT3 (g/s)	FT4 (g/s)	FT5 (g/s)
2028.768	91.574	286.596	12.564	495.843	55.091	224.081	40.802	114.451	12.702	311.631
2028.957	91.971	285.810	12.317	502.887	55.540	223.914	40.610	113.595	12.843	311.347
2028.771	92.415	286.671	12.445	512.779	56.058	224.040	40.879	114.148	12.978	310.978
2028.986	92.891	286.579	12.852	522.362	56.748	224.024	40.880	113.767	13.198	310.582
2029.902	93.661	286.217	13.174	531.661	57.673	223.990	40.816	113.194	13.370	310.088
2031.539	94.624	286.307	13.452	542.849	58.761	224.108	40.859	112.941	13.555	309.589
2032.800	95.174	286.136	13.685	551.996	59.459	224.206	40.809	112.586	13.686	309.422
2032.937	95.442	285.919	14.026	562.287	59.970	225.520	40.682	111.837	13.938	309.167
2033.736	96.305	286.509	14.464	571.899	61.019	233.526	40.486	110.808	14.110	308.547
2033.859	96.750	286.639	14.769	581.044	62.040	250.511	39.115	106.353	14.232	308.285
2032.745	97.160	286.178	15.151	591.180	63.339	264.401	36.806	98.900	14.373	307.755
2031.560	97.317	287.424	15.213	600.744	64.248	273.769	34.875	92.761	14.460	307.445
2031.469	97.518	288.498	15.704	610.836	65.410	281.427	32.349	84.699	14.681	307.213
2031.961	97.942	284.968	15.947	619.602	66.677	280.520	30.256	78.095	14.767	306.924
2032.069	98.501	284.825	15.822	628.346	67.578	281.208	29.606	75.934	14.840	306.607
2031.300	98.767	285.208	17.467	637.322	70.277	302.476	23.474	56.854	15.013	306.159
2032.188	99.120	286.383	18.230	647.775	72.747	312.858	18.217	40.514	15.222	305.949
2032.507	99.523	286.226	16.993	661.992	77.337	340.470	8.194	9.703	15.357	305.816

ESSAI #4

P2 (kPa)	T2 (°C)	P1 (kPa)	T1 (°C)	P4 (kPa)	T4 (°C)	F3 (g/s)	F4 (g/s)	F5 (g/s)	Tap #2 (kPa)	Tap #3 (kPa)	Tap #4 (kPa)	Omega (%)
2850.325	104.070	415.258	24.006	685.066	62.065	169.907	10.913	444.054	323.086	269.686	274.439	40.720
2849.262	104.253	414.231	23.723	694.191	62.352	168.948	11.112	443.604	323.083	268.934	314.979	40.590
2840.373	103.621	412.917	23.565	697.707	61.885	169.349	9.914	442.819	322.266	-	-	40.482
2848.143	104.415	413.192	23.472	703.985	62.642	167.940	11.289	443.113	322.409	268.507	395.192	40.448
2843.521	104.491	414.499	23.520	713.844	62.833	169.245	11.425	442.111	321.995	269.031	429.716	40.865
2846.010	104.077	415.098	23.838	715.846	62.546	168.880	11.971	443.283	323.181	-	-	40.798
2844.282	104.598	415.122	23.799	723.839	63.135	169.508	11.564	442.053	322.452	269.190	444.236	40.962
2846.994	104.545	414.604	23.944	733.359	63.280	168.588	11.742	442.707	322.561	269.231	455.599	40.733
2838.208	105.173	411.350	23.466	736.223	64.034	163.600	14.807	440.169	321.414	-	-	40.531
2851.437	104.630	414.863	24.040	743.505	63.517	168.334	11.922	443.374	322.972	270.041	468.381	40.655
2839.845	104.879	414.594	24.300	752.913	64.027	168.814	12.032	440.818	321.523	280.289	488.371	41.025
2841.280	104.898	414.114	24.719	762.942	64.360	168.108	12.091	441.067	321.935	330.919	504.497	40.855
2833.877	105.272	412.747	24.213	763.612	64.680	164.518	15.179	439.191	321.334	-	-	40.915
2842.784	104.928	414.364	24.949	772.820	64.585	167.970	12.209	441.367	322.347	379.361	517.043	40.823
2844.921	104.942	414.555	25.188	782.660	64.799	167.767	12.306	441.680	322.416	407.080	530.130	40.770
2842.649	105.008	414.499	25.420	792.543	65.101	167.579	12.437	441.158	322.920	430.544	547.493	40.805
2843.241	105.092	414.966	25.644	802.401	65.387	167.265	12.559	441.140	326.301	446.625	561.303	40.763
2846.832	104.145	414.246	24.336	802.589	64.124	163.585	15.713	443.086	326.647	446.894	561.309	40.466
2847.863	104.440	414.691	24.512	807.663	64.529	163.314	15.779	442.869	330.008	452.797	568.090	40.439
2826.725	105.596	411.104	25.237	812.115	66.322	158.504	15.869	437.361	343.428	-	-	39.869
2845.552	104.753	413.916	24.656	812.294	65.044	161.662	15.810	441.953	337.064	458.865	575.152	40.156

2846.947	104.904	414.813	24.802	817.481	65.332	160.780	15.881	442.001	344.703	464.549	582.480	39.969
2829.346	105.626	414.298	25.450	822.738	66.637	156.608	15.848	437.771	361.277	-	-	39.394
2846.460	105.011	414.567	25.075	827.074	65.959	154.707	16.000	441.867	365.059	478.929	598.776	38.633
2829.253	105.693	413.858	25.753	831.629	67.289	149.352	15.937	437.665	375.943	-	-	37.766
2844.806	104.354	413.992	25.018	836.742	65.899	146.544	16.134	442.467	379.397	494.891	615.759	36.766
2827.657	105.753	415.213	25.738	841.838	67.852	142.910	16.042	437.327	388.033	-	-	36.346
2843.590	104.451	415.246	25.052	846.175	66.447	140.680	16.229	442.046	390.820	510.203	629.197	35.496
2823.900	105.864	414.583	25.898	851.431	68.704	133.184	16.149	436.460	397.405	-	-	34.215
2846.140	104.491	415.238	25.209	856.179	67.091	132.404	16.357	442.414	398.403	524.953	644.912	33.625
2822.445	105.934	413.110	26.244	860.712	69.573	123.115	16.280	436.069	403.057	-	-	31.966
2843.820	104.542	415.911	25.407	865.677	67.732	125.170	16.455	441.923	405.691	543.939	663.303	32.047
2819.472	105.992	412.138	26.100	869.617	70.156	116.410	16.360	435.449	405.358	-	-	30.490
2842.986	104.525	414.909	25.627	875.633	68.400	116.668	16.591	441.809	408.500	552.246	678.047	30.162
2828.109	105.987	412.460	26.148	880.778	70.368	114.334	16.491	436.971	406.519	-	-	29.939
2843.842	104.599	414.008	25.674	885.352	68.755	114.026	16.700	441.855	409.214	566.364	704.630	29.586
2826.329	106.033	411.755	26.276	890.158	70.681	113.049	16.471	436.608	407.352	-	-	29.665
2845.992	104.675	414.083	25.962	895.359	69.057	113.398	16.810	442.133	408.891	571.498	729.442	29.450
2825.040	106.116	412.589	26.880	899.269	72.554	88.527	16.474	436.242	451.202	-	-	24.069
2846.081	104.559	413.906	26.593	904.714	70.668	87.767	16.889	442.265	456.249	767.872	805.517	23.664
2822.804	106.186	413.986	26.630	909.058	73.464	77.132	16.617	435.650	438.643	-	-	21.519
2848.269	104.720	413.598	26.511	914.331	71.629	76.995	17.031	442.464	441.890	684.726	810.425	21.250
2824.385	106.263	411.622	27.441	918.640	75.574	51.650	16.661	435.798	457.787	-	-	15.675

ESSAI #5

P2 (kPa)	T2 (°C)	P1 (kPa)	T1 (°C)	P4 (kPa)	T4 (°C)	Tap #2 (kPa)	Omega (%)	F3 (g/s)	F4 (g/s)	F5 (g/s)
2630.804	101.153	381.176	21.048	645.122	60.780	296.824	40.897	155.915	10.835	407.735
2632.792	101.510	381.979	21.563	666.175	61.500	297.112	41.011	156.071	11.113	407.662
2636.536	102.297	380.579	23.067	735.344	63.752	297.914	40.539	153.455	11.671	407.325
2633.788	102.219	380.347	23.200	742.285	63.865	300.646	40.454	152.814	11.793	406.905
2635.316	102.645	381.084	23.491	751.910	64.528	310.967	40.205	151.593	11.887	406.616
2632.470	102.981	381.385	23.792	761.074	65.316	329.608	39.302	147.501	11.959	405.727
2632.884	103.105	381.861	23.895	771.307	65.994	346.313	37.702	140.866	12.061	405.617
2631.032	103.527	380.314	23.939	780.510	67.110	356.817	35.584	131.918	12.107	404.745
2629.304	103.719	382.583	24.243	789.838	67.829	365.993	34.330	126.548	12.219	404.213
2630.193	103.960	383.432	24.530	800.188	68.776	373.406	32.328	118.276	12.329	404.006
2631.599	104.158	382.119	24.707	809.607	69.613	375.735	30.531	110.911	12.441	404.017
2632.142	104.368	381.578	24.521	818.861	70.043	375.770	30.116	109.136	12.495	403.870
2629.884	104.547	380.247	25.093	829.713	70.752	390.672	29.273	105.454	12.603	403.292
2629.456	104.819	382.751	25.900	838.095	72.796	415.465	23.881	83.528	12.673	402.831
2629.771	105.123	382.152	26.176	857.421	76.397	428.009	14.465	45.382	12.828	402.408

APPENDICE B

Tableaux des analyses statistiques des données – Tuyère avec gorge de 7.09 mm

Les points A-D dans ces tableaux correspondent aux variables mesurées pour des conditions d'écoulement choisies aux alentours des points A, B, C et D, indiqués dans la figure 4 de l'article.

	Point (Fig. 4)	Valeur	Essai1	Essai2	Essai3	Essai 4	Essai5
Débit massique secondaire (g/s)	D	Moyenne	129.180	140.842	126.564	179.824	163.480
		Ecart-type	0.730	0.225	0.345	0.116	0.316
		Min	127.845	140.013	125.781	179.458	162.745
		Max	130.360	141.491	127.589	180.126	164.190
	C	Moyenne	117.173	132.551	107.222	158.951	144.026
		Ecart-type	0.195	0.236	0.248	0.408	0.221
		Min	116.623	131.706	106.764	157.764	143.452
		Max	117.785	133.085	107.938	160.306	144.543
	B	Moyenne	98.548	104.475	90.774	129.520	118.057
		Ecart-type	0.314	0.204	0.136	0.198	0.169
		Min	97.906	103.941	90.313	128.909	117.513
		Max	99.272	104.979	91.101	129.984	118.607
	A	Moyenne	79.413	85.128	55.736	105.001	96.200
		Ecart-type	0.544	0.100	0.086	0.108	0.785
		Min	77.340	84.835	55.533	104.651	93.065
		Max	80.531	85.519	55.963	105.292	97.424
Débit massique primaire (g/s)	D	Moyenne	338.307	353.699	310.088	441.140	406.616
		Ecart-type	0.288	0.259	0.361	0.349	0.289
		Min	337.577	352.724	309.165	440.162	405.576
		Max	339.094	354.454	310.895	442.106	407.285
	C	Moyenne	337.364	354.909	307.445	437.327	404.745
		Ecart-type	0.279	0.282	0.231	0.372	0.331
		Min	336.467	354.241	306.815	436.381	403.995
		Max	338.026	355.693	307.968	438.368	405.725
	B	Moyenne	337.414	353.486	306.607	436.608	403.292
		Ecart-type	0.227	0.297	0.225	0.517	0.212
		Min	336.830	352.638	305.896	435.398	402.670
		Max	338.047	354.347	307.178	437.983	403.845

	A	Moyenne	336.598	353.246	305.949	436.242	402.831
		Ecart-type	0.232	0.264	0.472	0.442	0.183
		Min	335.932	352.467	304.315	435.014	402.414
		Max	337.278	354.027	307.135	437.257	403.418
Pression à l'évaporateur (kPa)	D	Moyenne	313.586	328.344	286.217	414.966	381.084
		Ecart-type	1.295	0.666	0.552	0.424	0.898
		Min	310.587	326.243	284.646	413.617	379.009
		Max	317.545	330.241	287.851	416.395	383.679
	C	Moyenne	312.449	328.172	287.424	415.213	380.314
		Ecart-type	1.614	1.137	1.692	1.066	1.166
		Min	308.176	325.327	284.066	412.976	377.667
		Max	316.080	331.095	292.154	418.256	383.099
	B	Moyenne	316.005	327.706	284.825	411.755	380.247
		Ecart-type	3.174	0.765	0.732	1.328	1.146
		Min	309.397	325.602	282.846	408.856	377.178
		Max	324.107	330.210	286.142	415.387	382.763
	A	Moyenne	312.807	327.311	286.383	412.589	382.751
		Ecart-type	1.827	1.340	1.281	1.054	1.643
		Min	308.817	323.710	283.944	410.199	379.650
		Max	316.599	330.302	288.827	415.357	387.707
Pression au condenseur (kPa)	D	Moyenne	632.041	651.746	531.661	802.401	751.910
		Ecart-type	1.541	1.144	1.374	0.256	1.808
		Min	629.444	649.266	528.596	801.843	747.871
		Max	635.350	654.393	535.096	803.171	755.196
	C	Moyenne	650.765	669.853	600.744	841.838	780.510
		Ecart-type	1.048	1.411	1.823	1.324	1.470
		Min	648.625	665.105	597.491	839.152	777.856
		Max	653.432	673.299	605.365	845.698	783.990
	B	Moyenne	688.083	719.009	628.346	890.158	829.713
		Ecart-type	1.282	1.377	0.942	0.899	0.653
		Min	685.842	716.239	626.514	888.318	827.937
		Max	690.741	722.282	630.314	892.026	830.912
	A	Moyenne	697.610	727.683	647.775	899.269	838.095
		Ecart-type	1.504	1.037	0.750	0.889	1.532
		Min	695.090	725.394	646.474	896.695	835.582
		Max	700.720	731.071	649.495	900.952	842.494