HAL open science

Analyse des effets thermiques en cavitation à partir d'essais au forane

B. Belahadji, Jean-Pierre Franc, Jean-Marie Michel

To cite this version:

B. Belahadji, Jean-Pierre Franc, Jean-Marie Michel. Analyse des effets thermiques en cavitation à partir d'essais au forane. 3es Journées Cavitation, Société Hydrotechnique de France, Nov 1996, Grenoble, France. hal-01134365

HAL Id: hal-01134365

https://hal.science/hal-01134365v1

Submitted on 29 Oct 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

Analyse des effets thermiques en cavitation à partir d'essais au forane

par B. Belahadji, J.P. Franc & J.M. Michel

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
Institut de Mécanique de Grenoble, UJF-CNRS-INPG

I ■ INTRODUCTION

Certains fluides ont des propriétés thermodynamiques telles que la cavitation s'accompagne d'effets thermiques. Ce n'est pas le cas de l'eau, à la température ambiante, pour laquelle on peut considérer que le champ de température est quasiment uniforme dans l'ensemble de l'écoulement cavitant. En revanche, d'autres fluides, tels que les fluides cryogéniques utilisés pour la propulsion des moteurs-fusées, induisent des effets thermiques sensibles lorsqu'ils cavitent.

La vaporisation du liquide par cavitation nécessite un apport de chaleur correspondant à la chaleur latente de vaporisation. Celle-ci est soutirée au liquide avoisinant la zone cavitante, qui se trouve ainsi à une température inférieure à celle du liquide plus éloigné. On imagine alors aisément que, selon les propriétés du liquide et en particulier les valeurs de sa chaleur latente de vaporisation et de sa capacité calorifique, cet écart de température puisse être plus ou moins important ; pour un liquide donné, il augmente lorsque la température se rapproche de la température critique. Dans le cas des fluides cryogéniques, il peut atteindre plusieurs degrés, alors qu'il est négligeable en eau froide.

En pratique, ce soutirage de chaleur au liquide provoque un retard au développement de la cavitation. Dans le cas d'une cavité attachée au bord d'attaque d'un aubage par exemple, la température à l'intérieur de la cavité est plus faible que celle du liquide ambiant. La valeur réelle du paramètre de cavitation σ basée sur la pression de vapeur saturante régnant effectivement dans la poche est donc plus grande que celle basée sur la pression de vapeur à la température du liquide ambiant. Cet accroissement de σ se manifeste par un moindre développement de la cavité.

Dans le cas d'une poche de cavitation, l'analyse physique du phénomène a été menée initialement par Holl, Billet & Weir en 1975 [1]. Ces auteurs montrent que l'élément moteur de la vaporisation est l'effet de « pompage » qui existe dans la zone de fermeture, un débit q_v de vapeur étant arraché par l'écoulement de liquide à l'arrière de la poche. Les transferts thermiques à l'interface liquide-vapeur constituent, en revanche, un frein, dans la mesure où ils limitent l'apport de chaleur nécessaire à la vaporisation. L'écart de température entre le liquide et la cavité s'établit alors à une valeur telle qu'il y a équilibre :

- entre la quantité de chaleur nécessaire à la vaporisation : $\rho_v q_v L$,
- et le flux thermique soutiré au liquide par convection turbulente le long de la cavité : $h\,\ell\,\Delta T$.

Le bilan thermique global, par unité de longueur suivant l'envergure, s'écrit donc :

$$\rho_v\, q_v\, L = h\,\ell\,\Delta T \qquad (1)$$

On en tire la valeur du refroidissement :

$$\Delta T = \frac{\rho_v\, q_v\, L}{h\,\ell} \qquad (2)$$

Sous forme adimensionnelle, cette relation s'écrit (voir par exemple [5]) :

$$\Delta T = C_Q\, \frac{Re_\ell\, Pr}{Nu_\ell} \cdot \frac{\rho_v\, L}{\rho_\ell\, c} \qquad (3)$$

Le paramètre $\Delta T_{car} = \rho_v L/(\rho_\ell\, c)$ est homogène à une température. Il est caractéristique des propriétés thermodynamiques du fluide. Les deux phénomènes physiques de base pris en compte dans cette approche, l'entraînement et la convection, sont représentés par les deux paramètres adimensionnels C_Q et Nu_ℓ.

Dans l'approche classique [1], le coefficient de débit C_Q est estimé à partir d'essais de ventilation. Une telle procédure repose sur une hypothèse de similitude entre la cavitation et la ventilation. Plus précisément, on suppose que le débit de vapeur à l'arrière d'une poche de cavitation est le même que le débit d'air qu'il faudrait injecter pour maintenir une poche ventilée de même longueur. Les mécanismes d'entraînement à l'arrière des poches sont donc supposés identiques en cavitation et en ventilation, malgré la différence de comportement entre la vapeur, condensable, et l'air, incondensable. Les mesures récentes de Stutz [2, 3] confirment globalement la validité de cette approche.

En ce qui concerne le nombre de Nusselt Nu_ℓ, Fruman et Beuzelin [4] proposent de l'estimer sur la base des formules classiques de convection (cf § VI). Ils suggèrent d'assimiler l'interface à une plaque rugueuse, le coefficient de transfert thermique moyen sur la longueur ℓ de l'interface étant alors

estimé à partir du coefficient moyen de frottement turbulent C_f.

La présente contribution est relative à une campagne d'essais menée en septembre 1995 sur la boucle forane du Centre de Recherches et d'Essais de Machines Hydrauliques de Grenoble (CREMHyG). Elle comprend la présentation du moyen d'essais (§ II), des résultats expérimentaux (§ III à § V) ainsi que leur analyse sur la base de l'approche classique qui vient d'être rappelée (§ VI).

II ■ MOYENS EXPÉRIMENTAUX

La campagne de mesure a été effectuée sur une boucle d'essais du CREMHyG dont l'originalité est d'utiliser le frigorigène R114 (dichlorotétrafluoroéthane) comme fluide. La particularité du fréon 114 est qu'il conduit, à la température ambiante, à un effet thermique de quelques degrés, comparable à celui auquel on s'attend en hydrogène liquide.

Les principales caractéristiques du moyen d'essais utilisé sont les suivantes (voir [5] pour un schéma de l'installation).

- La puissance du groupe de pompage est 120 kW ; le moteur est à rotor noyé.
- La section d'entrée de la veine est 50,5 mm × 44 mm.
- Le débit peut varier entre 30 ℓ/s et 80 ℓ/s, ce qui correspond à une vitesse moyenne de débit comprise entre 13 m/s et 36 m/s, compte tenu de la section d'entrée de 2 222 mm².
- La pressurisation est réalisée grâce à des bouteilles d'azote par l'intermédiaire d'une membrane pour éviter toute pollution du forane et en particulier toute dissolution de gaz. La pression maximale théorique est de 35 bars.
- La température d'essais peut varier entre 20 °C et 40 °C. Le chauffage du forane est assuré par la pompe de circulation elle-même. Un échangeur à plaques dans lequel circule de l'eau froide permet la régulation de la température du forane en cours d'essais.

La section d'essais est constituée d'un venturi dont la forme est présentée en *figure 1*. Sa géométrie a été calculée de façon à reproduire, en veine fixe et aussi fidèlement que possible, l'écoulement autour d'une aube d'inducteur (Merle [6]). Le fond simule l'extrados de l'aubage au débit nominal. Le plafond, légèrement ondulé, assure une répartition de pression aussi proche que possible de celle qui existe sur le modèle tournant. L'arête d'entrée représente le bord d'attaque de l'aubage à partir duquel se détache une poche en régime cavitant. En fait, la géométrie précise de la section d'essais n'est pas essentielle pour la présente étude dont les objectifs sont de type fondamental.

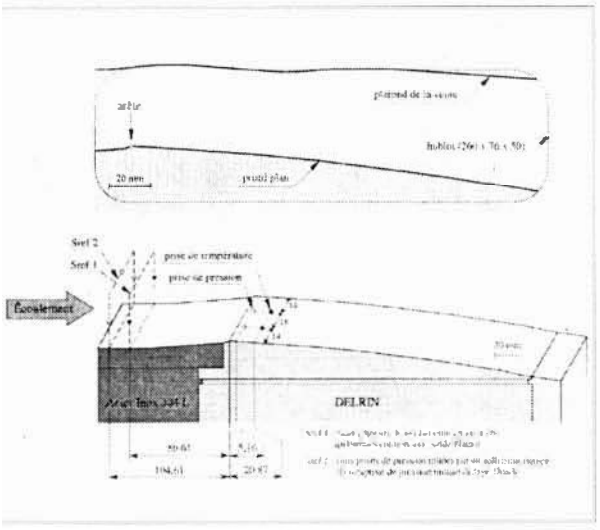
Le venturi est équipé de deux prises de pression à la première station de mesure derrière l'arête d'entrée et de deux prises de température à la deuxième station. Les mesures de pression sont réalisées à l'aide de capteurs piezorésistifs classiques. Deux sondes de température sont implantées à la deuxième station : un thermocouple et une sonde platine. Les deux techniques de mesure de la température conduisent à des valeurs en bon accord : l'écart entre les deux mesures est en moyenne de 0,07 °C et n'a jamais dépassé 0,3 °C.

NOTATIONS

c	Capacité calorifique du liquide		J/kg/K	$L^2\,T^{-2}\,\theta^{-1}$
C_f	Coefficient de frottement			
C_Q	Coefficient de débit volumique de vapeur	$C_Q = q_v/\ell V$		
e	Epaisseur de la cavité		m	L
h	Coefficient de transfert thermique par convection		W/m²/K	$MT^{-3}\,\theta^{-1}$
ℓ	Longueur de la poche		m	L
L	Chaleur latente de vaporisation		J/kg	$L^2\,T^{-2}$
Nu_ℓ	Nombre de Nusselt basé sur la longueur de la poche	$Nu_\ell = h\ell/\lambda$		
p	Pression		Pa	$L^{-1}\,MT^{-2}$
p_v	Pression de vapeur saturante		Pa	$L^{-1}\,MT^{-2}$
Pr	Nombre de Prandtl	$Pr = \nu/a$		
q_v	Débit volumique de vapeur par unité d'envergure		m³/m/s	$L^2\,T^{-1}$
Re_ℓ	Nombre de Reynolds (basé sur la longueur de la poche)	$Re_\ell = V_\ell \nu$		

CARACTÈRES GRECS

ΔT	Refroidissement	$\Delta T = \theta - \theta_c$	°C	θ
ΔT_{car}	Ecart de température caractéristique des propriétés thermodynamiques du fluide (à température d'entrée)	$\Delta T_{car} = \rho_v\, L/(\rho_\ell c)$	°C	θ
ε	Paramètre de rugosité d'interface		m	L
θ	Température d'entrée du liquide		°C	θ
ρ_ℓ	Masse volumique du liquide		kg/m³	$L^{-3}\,M$
ρ_v	Masse volumique de la vapeur		kg/m³	$L^{-3}\,M$
σ	Paramètre de cavitation basé sur $p_v(\theta)$	$\sigma = \dfrac{p - p_v(\theta)}{\frac{1}{2}\rho_\ell V^2}$		
σ_c	Paramètre de cavitation basé sur $p_v(\theta_c)$	$\sigma_c = \dfrac{p - p_v(\theta_c)}{\frac{1}{2}\rho_\ell V^2}$		



1. Vue du venturi équipant la section d'essais. Implantation des prises de température et de pression.

III ■ VISUALISATIONS

La *figure 2* présente des visualisations de la cavitation dans le venturi pour trois valeurs différentes du paramètre de cavitation, c'est-à-dire pour trois cavités typiques, de longueurs différentes. Dans le cas des liquides thermosensibles, comme le forane 114, on peut définir, *a priori*, deux paramètres de cavitation :

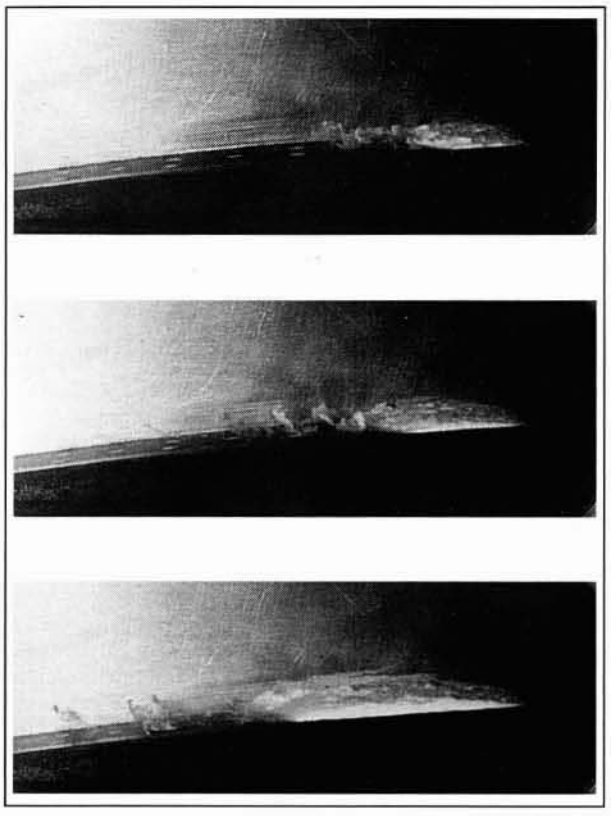
- le paramètre classique σ basé sur la pression de vapeur saturante à la température du liquide à l'infini,
- le paramètre σ_c basé sur la pression de vapeur saturante à la température de cavité mesurée.

Dans le cas des fluides ne présentant pas d'effets thermiques sensibles, ces deux valeurs coïncident et l'on sait que la valeur unique de σ contrôle directement la longueur de la cavité. Dans le cas des fluides thermosensibles tels que le forane 114, ces deux valeurs sont diffé et l'une des difficultés est de savoir quel paramètre contrôle la longueur de cavité.

Le *tableau 1* présente quelques résultats de mesure de longueur de poche pour plusieurs conditions d'essais. Il s'agit de longueurs moyennes déterminées à partir de l'analyse d'une dizaine de photographies instantanées. Il apparaît clairement que, ni la conservation du paramètre de cavitation σ, ni celle de σ_c, n'assurent une longueur de poche constante. La généralisation des lois dites $\ell(\sigma)$ au cas des fluides thermosensibles n'est donc pas évidente.

Tableau 1. — Tableau comparatif des longueurs de poches.

Débit et Température	σ_c	σ	ℓ_{moy} (mm)
75 ℓ/s	0,613	0,564	94 ± 3
40 °C	0,658	0,627	54 ± 4
33 ℓ/s	0,611	0,493	109 ± 8
25,5 °C	0,656	0,560	67 ± 6
	0,682	0,621	47 ± 2



2. Visualisations de la cavitation dans le venturi :
Q = 33 ℓ/s ; θ = 25 °C
- **Photo 1 : σ_c = 0,682 ; σ = 0,621 ; ℓ ≈ 47 mm.**
- **Photo 2 : σ_c = 0,656 ; σ = 0,560 ; ℓ ≈ 67 mm.**
- **Photo 3 : σ_c = 0,611 ; σ = 0,493 ; ℓ ≈ 109 mm.**

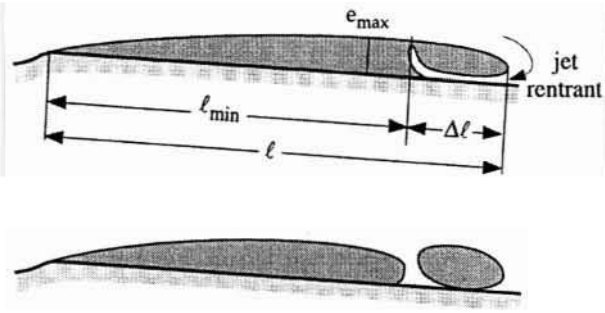
(écoulement de droite à gauche)

Ce problème n'a pas été résolu dans le cadre de la présente étude, pour laquelle nous avons choisi d'adopter deux valeurs typiques du paramètre de cavitation σ_c pour les essais : 0,60 et 0,66. La première correspond à une poche longue et la seconde à une poche plus courte, étant entendu que des variations de longueurs sont attendues en fonction de paramètres autres que σ_c, comme nous venons de le remarquer.

Des visualisations par cinématographie rapide ont également été menées à l'aide d'une caméra Photec, à une vitesse de prise de vues de 8 000 images par seconde. L'objectif était de quantifier les mécanismes d'entraînement de vapeur à l'arrière des cavités.

Ces visualisations ont montré que des pulsations apparaissent en zone de fermeture comme l'indique schématiquement la *figure 3*. Le mécanisme correspondant est lié au développement classique d'un jet rentrant. Celui-ci remonte sur une distance $\Delta\ell$ jusqu'à venir couper la surface libre de la cavité, isolant ainsi un nuage de vapeur qui se détache et est entraîné par l'écoulement. A cet instant, la longueur de cavité atteint sa valeur minimale ℓ_{min}, puis s'allonge à nouveau jusqu'à la longueur ℓ, et le cycle recommence. Les visualisations réalisées ont montré que ce mécanisme est grossièrement périodique et qu'il se produit à une fréquence f mesurable sur les films rapides.

Dans les deux cas considérés ici (σ_c = 0,66 et 0,60), la longueur d'instabilité $\Delta\ell$ ne représente qu'une fraction de la longueur totale de poche, de l'ordre de 13 % à 17 %. D'autres travaux [7], menés sur une géométrie différente (profil plan convexe), ont montré que le jet rentrant peut intercepter l'interface de la poche près de son point de détachement. La longueur d'instabilité coïncide alors avec la



3. Mécanisme d'entraînement à l'arrière des poches en fonction de l'épaisseur relative.

longueur totale de la poche. Les mécanismes de base apparaissent toutefois analogues, les différences sur les fréquences de pulsation et les longueurs d'instabilité étant probablement à imputer à des différences d'épaisseur relative de poche.

La fréquence d'autopulsation de la poche a été mesurée pour trois cas à partir d'analyse cinématographique. Le nombre de Strouhal défini par : $S = f\Delta\ell/V$, a été trouvé compris entre 0,3 et 0,5. Il est important de remarquer que la longueur de référence considérée ici pour la définition du nombre de Strouhal est la longueur partielle $\Delta\ell$ et non la longueur totale de la poche. Avec ce choix, on obtient des valeurs du nombre de Strouhal du même ordre de grandeur que celles habituellement rencontrées dans les problèmes classiques de lâcher de tourbillons (Le *et al.* [7] ; Belahadji *et al.* [8] ; Joussellin *et al.* [9] ; De Lange *et al.* [10] ; etc.). Compte tenu de la valeur relativement petite de $\Delta\ell$, les fréquences correspondantes sont relativement grandes. Dans les trois cas analysés, elles s'étalent entre 420 Hz et 550 Hz, pour des vitesses d'écoulement variant entre 15 m/s et 27 m/s, comme le montre le *tableau 2*.

Si l'on assimile le volume de vapeur lâché à un cylindre elliptique de petit axe, l'épaisseur de cavité e, et de grand axe, la longueur $\Delta\ell$, le débit volume arraché est :

$$q_v \propto \frac{\pi}{4}\Delta\ell\, e f$$

et le coefficient de débit correspondant a pour ordre de grandeur :

$$C_Q = \frac{q_v}{\ell V} \propto \frac{\pi}{4} S \frac{e}{\ell}$$

Les analyses d'images que nous avons faites montrent que les poches de cavitation présentent une certaine homothétie. L'épaisseur relative maximale de la cavité e_{max}/ℓ ainsi que sa position relative xe_{max}/ℓ ont été trouvées relativement constantes quels que soient le type de cavitation et les conditions expérimentales :

$$\frac{e_{max}}{\ell} = (7{,}1 \pm 1{,}3)\% \quad et \quad \frac{xe_{max}}{\ell} = 0{,}71 \pm 0{,}04$$

L'épaisseur relative e/ℓ du nuage de vapeur lâché est sensiblement plus petite que l'épaisseur relative maximale de la poche. Pour une estimation d'ordre de grandeur, nous prendrons : $e/\ell \approx 5\,\%$, $S \approx 0{,}3$. On en déduit $C_Q \approx 0{,}01$. Une détermination plus précise des volumes de vapeur lâchés, sur la base d'une analyse des images de films rapides, nous a conduit à des estimations de C_Q comprises entre 0,003 et 0,007 (cf *tab. 2*). Beuzelin et Fruman [11] ont mené, au CREMHyG, des essais de ventilation en eau sur un venturi géométriquement semblable à celui sur lequel ont été menés les essais au forane qui font l'objet de la présente analyse. Ces auteurs conseillent d'adopter une valeur moyenne du coefficient de débit égale à 0,0061, donc du même ordre de grandeur que celle obtenue ici par cinématographie rapide.

IV ■ EFFET DE LA TEMPÉRATURE

Une série d'essais a été menée au débit maximal de 75 ℓ/s afin de déterminer l'amplitude de l'effet thermique en fonction de la température d'entrée du liquide. Le refroidissement est caractérisé par la différence entre la température dans la section d'entrée de la veine et la température à l'intérieur de la poche de cavitation. Comme indiqué sur la *figure 1*, cette dernière est mesurée à la deuxième station, c'est-à-dire à 20,87 mm à l'aval de l'arête d'entrée du venturi.

La *figure 4* présente les variations du refroidissement ΔT de la poche en fonction de la température d'entrée du liquide pour les deux valeurs retenues du paramètre de cavitation σ_c, c'est-à-dire pour les deux poches typiques considérées, la cavité courte et la cavité longue.

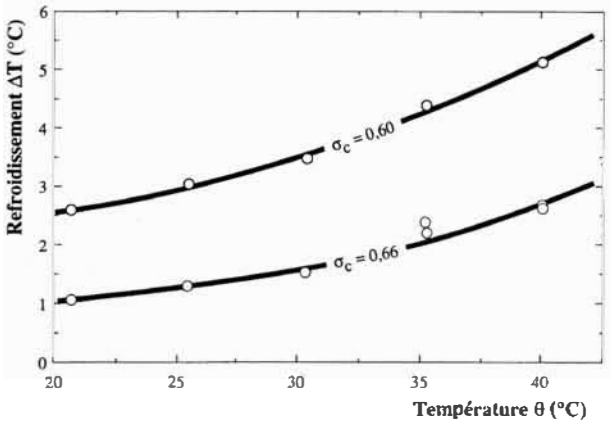
On constate que le refroidissement augmente avec la température d'entrée du liquide, ce qui confirme la tendance habituelle selon laquelle les effets thermiques sont d'autant plus importants que la température est plus élevée. Par ailleurs, plus la cavitation est développée, plus le refroidissement de la poche apparaît important. Il dépasse 5 degrés pour la poche la plus longue et à la température maximale de 40 °C.

Outre les mesures de température réalisées à la deuxième station à 20,87 mm de l'arête d'entrée, des mesures de pression ont été faites à la première station, à 5,16 mm. La question se pose alors de savoir si la condition d'équilibre thermodynamique est satisfaite en début de poche ou s'il existe un écart significatif à l'équilibre. On est donc amené à comparer la valeur mesurée de la pression de cavité p_c à la valeur de la pression de vapeur calculée à la température de cavité mesurée θ_c.

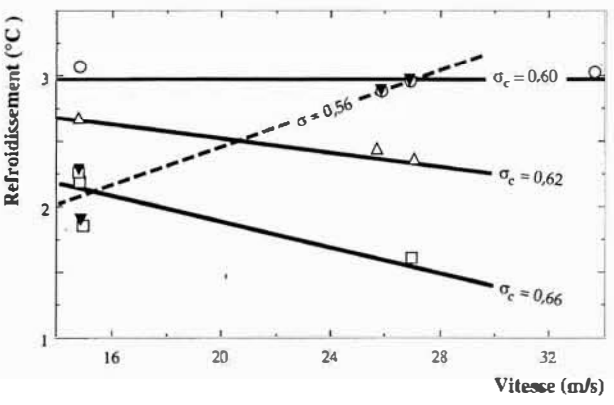
Bien que les mesures de pression et de température n'aient pas été réalisées à la même station, cette comparai-

Tableau 2. — Fréquence caractéristique des lâchers de structures à l'arrière des poches et coefficient de débit.

Type de poche	Conditions d'essais					Analyse des films rapides		
	Q(ℓ/s	V (m/s)	σ_c (–)	θ (°C)	θ_c (°C)	f (Hz)	S (–)	C_Q 10^3 (–)
Poche	60	26,9	0,60	25,53	22,57	541 ± 29	0,30 ± 0,04	2,9 ± 0,8
longue	33	14,9	0,61	25,50	22,68	426 ± 19	0,51 ± 0,10	6,8 ± 1,2
Courte	33	14,9	0,66	25,50	23,64	553 ± 32	0,37 ± 0,09	7,3 ± 1,9



4. Evolution du refroidissement ΔT en fonction de la température du liquide θ pour deux valeurs du paramètre de cavitation σ_c (Q = 75 ℓ/s)



5. évolution du refroidissement ΔT en fonction de la vitesse d'écoulement pour une température de 25 °C.

son peut être menée dans le cas des poches longues ($\sigma_c \cong$ 0,60). Des mesures antérieures (Reboud *et al.* [12] ; Rebattet *et al.* [13]) ont montré que le profil de température juste derrière le détachement est relativement plat et que l'écart de température entre les deux premières stations de mesure est négligeable. Une comparaison systématique de la pression de vapeur $p_v(\theta_c)$ et de la pression de cavité, mesurées dans diverses conditions d'essais, n'a jamais mis en évidence un écart supérieur à la précision de la mesure de pression estimée à 20 mbar. La condition d'équilibre thermodynamique n'est donc pas mise en défaut pour les poches longues.

Dans le cas des poches courtes, l'interprétation des résultats de mesures est plus délicate puisqu'une différence plus importante existe entre la température de cavité mesurée à la deuxième station et celle qui serait mesurée à l'endroit de la prise de pression. Une analyse détaillée des incertitudes de mesure ne nous conduit cependant pas à mettre en défaut la condition d'équilibre thermodynamique à l'aval même du détachement.

V ■ EFFET DE LA VITESSE

La *figure 5* montre l'évolution de l'écart de température ΔT en fonction de la vitesse pour une température de 25 °C. Pour les poches longues ($\sigma \approx 0{,}60$), aucun effet sensible de la vitesse sur le refroidissement n'est mis en évidence. Pour les poches courtes, la situation est plus complexe. La *figure 5* montre clairement qu'à σ_c constant ($\sigma_c \approx 0{,}66$), le refroidissement diminue légèrement lorsque la vitesse augmente. En revanche, une procédure expérimentale basée sur la conservation du paramètre σ (σ = 0,56) met en évidence une légère augmentation des effets thermiques avec une augmentation de la vitesse.

Cette différence de comportement peut être attribuée à des variations de la longueur de la poche. Nous avons vu au paragraphe III que ni la conservation de σ_c ni celle de σ n'assurent une longueur de cavité constante. Envisageons l'hypothèse où σ_c est maintenu constant. L'analyse des films rapides et des photographies montre qu'une diminution de la vitesse s'accompagne d'une légère augmentation de la longueur de cavité. Si l'on admet que les profils de température sont semblables — ce qui est probable vu les faibles variations en jeu, mais reste cependant à prouver — et en remarquant que la mesure de température est réalisée en un point fixe, tout se passe comme si la mesure était faite légèrement plus en amont. Le refroidissement étant maximal au détachement, on doit donc s'attendre à une légère augmentation du refroidissement.

En revanche, si le paramètre σ est maintenu constant, la cavité tend à se raccourcir avec une diminution de la vitesse. Un raisonnement analogue montrerait que le refroidissement devrait alors diminuer, ce qui est effectivement la tendance mise en évidence en *figure 5*. On peut alors conjecturer que l'effet de la vitesse, visible sur la *figure 5*, n'est en réalité qu'un effet de la longueur de la poche et qu'une procédure d'essais à longueur de cavité constante ne montrerait aucun effet sensible de la vitesse sur le refroidissement.

VI ■ ANALYSE DES RÉSULTATS ET CONCLUSIONS

Nous nous proposons, dans ce paragraphe, d'analyser les résultats sur la base du modèle global classique présenté dans l'introduction. Pour l'estimation du nombre de Nusselt Nu_ℓ, nous adoptons l'approche proposée par Fruman et Beuzelin [4]. L'interface est assimilée à une plaque rugueuse dont on désigne par ε la hauteur moyenne des rugosités. Le nombre de Nusselt est estimé à partir du coefficient de frottement à la paroi par la relation classique [5] :

$$Nu_\ell = \frac{1}{2} C_f Re_\ell Pr^{1/3} \qquad (6)$$

Quant au coefficient de frottement C_f, plusieurs corrélations sont disponibles ; nous utilisons ici la formule suivante :

$$C_f = \left[1{,}89 + 1{,}62 \log \frac{\ell}{\varepsilon}\right]^{2{,}5} \qquad (7)$$

En regroupant les relations (3) et (6), on obtient :

$$\Delta T = 2\,\Delta T_{car}\, Pr^{2/3} \frac{C_Q}{C_f} \qquad (8)$$

Cette dernière relation permet d'estimer le refroidissement ΔT. Si l'on admet que le coefficient de débit C_Q a une valeur assez universelle, un seul paramètre, la rugosité d'interface ε, reste libre dans cette relation. On envisage le cas d'une paroi lisse et celui d'une paroi rugueuse avec une rugosité d'interface égale à 50 µm, 100 µm et 500 µm. Le *tableau 3* résume les principales estimations obtenues dans le cas d'un balayage en température, de 20 °C à 40 °C, au débit maximal de 75 ℓ/s et pour un C_Q pris égal à 0,0061.

Dans tous les cas, les écarts de température prévus sont supérieurs à ceux mesurés. La prédiction la meilleure est obtenue avec la rugosité la plus grande. Il faudrait même considérer une rugosité supérieure à 0,5 mm pour se rapprocher de la valeur mesurée. Cependant, la relation (7) utilisée

Tableau 3. — Comparaison entre les valeurs mesurées et estimées du refroidissement ΔT.

		Poche courte ($\sigma_c \approx 0{,}66$)					Poche longue ($\sigma_c = 0{,}60$)				
Température θ (°C)		20	25	30	35	40	20	25	30	35	40
	Paroi lisse	14,6	16,4	18,6	21,1	24,0	16,9	19,7	22,4	25,4	28,8
T estimé	ε = 0,05 mm	5,5	6,1	6,8	7,7	8,8	6,6	7,7	8,6	9,8	11,0
(°C)	ε = 0,1 mm	4,6	5,1	5,7	6,4	7,3	5,6	6,4	7,3	8,2	9,3
	ε = 0,5 mm	2,8	3,0	3,4	3,9	4,5	3,5	4,1	4,6	5,3	6,0
T mesuré (°C)		1,1	1,3	1,5	2,4	2,6	2,6	3,0	3,5	4,4	5,1

pour l'estimation du coefficient de frottement n'est valable que pour des valeurs du rapport ℓ/ε supérieures à 100, correspondant à une rugosité maximale de l'ordre de 0,5 mm.
La méthode de prédiction de Holl, Billet & Weir [1], améliorée par Fruman & Beuzelin [4], conduit donc à une surestimation de l'écart de température. Cette conclusion est renforcée si l'on considère que les transferts thermiques ne s'opèrent pas, en réalité, sur la totalité de la longueur de la cavité. On admet généralement que l'on peut diviser la poche en deux zones : une zone amont où il y a vaporisation et une zone aval où le phénomène de condensation prévaut. Dans cette hypothèse, le soutirage de chaleur au liquide n'intervient que sur une longueur inférieure à la longueur ℓ de la poche. On peut alors facilement s'apercevoir que la prise en compte d'une longueur réduite pour les échanges thermiques conduit à aggraver la surestimation de la prédiction.
Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer cet écart entre la prédiction et les mesures.

- En se reportant à la relation (3), on peut attribuer cette surestimation du ΔT à une surestimation du coefficient de débit C_Q. Bien qu'une incertitude subsiste sur ce paramètre, il semble que son ordre de grandeur fasse maintenant l'objet d'un consensus.
- Une autre source d'indétermination réside dans l'estimation du coefficient d'échange thermique à l'interface. Le modèle utilisé ici assimile l'interface à une paroi rugueuse, ce qui n'est que partiellement justifié, d'un point de vue physique. La surestimation de l'écart de température pourrait être attribuée à une sous-estimation des transferts thermiques turbulents à l'interface. Dans l'état actuel des connaissances, l'incertitude sur la détermination du coefficient d'échanges thermiques à l'interface constitue probablement la source d'erreur la plus importante.
- Enfin, remarquons que le flux thermique soutiré à travers l'interface au liquide s'écoulant le long de la cavité n'est probablement pas la seule source de chaleur. A l'arrière de la cavité, se développe le jet rentrant. Celui-ci tend à faire entrer dans la poche du liquide, qui, certes, s'est partiellement refroidi le long de la cavité, mais qui pourrait encore constituer une source non négligeable de chaleur. La contribution du jet rentrant aux aspects thermiques du phénomène dépend des ordres de grandeur relatifs des épaisseurs de la couche limite thermique et du jet rentrant. La prise en compte d'un flux thermique apporté par le jet rentrant devrait conduire à réduire l'écart de température qui résulterait de la seule prise en compte du phénomène de convection à l'interface et, ainsi, améliorer la prédiction.

REMERCIEMENTS

Cette recherche a été menée avec le soutien de la Société Européenne de Propulsion et du Centre National d'Etudes Spatiales.

RÉFÉRENCES

[1] Holl J.W., Billet M.L. & Weir D.S. (1975). — Thermodynamic effects on developed cavitation. *J. Fluids Eng.*, December 1975, 507-514

[2] Stutz B. (1996). — Analyse de la structure diphasique et instationnaire de poches de cavitation. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble*, janvier 1996.

[3] Stutz B., Reboud J.L. (1996). — Etude expérimentale des débits de vaporisation dans les poches de cavitation. Troisièmes Journées Cavitation, S.H.F., Grenoble, 13 et 14 novembre 1996.

[4] Fruman D.H. & Beuzelin F. (1992). — Effets thermiques dans la cavitation des fluides cryogéniques. *La Houille Blanche*, 7/8, 557-561.

[5] Franc J.P., Avellan F., Belahadji B., Billard J.Y., Briançon-Marjollet L., Fréchou D., Fruman D.H., Karimi A., Kueny J.L. & Michel J.M. (1995). — La cavitation : Mécanismes physiques et aspects industriels. *Collection Grenoble Sciences*, avril 1995.

[6] Merle L. (1994). — Etude expérimentale et modèle physique d'un écoulement cavitant avec effet thermodynamique. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble*, 30 novembre 1994.

[7] Le Q., Franc J.P. & Michel J.M. (1993). — Partial cavities : Global behaviour and mean pressure distribution. *J. Fluids Eng.*, *115, June 1993, 243-248.*

[8] Belahadji B., Franc J.P. & Michel J.M. (1995). — Cavitation in the rotational structures of a turbulent wake. *J. Fluid Mech.*, 287, 383-403.

[9] Joussellin F., Delannoy Y., Sauvage-Boutar E. & Goirand G. (1991). — Experimental investigations on unsteady attached cavities. Cavitation'91, A.S.M.E., Fed. 116, 61-66.

[10] De Lange D.F., De Briun G.J. & Van Wijngaarden L. (1994). — On the mechanism of cloud cavitation. Experiment and modelling. *The 2nd International Symposium on Cavitation*. Tokyo, 45-49.

[11] Beuzelin F. & Fruman D.H. (1991). — Cavitation dans les fluides cryogéniques. Application aux inducteurs. Rapport 91/CNES/3838.

[12] Reboud J.L., Janson E., Joussellin F. & Merle L. (1992). — Effet thermodynamique sur la cavitation : première campagne d'essais sur venturi PECLET. *Centre de Recherches et d'Essais de Machines Hydrauliques de Grenoble*, mars 1992.

[13] Rebattet C., Janson E., Reboud J.L. & Merle L. (1993). — Effet thermodynamique sur la cavitation : deuxième campagne d'essais sur venturi PECLET. *Centre de Recherches et d'Essais de Machines Hydrauliques de Grenoble*, juin 1993.

[14] Delannoy Y. (1994). — Cavitation avec effet thermodynamique : Evaluation du modèle k-ε d'interface. Consultation sur l'écoulement interne diphasique. Rapport SEP, R&T R24, n° TM/T 8028/94.

[15] Delannoy Y. (1995). — Cavitation avec effet thermodynamique : Modélisation diphasique de l'écoulement interne. Rapport SEP, R&T R24, n° TM/T 8043/95.