



# Journal of Materials and Engineering Structures

## Research Paper

### Structure de l'écoulement et de mélange dans un éjecteur supersonique gaz-gaz installé dans un système frigorifique d'une capacité de 10TR

Flow and mixing structure in a supersonic gas-gas ejector installed in a refrigeration system with a load capacity of 10TR

**Malek Hamzaoui** <sup>a,\*</sup>, **Hakim Nesreddine** <sup>b</sup>, **Zine Aidoun** <sup>c</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire LMSE, Faculté de génie de la construction, Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, Algerie

<sup>b</sup> Laboratoire de technologie de l'énergie, Hydro-Quebec Shawinigan (PQ) G9N 7N5, Canada

<sup>c</sup> Canmet ENERGY Natural Resources Canada, Varennes (PQ) J3X 1S6, Canada

#### ARTICLE INFO

Historique de l'article :

Reçu : 21 Aout 2021

Révisé : 12 Décembre 2021

Accépté : 22 Décembre 2021

Mots clés:

Ejecteur

CFD

R245fa

Refrigeration

Keywords :

Ejector

CFD

R245fa

Refrigeration

#### RESUME

La complexité de l'écoulement dans un éjecteur nécessite une visualisation très poussée afin de décrire le comportement de l'éjecteur. Cet article repose sur une simulation de l'écoulement de R245fa dans l'éjecteur supersonique gaz-gaz installé dans un système frigorifique réel d'une capacité nominale de 10 TR. Le modèle de turbulence k-e RNG est choisi pour deux modes de fonctionnement de l'éjecteur, critique et sous-critique. L'analyse montre que la contre-pression affecte d'une façon significative, à la fois, le débit de réfrigérant induit et le régime de fonctionnement de l'éjecteur. L'utilisation de la base de données de NIST-REFPROP et un maillage adapté pour chacune de simulation permet de donner des résultats très proche à la réalité physique tel que pour le régime critique les erreurs relatives ne dépassent pas 4%, par contre, en régime sous critique, elles sont de l'ordre de 14%.

#### ABSTRACT

The complexity of the flow in an ejector requires very careful visualization in order to describe the ejector behavior. This paper is based on a numerical simulation of the flow of R245fa through the gas-gas supersonic ejector installed in a real refrigeration system with a nominal capacity of 10 TR. The k-e RNG turbulence model is chosen for two modes of ejector operation, critical and sub-critical. Analysis shows that back pressure significantly affects both induced refrigerant flow and ejector operating regime. The use of the NIST-REFPROP database and a mesh adapted for each simulation allows to give results very close to the physical reality such that for the critical (on design) regime the relative errors do not exceed 4%, on the other hand, in under critical conditions (off design), they are of the order of 14%.

\* Corresponding author.

E-mail address: malek.hamzaoui@umtmo.dz

e-ISSN: 2170-127X,



RESEARCH REVIEW of  
Sciences and Technologies

## 1 Introduction

Les éjecteurs monophasiques sont activés par les rejets thermiques ou la chaleur de sources renouvelables peu coûteuses. Ils peuvent être employés dans une variété d'applications, notamment dans les systèmes de chauffage, de refroidissement ou de réfrigération, contribuant ainsi à améliorer l'efficacité des systèmes, réduire la consommation énergétique et les gaz à effet de serre.

Le principe de fonctionnement des éjecteurs repose sur l'utilisation d'une tuyère convergente-divergente pour convertir l'énergie de pression d'un courant moteur (fluide primaire à énergie relativement élevée) en énergie cinétique permettant l'aspiration et l'entraînement d'un fluide secondaire à basse température (courant induit à énergie faible) le mélange et la compression du fluide résultant en reconvertissant l'énergie cinétique en énergie de pression.

Pour ce faire, l'éjecteur comprend une tuyère convergente-divergente insérée dans un corps principal généralement cylindrique et regroupant une chambre de mélange et un diffuseur. La chambre de mélange elle-même comprend une zone conique à l'entrée, prolongée d'une partie cylindrique de section constante parfois appelée le col de la chambre de mélange (figure 1). L'effet de compression résulte de l'interaction entre les deux courants de fluide moteur et induit. Le courant moteur est produit à haute pression dans un générateur utilisant une source de chaleur de basse énergie (rejets thermiques, énergie solaire et autre). Ainsi, un éjecteur peut être intégré dans un cycle de froid ou de chaleur et servir dans plusieurs autres procédés. Le fonctionnement d'un tel cycle est bien décrit dans la littérature scientifique [1-15].

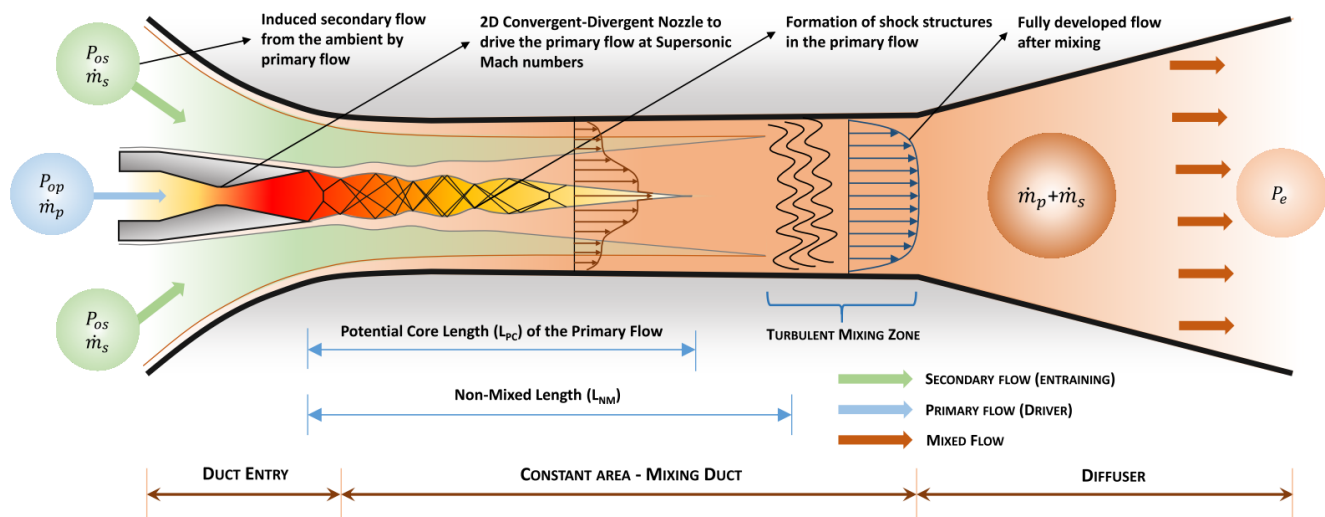


Figure 1 – Schéma représentatif de champs de l'écoulement dans un éjecteur supersonique [1].

L'efficacité globale des éjecteurs est comparativement inférieure à celle des technologies concurrentes comme la compression mécanique. Toutefois, les éjecteurs offrent des avantages compétitifs en termes de simplicité, de coût et d'entretien, en plus d'utiliser de la chaleur perdue à basse température. Plusieurs modèles mathématiques pour l'étude et la conception des éjecteurs ont été proposés au cours du temps.

Les méthodes de conception traditionnelles intègrent de nombreuses hypothèses simplificatrices ou reposent sur des techniques empiriques. En réalité, le processus d'écoulement dans un éjecteur n'est ni unidimensionnel ni en équilibre thermodynamique, tel que généralement supposé, de sorte que le degré de réussite dans l'étude de ce dispositif a été atteint à des degrés divers. En tout cas, dans tous les modèles existants, ce sont les hypothèses, les conditions aux limites et les procédures de calcul utilisées qui distinguent les différentes approches et la qualité de leurs résultats.

Certaines recherches ont focalisé sur la conception et le fonctionnement de l'éjecteur afin de comprendre son comportement et évaluer sa performance dans les conditions de réfrigération ou de chauffage en utilisant une variété de fluides de travail [1-5, 7, 16]. Néanmoins, dans la plupart de ces travaux il est surtout question du comportement de l'éjecteur et de sa performance globale, sans égard à l'évolution de la structure interne de l'écoulement et son influence sur la stabilité de fonctionnement ou l'efficacité en général.

Étant donné que le fonctionnement d'un éjecteur fait intervenir des mécanismes complexes d'interaction entre courants de fluide, la structure de l'écoulement dans l'éjecteur demeure encore peu comprise et continue de faire l'objet d'un regain d'intérêt et de beaucoup de recherche.

Une étude détaillée sur la détection des pseudo-chocs est présentée par Matsuo et al en 1999 [17] en se basant sur plusieurs études expérimentales recueillies dans la littérature. Les auteurs ont identifié la présence d'un train de choc au niveau de la chambre de mélange de l'éjecteur.

La plupart des études expérimentales par visualisation interne de l'écoulement dans la zone de mélange utilisent surtout de l'air dans des cavités transparentes [18-20], de l'azote [21], de la vapeur [22] et rarement un réfrigérant [23]. Ces recherches ont généralement montré des phénomènes d'interaction complexes avec des structures variables, constituées d'ondes de compression-détente, de couches de fort cisaillement et de disques de Mach, en fonction des contraintes externes courantes, confirmant ainsi les conclusions de Matsuo et al. [17].

Le schéma d'écoulement à l'intérieur de l'éjecteur supersonique illustré sur la figure 1 donne un aperçu général de la complexité du processus. Plusieurs aspects tels que l'induction de l'écoulement secondaire par effet de succion et d'entraînement provoqués par l'écoulement primaire, le développement de la couche de cisaillement à la fois dans la zone d'interaction entre les deux écoulements et le mélange éventuel des fluides sont montrés. La longueur potentielle du jet primaire  $L_{pc}$  indique grosso-modo la zone où les courants primaires et secondaires préservent encore leur identité. À la sortie de la tuyère primaire, les ondes de compression-détente dans le courant moteur caractérisant la structure de l'écoulement primaire sont clairement mises en évidence [1]. La longueur  $L_{nm}$  représente la zone où les deux courants commencent leur fusion. À ce stade-ci, l'apparition de chocs forts encourage le mélange complet de l'écoulement avant le diffuseur.

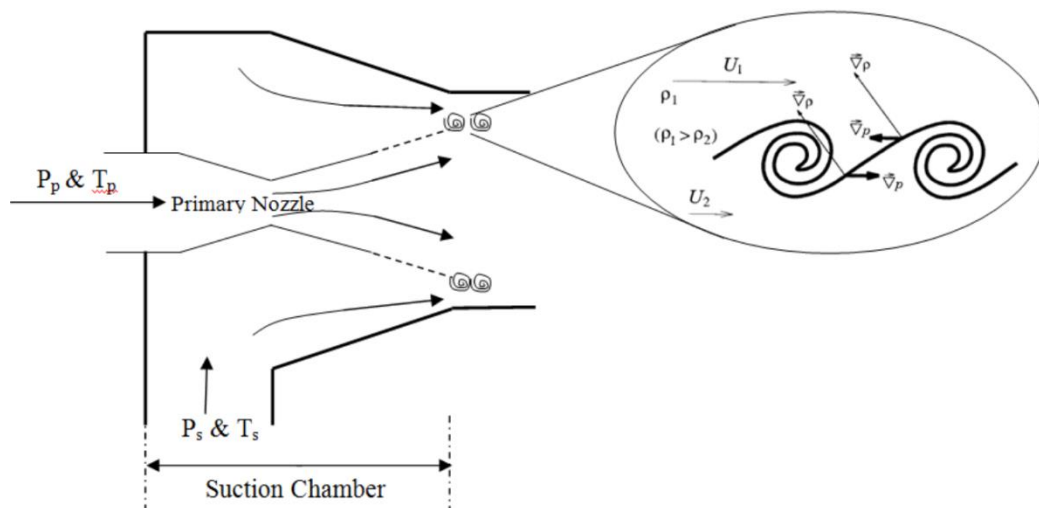


Figure 2 – Formation des tourbillons lors de l'interaction entre les deux flux [24].

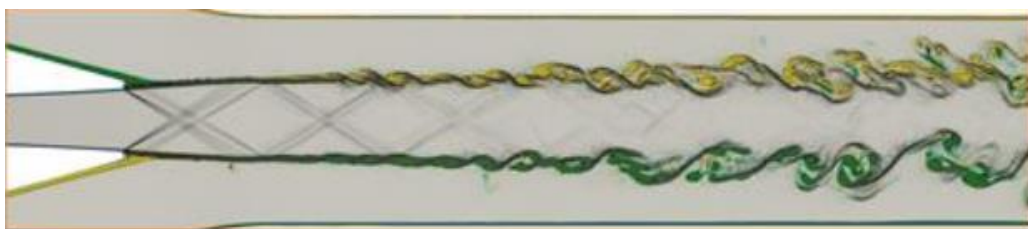


Figure 3 – Structure de l'interaction entre le jet primaire et secondaire [8].

L'interaction dans l'éjecteur des deux courants gazeux se déplaçant dans la même direction mais avec des vitesses différentes produit une perturbation communément appelée instabilité de Kelvin-Helmholtz [25]. Ce phénomène génère des tourbillons à l'intérieur de l'éjecteur qui nécessite alors un espace supplémentaire pour les accueillir. Selon [24], ces tourbillons de forme spirale sont reliés à des couches de cisaillement entre les deux courants peuvent se produire au fur et à mesure du contact entre les courants primaire et secondaire dans la chambre de mélange. Le cisaillement correspond à l'interface de densité et est normal à celle-ci comme le montre la figure 2, un couple barocline étant la source des tourbillons.

Une telle analyse est confirmée numériquement en 2019 par Croquer et al. [8]. Un échantillon de leurs résultats est illustré sur la figure 3, montrant la présence de la zone d'interaction entre les deux courants en présence de cisaillement qui va en s'amplifiant le long de la chambre de mélange.

Les approches de modélisation par CFD fournissent des éléments d'informations permettant de visualiser les écoulements compressibles supersoniques en présence de mélange dans l'éjecteur. Il devient donc possible par cette technique de visualiser la structure de l'écoulement dans sa complexité. Cette approche fait l'objet des recherches très poussées comme les travaux de Bartosiewicz et al. [9], de Bouhanguel, [10], de Croquer, [11] en plus récemment de Hamzaoui [7]. Bien que tous ces travaux portent beaucoup plus sur le comportement de l'écoulement dans l'éjecteur, l'obtention de données sur la formation d'ondes de choc et la nature de l'interaction entre les deux courants de fluide demeurent encore en attente d'éclaircissement. Ces aspects nécessitent des efforts de recherche supplémentaires pour une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu.

Compte tenu de ce qui précède, il est attendu qu'une meilleure connaissance de la structure de l'écoulement contribue à l'optimisation de la géométrie interne de l'éjecteur et à l'amélioration de ses performances. À cet effet, la modélisation numérique (CFD) a été employée en raison de sa capacité de mener des études fines localement et à moindres coûts pour mieux représenter l'écoulement interne et tenter d'établir un lien entre la performance de l'éjecteur et son environnement (conditions externes de fonctionnement, interactions avec les composantes internes au cycle d'éjecto-compression). En outre un dispositif expérimental d'une éjecto-frigo-pompe disponible au LTE-Hydro-Québec a permis de générer des données de validation du modèle numérique pour une analyse approfondie du processus.

### 1.1 Régime d'écoulement dans un éjecteur

Le régime de fonctionnement de l'éjecteur a été divisé en modes (figure 4). Le Régime critique, le régime sous critique et le régime de refoulement. Lorsque la contre-pression de l'éjecteur était inférieure à la valeur critique, l'éjecteur était en mode critique (double étouffement) et fonctionne normalement. L'éjecteur était en mode sous-critique (simple étouffement) et en mode de refoulement (dysfonctionnement) lorsque la contre-pression était supérieure à la valeur critique.

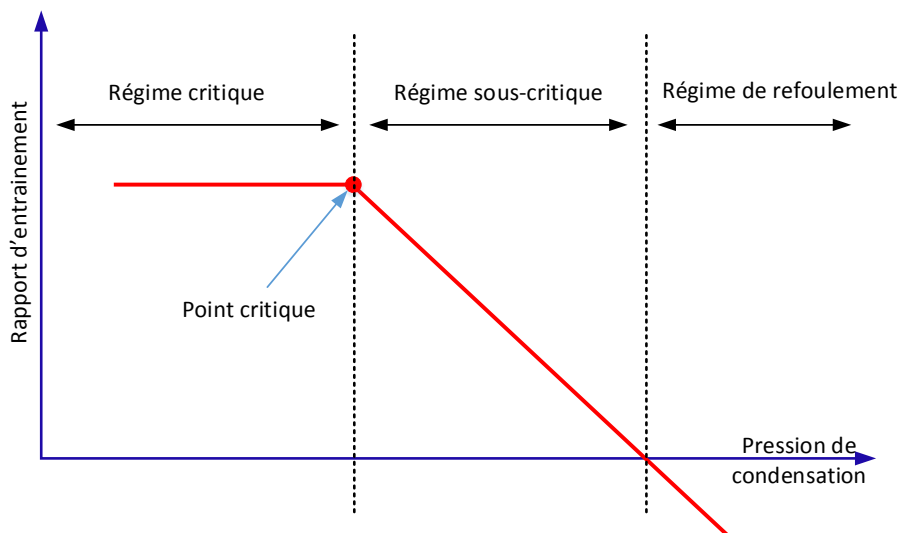


Figure 4 – Diagramme caractéristique d'un éjecteur

## 2 Approche numérique

En général, la CFD donne des informations de champ dans l'éjecteur plus présentatif qui nous guide vers des compréhensions supplémentaires qu'on ne peut pas les voir en expérimental ou en analytique. Par conséquence, le choix de modèle de turbulence est crucial pour aller vers la réalité physique. Dans les études numériques existant dans la littérature, plusieurs modèles ont été utilisés, à savoir, des modèles de turbulence basés sur des méthodes statistiques ont été adoptés pour prédire les performances de l'éjecteur, y compris Spalart-Allmaras, les modèles  $k - \epsilon$  standard, le  $k - \epsilon$  réalisable et le  $k - \epsilon$  RNG, les modèles  $k - \omega$  standard et le  $k - \omega$  SST, et autre modèles.

Les propriétés physiques de réfrigérant ont été tirées directement à chaque itération de NIST-REFPROP V8, en couplant REFPROP avec ANSYS-FLUENT, afin d’aller vers les propriétés réelles du fluide utilisés. Cette méthode est très solide et montre de très bons résultats par rapport aux résultats expérimentaux.

### 2.1 Géométrie de l'éjecteur

La géométrie de l'éjecteur est montrée dans la figure5 et les dimensions sont présentées dans le tableau 1

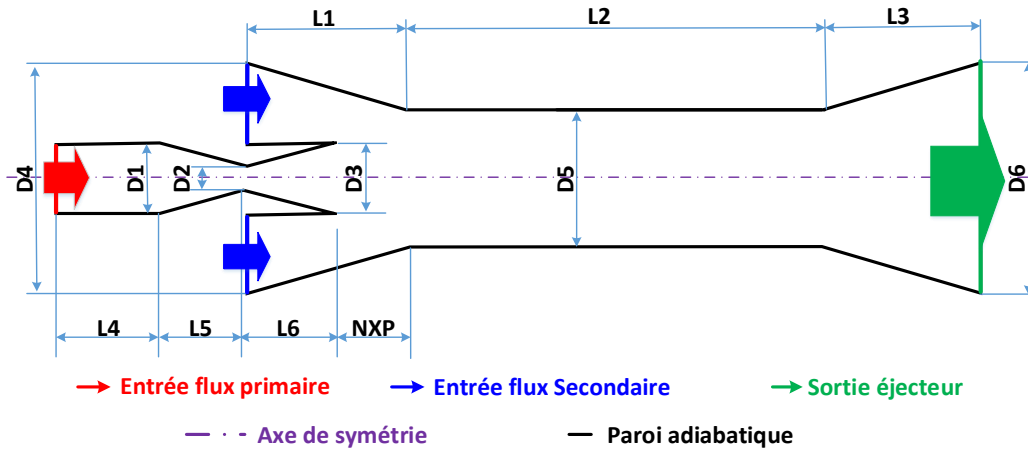


Figure 5 – Géométrie de l'éjecteur

Tableau 1 – Dimension de l'éjecteur

Les longueurs							Les diamètres					
NXP	L1	L2	L3	L4	L5	L6	D1	D2	D3	D4	D5	D6
[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
27.94	104.93	204.42	80.0	75.0	56.04	35.0	30.0	20.2	26.32	41.07	34.07	48.07

### 2.2 Modélisation et choix du modèle de turbulence

Pour un système axisymétrique, seules les variations radiales et longitudinales des variables influencent le processus d'écoulement, c.-à-d.  $\left(\frac{\partial}{\partial \theta} = 0\right)$ . Le modèle s'écrit alors comme décrit ci-dessous.

Les équations de conservation de la matière et de la quantité de mouvement en coordonnées cylindriques s'écrivent sous la forme suivante

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{\rho v_r}{r} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_x) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[ r \mu \left( 2 \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right) \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] + F_x \tag{2}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_r) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \mu \left( 2 \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right) \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[ r \mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] - 2 \mu \frac{v_r}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right) + \rho \frac{v_r^2}{r} + F_r \tag{3}$$

Le choix du modèle de turbulence est basé sur l’analyse du travail de Y. Zhu et al. [21], où ces auteurs présentent une étude CFD des performances d’un éjecteur en utilisant quatre modèles de turbulence  $k - \epsilon$  standard,  $k - \epsilon$  RNG,  $k - \epsilon$  RSM, et  $k - \omega$  SST. La comparaison des résultats de chaque modèle avec les mêmes données expérimentales ont permis de conclure que le modèle  $k - \epsilon$  RNG reproduit correctement les expériences.

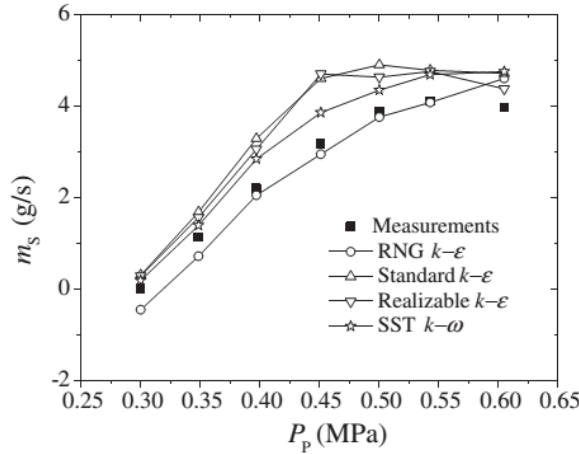


Figure 6 – Effet de paramètre d’opération sur le modèle de turbulence [21].

Le modèle de turbulence utilisé dans la simulation est le modèle  $k - \epsilon$  RNG. Il est décrit par les équations suivantes

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.k.u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_m + S_k \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.\epsilon.u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_\epsilon \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} G_{1\epsilon} G_k - \frac{\epsilon^2}{k} \rho G_{2\epsilon} - R_\epsilon \tag{5}$$

Le terme  $R_\epsilon$  est donné par l’expression

$$R_\epsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right)}{1 + \beta \eta^3} \cdot \frac{\epsilon^2}{k} \tag{6}$$

Par défaut, les constantes dans ces équations ont pour valeur de

$$C_{1\epsilon} = 1.42, C_{2\epsilon} = 1.68, \eta_0 = 4.38, \beta = 0.012$$

Dans ces équations,  $G_k$  représente la génération de l’énergie cinétique turbulente due au gradient de vitesse moyen,  $G_b$  représente la génération de l’énergie cinétique turbulente due à la flottabilité.  $Y_m$  représente un terme correcteur pour les écoulements compressibles turbulents.

$\sigma_k$  et  $\sigma_\epsilon$  sont des expressions du nombre de Prandtl turbulent pour  $k$  et  $\epsilon$ .  $S_k$  et  $S_\epsilon$  sont des termes sources.  $\mu_t$  La viscosité turbulente, déterminée par combinaison de  $k$  et  $\epsilon$

$$\mu_t = \rho.C_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon} \tag{7}$$

Le modèle  $k - \epsilon$  RNG choisit a été utilisé par plusieurs chercheurs pour décrire le comportement de fluide à l’intérieur de l’éjecteur, où Besagni et al [12] ont simulé le comportement de réfrigérant en utilisant plusieurs fluides a savoir la vapeur d’eau, le R1234ze, le R134a, le R141b et le R245fa. Les résultats ont été comparé avec d’autres résultats de la littérature. Varga et al. [13] ont effectué une comparaison entre six modèles de turbulences ( $k-\epsilon$  Standard,  $k-\epsilon$  Realizable,  $k-\epsilon$  RNG,  $k-$

$\omega$ ,  $k-\omega$  SST et transition SST - steam) afin de déterminer le modèle le plus adapter pour l'éjecteur à vapeur étudié par Eames et al. [14].

### 2.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées sont illustrées dans la figure 7

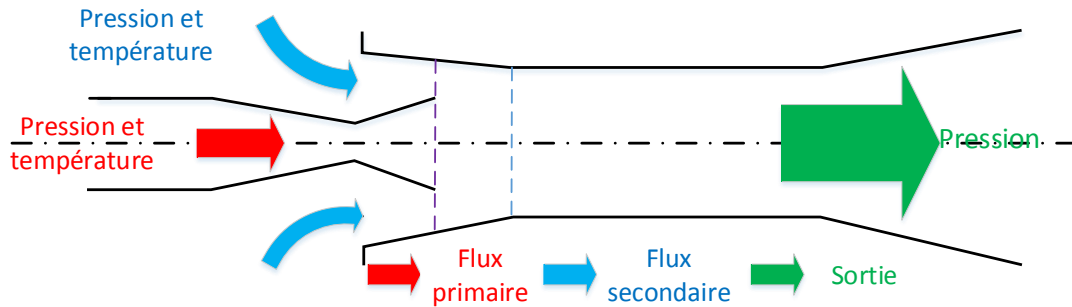


Figure 7 – Schéma des conditions aux limites.

Les entrées sont modélisées comme des conditions aux limites pression-entrée tandis que la sortie est modélisée comme une condition aux limites pression-sortie.

### 3 Banc d'essai

La figure 8 montre l'installation frigorifique à éjection de vapeur avec les différents points de mesure de la pression et de température ainsi de débit massique et des puissances, toutes les informations du banc d'essai avec détail existe dans l'article de Hamzaoui et al. [15].

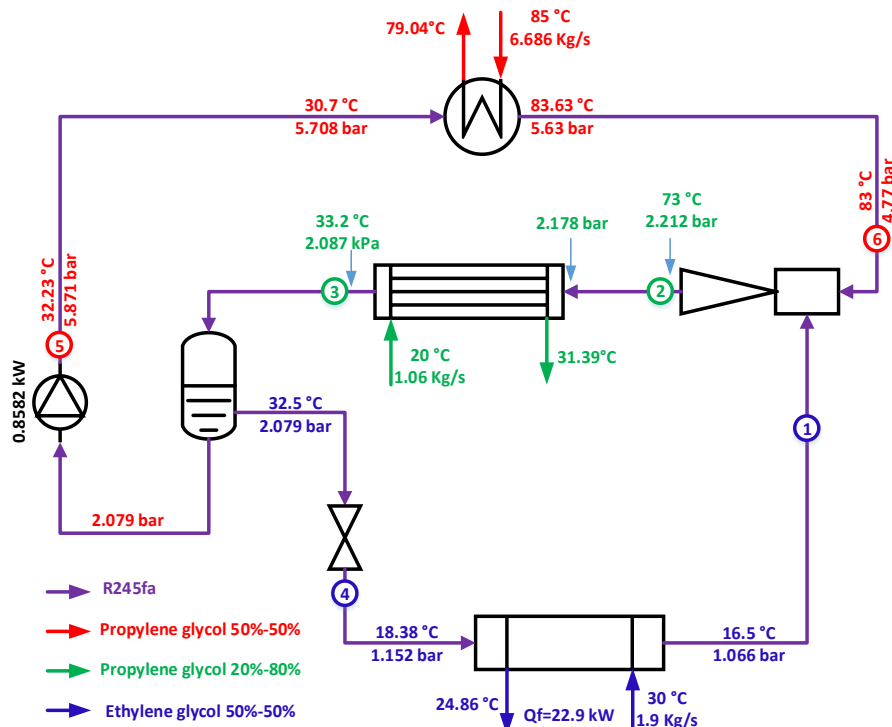


Figure 8 – Schéma simplifié du banc d'essai



### 4 Validation du modèle

La validation du modèle CFD doit être vérifiée avant de présenter et d'évaluer les résultats de la simulation. Le modèle CFD est vérifié en comparant les débits à l'entrée et à la sortie de l'éjecteur ainsi la température à la sortie de l'éjecteur. Tel que des débitmètres de type 'à effet de Coriolis' sont installées à chacune des entrées de l'éjecteur, et les capteurs de pressions et de température sont installées aussi afin de déterminer la valeur de débit, de pression et de température au bornes de l'éjecteur. En plus, Cette étude vise les conditions extrêmes de fonctionnement du banc d'essai, où la puissance frigorifique dépasse 32kW, avec un débit primaire qui est de l'ordre de 0.66 kg/s pour une pression et une température de fluide primaire respectivement de 4.9 bars et de 83 °C avec une température d'évaporation de 19.5 °C.

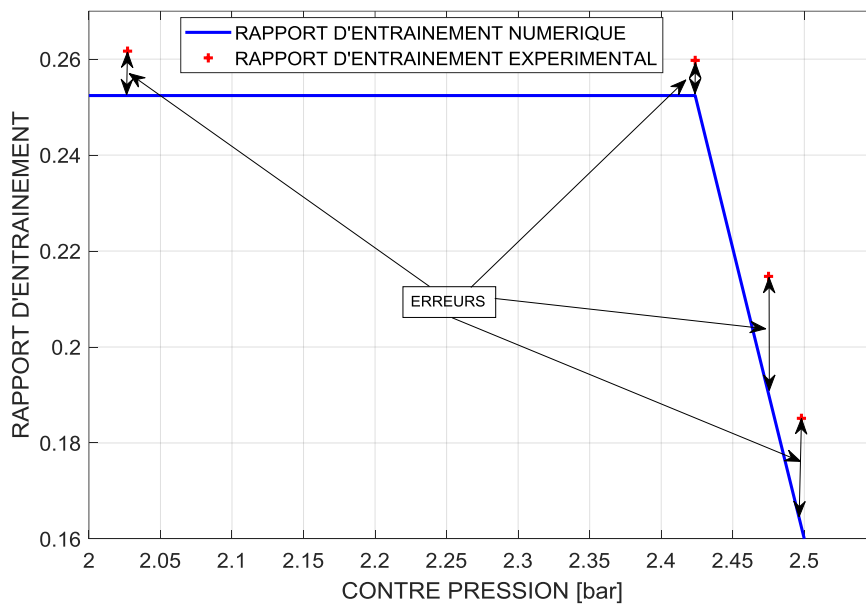


Figure 9a – Effet du contre pression sur le rapport d'entraînement

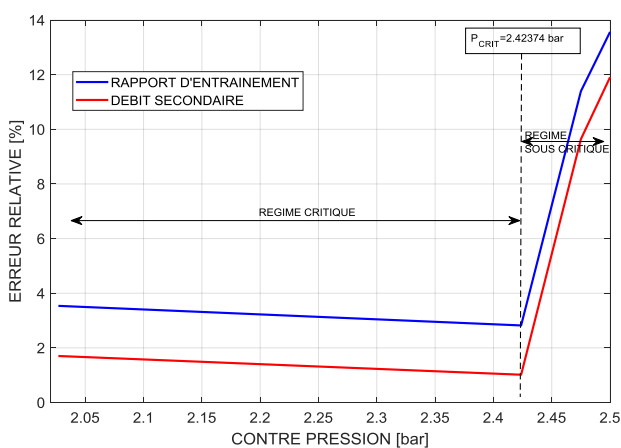


Figure 9b – Effet de la contre-pression sur l'erreur relatives entre les résultats expérimentaux et ceux de CFD

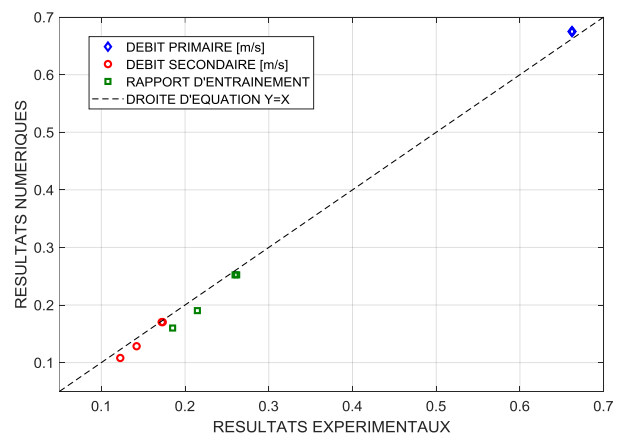


Figure 9c – Comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux de CFD

Il est très clair que les résultats numériques sont en bon accord avec l'analyse expérimentale. Enfin, la figure 9 illustre la comparaison du rapport d'entraînement entre les résultats expérimentaux ainsi la température à la sortie de l'éjecteur pour les



deux analyses numérique et expérimentale. Les résultats simulés sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et l'erreur relative est inférieure à 4% pour le régime critique, par contre pour régime sous critique, l'erreur ne dépasse pas 14%.

### 5 Structure de l'écoulement dans l'éjecteur

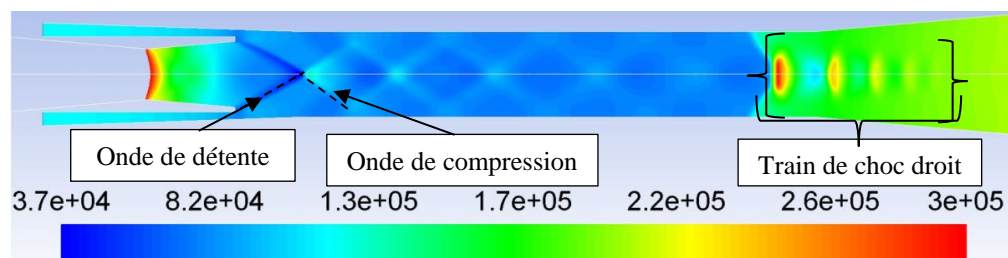
Dans l'objectif de voir la structure de l'écoulement dans l'éjecteur supersonique gaz-gaz. En traitant les deux régimes de fonctionnement (critique et sous-critique), on a choisi deux cas extrêmes de fonctionnement de l'installation. Pour ces deux régimes, les condition d'opération de l'éjecteur sont montrées dans le tableau 2

**Tableau 2 – Conditions aux limites**

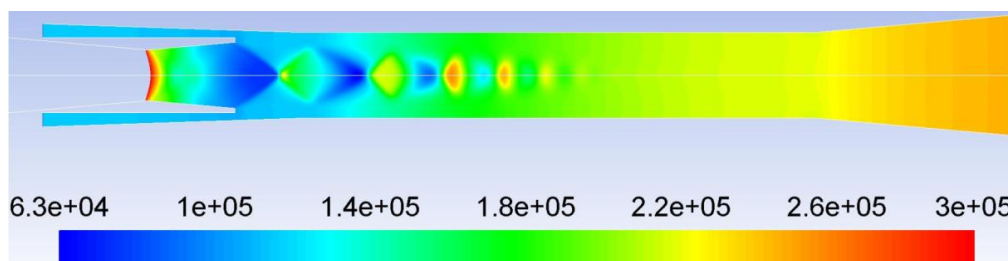
	Primaire	Secondaire	Sortie
Pression (bar)	4.9	1.202	2.027 et 2.5
Température (°C)	83	19.5	

#### 5.1 Champs de pression

La sensibilité de fonctionnement de l'éjecteur au contre pression nous permet de voir l'effet de la pression de condensation sur le champ de pression au sein de l'éjecteur, et ces effets sur la structure de l'écoulement. De ce fait, la figure 10 illustre le champ de pression pour deux cas de fonctionnement, critique ( $P_c=2.027$  bar) et sous critique ( $P_c=2.5$  bar).



(a) Pour  $P_b=2.027$  bar (régime critique)



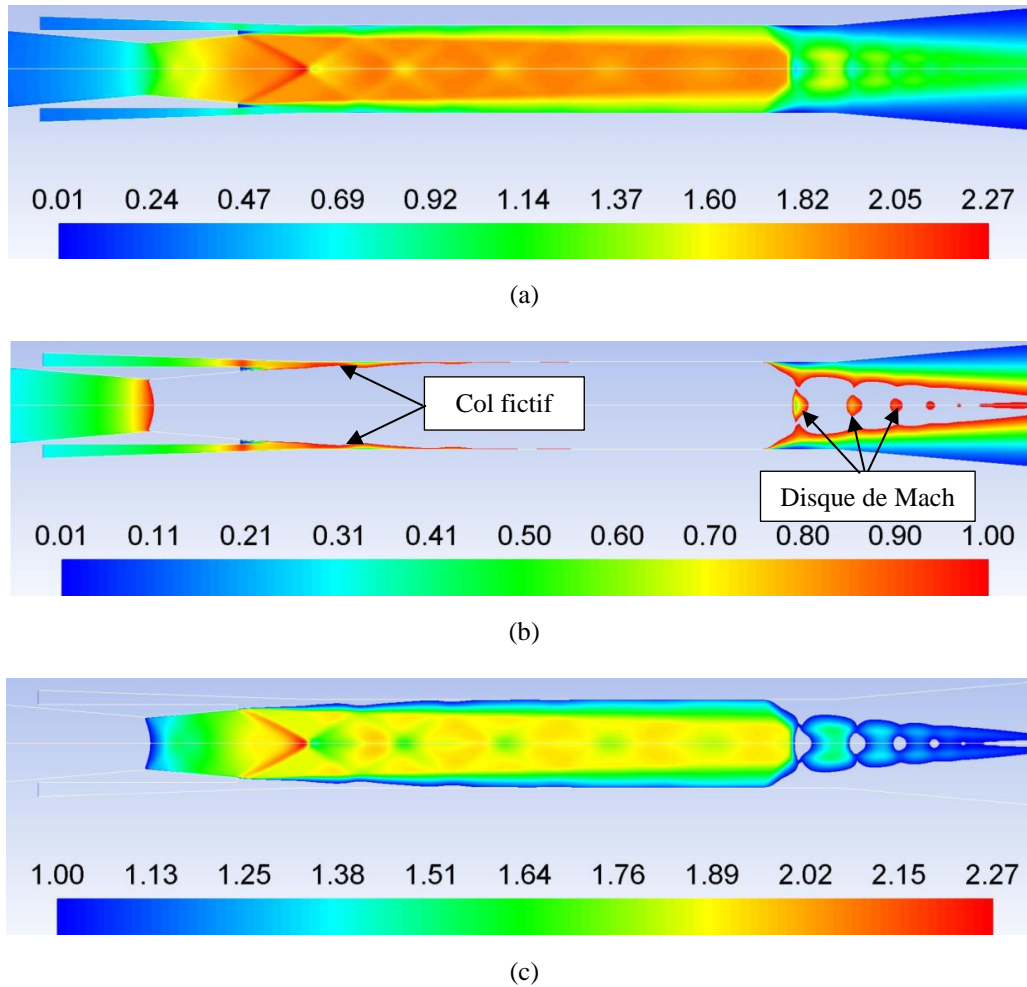
(b) Pour  $P_b=2.5$  bar (régime sous critique)

**Figure 10– Champs de pression dans l'éjecteur pour  $P_p=4.9$  bar,  $T_p=83$  °C et  $P_e = 1.202$  bar**

Les contours de pression à l'intérieur de l'éjecteur sont présentés pour un scénario de base de point de vu conditions aux limites où les pressions primaire et secondaire ainsi que les températures sont confondues avec les pressions et températures de l'expérimental, tandis qu'à la sortie de l'éjecteur, en fait varier la pression et en laissant la température comme montre le tableau ci-dessus. Ce contour représente une diminution de la pression statique en aval de la sortie de la tuyère primaire en raison que l'énergie totale est conservée, par conséquent, l'énergie de pression est convertie en énergie cinétique à travers le passage de fluide dans la tuyère primaire de l'éjecteur. La géométrie de l'éjecteur joue un rôle primordial pour le fonctionnement, la pression de fluide secondaire diminue au cours de passage dans de col secondaire. Les deux fluides se mélangent générant une série des ondes de détente puis compression.

## 5.2 Champs de Mach

L'évaluation de tel régime d'écoulement d'un gaz nécessite la présentation de nombre de Mach. Par conséquent, dans la présente étude, le mélange entre l'écoulement primaire et drainé cause un autre complexité de la structure en générale. Une séparation entre les deux régimes supersonique et subsonique est faite afin de voir la nature de flux aspiré.



**Figure 11 – Champs de Nombre de Mach pour  $P_p=4.9 \text{ bar}$ ,  $T_p=83 \text{ °C}$ ,  $P_e = 1.202 \text{ bar}$  et  $P_b=2.027 \text{ bar}$  en régime critique**

Le flux secondaire atteint le régime supersonique pour  $P_b = 2.027 \text{ bar}$  (figure 9a), par contre pour  $P_b = 2.5 \text{ bar}$  le régime de l'écoulement de flux induit est toujours subsonique (figure 11a). Pour les deux régimes critique et sou-critique, les deux écoulements primaire et secondaire sont quasiment parallèles et un choc est localisé entre eux, ce choc appelé choc de Fabry (figure 12b). En plus, pour les deux cas étudiés, l'écoulement est quasi périodique amortie, néanmoins, la valeur de la contre pression affecte la zone de périodicité, tel qu'elle se déplace vers le col primaire lorsqu'on augmente la contre pression.

L'écoulements secondaire en régime critique ( $P_b = 2.027 \text{ bar}$ ) s'accélère au-delà la du col fictif (figure 11b) et atteint le régime supersonique dans le col secondaire, les deux flux se mélangent et une formation des disque de Mach est constatée entre les deux choc droites (figures 11b et 11c), par contre, en régime sous critique ( $P_b = 2.5 \text{ bar}$ ), la contre pression affecte d'une façon significative l'écoulement dans l'éjecteur (figures 12d, 12b, 12c), ainsi que le choc de Fabry est bien formé entre les deux régimes supersonique et subsonique (figure 12b).

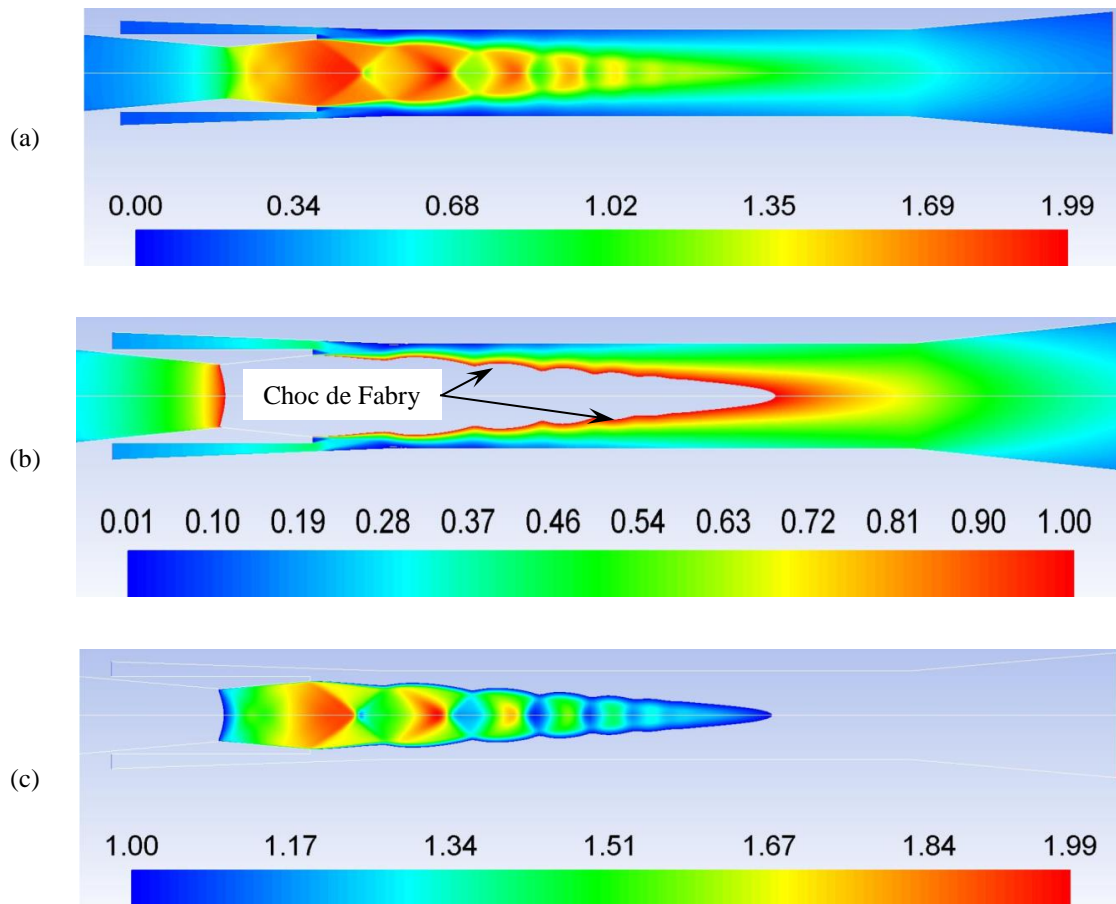
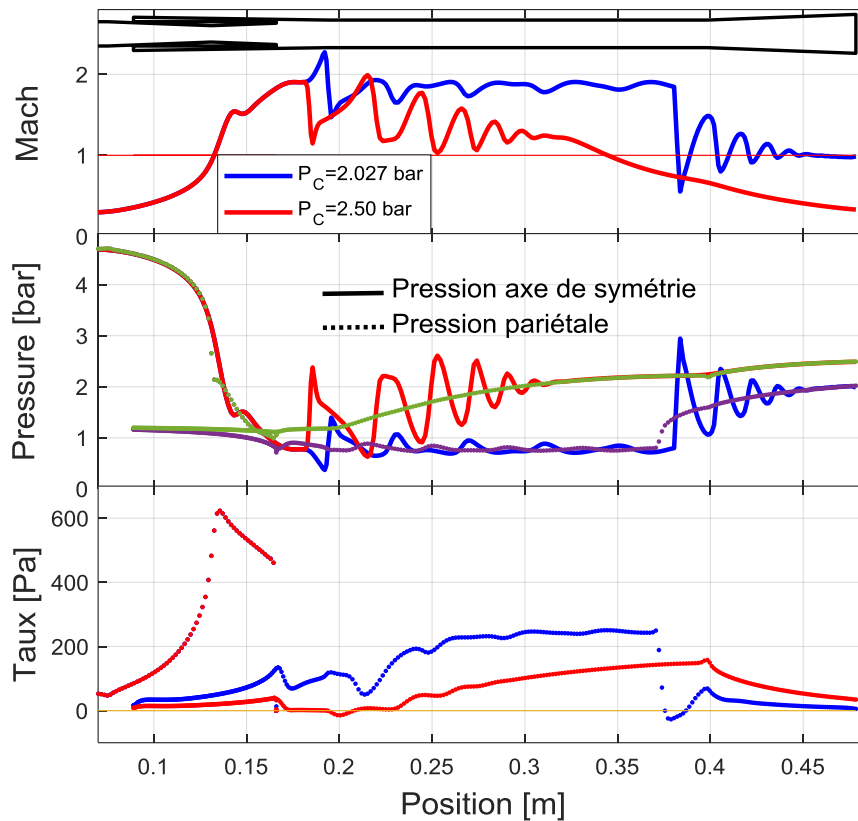


Figure 12– Champs de Nombre de Mach pour  $P_p=4.9$  bar,  $T_p=83$  °C,  $P_e = 1.202$  bar et  $P_b=2.5$  bar en régime sous critique

### 5.3 Mach, pression et taux de cisaillement le long de l'éjecteur

Afin de donner une explication sur les relations existantes entre le nombre de Mach, la pression statique et le taux de cisaillement, la figure 13 illustre les évolutions de nombre de Mach et la pression statique le long de la ligne de symétrie de l'éjecteur et le taux de cisaillement le long de la paroi.

La variation de nombre de Mach et de la pression le long de l'axe de symétrie ainsi la variation de taux de cisaillement dans la direction axiale le long de la paroi de l'éjecteur pour deux valeurs de la pression de condensation sont présentées dans la figure 13. Pour les deux cas étudiés, le régime de fonctionnement off-design a pour condition d'opération de  $P_p=4.9$  bar,  $T_p=83$ °C,  $P_e=1.202$  bar et  $P_c=2.5$  bar par contre les conditions de fonctionnement pour le régime on-design sont  $P_p=4.9$  bar,  $T_p=83$ °C,  $P_e=1.202$  bar et  $P_c=2.027$  bar. En fixant les pressions primaire et secondaire. D'après la figure 13, les courbes des évolutions de la pression, de nombre de Mach et de taux de cisaillement pour les deux configurations (on-design et off-design) sont confondues le long de la tuyère primaire de l'éjecteur. Après une certaine position de 0.181 m, les deux courbes de pression et de Mach se décollent. Cette position représente l'endroit de la pression minimale de régime off-design, qui est dans ce cas appelée régime sous critique. Néanmoins, pour l'autre régime, régime critique, la pression continue la diminution jusqu'à la valeur de 0.369 bar positionnée à 0.1921 m. cette diminution engendre un vide poussé ce qui augmente la capacité de drainage de l'éjecteur. Autrement la valeur de la pression minimale, pour les deux cas, est toujours inférieure à la pression d'évaporation de réfrigérant. Par conséquent, au-delà de la valeur minimale de la pression dans la chambre de mélange, on enregistre une série des perturbations de la pression causée par la présence des ondes de choc oblique, comme montre les figures 10a et 10b, due au contre pression du condenseur.



**Figure 13 –Évolution de Mach, pression le long de l'axe de symétrie et le taux de cisaillement pariétal pour une  $P_p=4.9$  bar,  $T_p=83$  °C et  $P_c = 1.202$  bar**

Pour le nombre de Mach, les valeurs enregistrées sont inversement proportionnelles à la pression le long de l'axe de symétrie. Par conséquent, un train de choc est enregistré après la première onde de choc droite, et l'écoulement est transsonique en régime critique. Par contre, un train de perturbation est remarqué à l'entrée du col secondaire pour le régime off-design, donc on peut dire que le train de perturbation se déplace vers la tuyère primaire lorsqu'en augmentant la pression de condensation.

L'évolution du taux de cisaillement pariétal est présenté pour les deux valeurs du contre pression. Pour la tuyère primaire, le taux de cisaillement augmente au niveau du convergent, il atteint un maximum juste après le col primaire quel que soit la pression primaire. A partir de son maximum le taux de cisaillement diminue au niveau du divergent de la tuyère primaire puis subit une chute à la sortie où il s'annule. Au niveau de la tuyère secondaire, et malgré que les pressions et les températures d'évaporation sont identiques, les deux allures sont séparées à cause de la force d'aspiration de l'écoulement, tel que le débit induit pour le régime critique est supérieur à celui de régime sous critique. Par conséquent, pour le cas de régime critique, on constate un décollement de la couche limite (là où le taux de cisaillement est inférieur ou égal à zéro) positionnée au niveau de premier choc droit. Par ailleurs, pour le régime sous critique, le décollement de la couche limite se propage vers la tuyère primaire par rapport au régime on-design. Pour les deux cas, le décollement constaté dans ces configurations est de type décollement restreint (décollement puis recollement rapide de la couche limite), ce type de décollement est observé par Nave et al. [26] durant des tests sur des maquettes d'une tuyère d'un moteur propulsif alimentées en gaz froids, puis confirmés en 1994 par les simulations numériques de Chen et al. [27].

Dans les deux cas étudiés, on peut dire qu'il y a une relation entre la pression, le nombre de Mach et le taux de cisaillement pariétal. La figure 13 montre les répartitions du nombre de Mach le long de l'axe de symétrie, de la pression le long de l'axe de symétrie et pariétale et le taux de cisaillement à la paroi de l'éjecteur. On constate que le taux de cisaillement varie progressivement avec l'augmentation de la contre-pression. Lorsque le taux de cisaillement diminue jusqu'à zéro, le flux de fluide le long de l'éjecteur commence à produire la séparation de la paroi qui est appelée point de décollement. Lorsque le cisaillement augmente et atteint à nouveau la valeur de zéro, cette position où la séparation de la couche limite disparaît est appelée point de rattachement. La zone allant du point de séparation au point de rattachement est appelée la zone de séparation

de la couche limite. Il est à noter que la région de séparation de la couche limite devient plus proche à la tuyère primaire lorsqu'en augmentant la valeur de la contre pression. Donc la séparation de la couche limite est directement liée à la contre-pression.

## 6 Conclusion

L'interaction entre le jet primaire à haute énergie et le jet secondaire à faible énergie, et le fait qu'une partie de l'énergie cinétique du flux primaire convertie en énergie de pression à la sortie de la tuyère primaire, à cause de la présence d'une contre pression, une formation de pseudo-chocs accompagnés par des disques de Mach est constatée dans la tuyère secondaire, ce qui influence l'écoulement secondaire, d'où le taux de cisaillement du fluide secondaire qui s'annule au voisinage de ces endroits.

La contre pression influence le fonctionnement de l'éjecteur, ce dernier passe de régime en double choc (régime critique) pour une contre pression de 2.027 bar vers un régime simple choc (sous critique) pour une contre pression de 2.5 bar, ce passage conduit à une réduction de débit de réfrigérant induit.

## REFERENCES

- [1]- S.K. Karthick, S.M.V. Rao, G. Jagadeesh, K.P.J. Reddy, Parametric experimental studies on mixing characteristics within a low area ratio rectangular supersonic gaseous ejector. *Phys. Fluids*, 28(7) (2016) 076101. doi:10.1063/1.4954669.
- [2]- Z. Aidoun, M. Ouzzane, The effect of operating conditions on the performance of a supersonic ejector for refrigeration. *Int. J. Refrig.*, 27(8) (2004) 974-984. doi:10.1016/j.ijrefrig.2004.05.006.
- [3]- I.W. Eames, A.E. Ablwaifa, V. Petrenko, Results of an experimental study of an advanced jet-pump refrigerator operating with R245fa. *Appl. Therm. Eng.*, 27(17) (2007) 2833-2840. doi:10.1016/j.applthermaleng.2006.12.009.
- [4]- T. Thongtip, S. Aphornratana, An alternative analysis applied to investigate the ejector performance used in R141b jet-pump refrigeration system. *Int. J. Refrig.*, 53 (2015) 20-33. doi:10.1016/j.ijrefrig.2015.01.017.
- [5]- L. Wang, C. Wang, W. Hou, H. Zhao, H. Zhang, Experimental investigation on ejector performance near critical back pressure. *Int. J. Refrig.*, 80 (2017) 158-168. doi:10.1016/j.ijrefrig.2017.05.010.
- [6]- M. Hamzaoui, M. Balistrrou, H. Nesreddine, A. Bendaoud. Comportement d'un Éjecteur dans une Installation Frigorifique de Puissance Nominale de 35 kW Thermique. in International Conference on Advanced Mechanics and Renewable Energies ICAMRE2018. Boumerdes - Algeria. (2018).
- [7]- M. Hamzaoui. Étude numérique et expérimentale d'un éjecteur – application pour l'amélioration des systèmes de réfrigération. PhD Thesis. Université de Boumerdès, Algeria, 2019.
- [8]- S. Croquer, O. Lamberts, S. Moreau, Y. Bartosiewicz, S. Poncet, Modélisation d'un éjecteur supersonique à air : du modèle RANS à la simulation des grandes échelles, in XIVème Colloque International Franco-Québécois en énergie École de technologie supérieure, Université du Québec Baie St-Paul, Québec, Canada. CIFQ CIFQ2019 / ART-057. (2019).
- [9]- Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun, P. Desevaux, Y. Mercadier, Numerical and experimental investigations on supersonic ejectors. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 26(1) (2005) 56-70. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.07.003.
- [10]- A. Bouhanguel. Etude numérique et expérimentale de l'interaction entre deux écoulements compressibles dans un éjecteur supersonique. Ph.D. Thesis. Université de Franche-Comté, 2013.
- [11]- S. Croquer. Combined CFD and Thermodynamic Analysis of a Supersonic Ejector with Liquid Droplets. Ph.D. Thesis. Université de Sherbrooke, Sherbrooke, QC, Canada, 2018.
- [12]- G. Besagni, N. Cristiani, L. Croci, G.R. Guédon, F. Inzoli, Computational fluid-dynamics modelling of supersonic ejectors: Screening of modelling approaches, comprehensive validation and assessment of ejector component efficiencies. *Appl. Therm. Eng.*, 186 (2021) 116431. doi:10.1016/j.applthermaleng.2020.116431.
- [13]- S. Varga, J. Soares, R. Lima, A.C. Oliveira, On the selection of a turbulence model for the simulation of steam ejectors using CFD. *Int. J. Low-Carbon Technol.*, 12(3) (2017) 233-243. doi:10.1093/ijlct/ctx007.
- [14]- I.W. Eames, S. Aphornratana, H. Haider, A theoretical and experimental study of a small-scale steam jet refrigerator. *Int. J. Refrig.*, 18(6) (1995) 378-386. doi:10.1016/0140-7007(95)98160-M.
- [15]- M. Hamzaoui, H. Nesreddine, Z. Aidoun, M. Balistrrou, Experimental study of a low grade heat driven ejector cooling system using the working fluid R245fa. *Int. J. Refrig.*, 86 (2018) 388-400.

- doi:10.1016/j.ijrefrig.2017.11.018.
- [16]- M. Hamzaoui, M. Balistrrou, H. Nesreddine, A. Bendaoud, Comportement d'un éjecteur dans une installation frigorifique de puissance nominale de 35 kW thermique, in International Conference on Advanced Mechanics and Renewable Energies. ICAMRE2018 Boumerdes - Algeria. (2018).
- [17]- K. Matsuo, Y. Miyazato, H.-D. Kim, Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 35(1) (1999) 33-100. doi:10.1016/S0376-0421(98)00011-6.
- [18]- K. Matsuo, K. Sasaguchi, Y. Kiyotoki, H. Mochizuki, Investigation of Supersonic Air Ejectors : Part 2, Effects of Throat-Area-Ratio on Ejector Performance. *Bulletin of JSME*, 25(210) (1982) 1898-1905. doi:10.1299/jsme1958.25.1898.
- [19]- P. Desevaux, G. Hostache, P. Jacquet, Static pressure measurement along the centerline of an induced flow ejector. *Exp. Fluids*, 16(3) (1994) 289-291. doi:10.1007/BF00206550.
- [20]- A. Bouhanguel, P. Desevaux, E. Gavignet, Flow visualization in supersonic ejectors using laser tomography techniques. *Int. J. Refrig.*, 34(7) (2011) 1633-1640. doi:10.1016/j.ijrefrig.2010.08.017.
- [21]- Y. Zhu, P. Jiang, Experimental and numerical investigation of the effect of shock wave characteristics on the ejector performance. *Int. J. Refrig.*, 40 (2014) 31-42. doi:10.1016/j.ijrefrig.2013.11.008.
- [22]- Y.-M. Chen, C.-Y. Sun, Experimental study of the performance characteristics of a steam-ejector refrigeration system. *Exp. Therm Fluid Sci.*, 15(4) (1997) 384-394. doi:10.1016/S0894-1777(97)00006-X.
- [23]- A.B. Little, S. Garimella, Shadowgraph visualization of condensing R134a flow through ejectors. *Int. J. Refrig.*, 68 (2016) 118-129. doi:10.1016/j.ijrefrig.2016.04.018.
- [24]- V. Kumar, G. Sachdeva, 1-D model for finding geometry of a single phase ejector. *Energy*, 165 (2018) 75-92. doi:10.1016/j.energy.2018.09.071.
- [25]- D. Wilcox, *Turbulence modeling for CFD*. La Cañada Flintridge, California: DCW Industries. Inc. La Canada.(in English). 1994.
- [26]- L. NAVE, G. COFFEY, Sea level side loads in high-area-ratio rocket engines, in 9th Propulsion Conference, AIAA, Editor. (1973). doi:10.2514/6.1973-1284.
- [27]- A.-S. Mouronval. *Etude numérique des phénomènes aéroélastiques en aérodynamique supersonique. Application aux tuyères propulsives*. INSA de Rouen, 2004.