



HAL
open science

Modélisation de la trempe gazeuse haute pression : application aux aciers de cémentation et de trempe

Jean-François Douce

► **To cite this version:**

Jean-François Douce. Modélisation de la trempe gazeuse haute pression : application aux aciers de cémentation et de trempe. Autre [cond-mat.other]. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2008. Français. NNT : 2008INPL085N . tel-01753044

HAL Id: tel-01753044

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01753044v1>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

THESE

***Modélisation de la trempe gazeuse haute pression
Application aux aciers de cémentation et de trempe***

Collaboration

LABORATOIRE DE SCIENCES ET GENIE DES MATERIAUX METALLIQUES (LSG2M)
Ecole Nationale Supérieure des Mines de Nancy

CENTRE DE RECHERCHE CLAUDE-DELORME
Air Liquide S.A.

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L’I.N.P.L.

Ecole Doctorale : **ENERGIE MECANIQUE MATERIAUX (EMMA)**

Spécialité : **MECANIQUE ENERGETIQUE**

Par

Jean-François DOUCE

Ingénieur Civil de l’Ecole des Mines de Nancy

Soutenue publiquement le 14 Novembre 2008 devant le jury composé de :

Monsieur Pierre ARCHAMBAULT
Madame Anne-Marie HABRAKEN
Monsieur Eric ARQUIS
Monsieur Pascal LAMESLE
Madame Sabine DENIS
Monsieur Jean-Pierre BELLOT

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Directeur de thèse
Directeur de thèse

A ma mère

Avant Propos

On dit souvent que le doctorat est un travail solitaire... et c'est entièrement vrai, mais aussi entièrement faux ! Entièrement vrai parce que l'expertise poussée développée sur son sujet vous rend finalement seul maître de votre travail scientifique, surtout à la fin de la thèse. Mais entièrement faux également car aucune thèse ne pourrait voir le jour sans le soutien de ses pairs, de ses proches et sans l'émulation qu'elle suscite autour de nous, pauvres doctorants solitaires...

Ce travail ne fait absolument pas exception à cette règle, aussi je tiens à remercier vivement toutes les personnes sans qui ce mémoire n'existerait pas aujourd'hui.

Messieurs Jean-Marie Dubois, Pierre Archambault et Denis Ablitzer et Madame Elisabeth Gautier pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire ou de leur groupe de travail et pour tout le soutien et la confiance qu'ils m'ont apporté.

Madame Sabine Denis et Monsieur Jean-Pierre Bellot pour leurs conseils, leurs enseignements et pour tous les efforts qu'ils ont consentis, sans ménagement, pour diriger ce travail, parfois même le week-end. Je tiens tout particulièrement à les remercier pour leur soutien et leur confiance sans faille tout au long de ce long périple.

Toutes les personnes du CRCD (Air Liquide) qui ont rendu ce travail possible et m'ont accordé leur confiance : Pierre Bruchet, Linda Lefèvre, Stéphanie Girard, Florent Chaffotte, Giulio Pellegrino, Savine Bockel-Mackal, Florence Gouhinec. Merci à tous de m'avoir fourni les moyens, l'aide et les conseils pour réaliser ce travail et de m'avoir fait découvrir le monde de la recherche en entreprise qui m'attirait tant.

Les personnes avec lesquelles la partie expérimentale de ce travail a été réalisée : Pascal Lamesle, Florence Gouhinec et Julien Maury pour toutes les semaines aux journées interminables, pour leur aide et pour tous les bons moments que nous avons partagés à Albi.

Monsieur Malterre, Monsieur Souhar et Madame Catherine Denis pour leur soutien et leur confiance, et pour m'avoir laissé aller au bout de ce travail.

Madame Anne-Marie Habraken et Monsieur Eric Arquis pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que tous les membres du jury.

Bernard Dussoubs pour toute l'abnégation avec laquelle il se met au service des autres, des thésards notamment et de moi-même, comme tout le monde.

Toutes les secétaires du laboratoire : Laurence, Géraldine, Josette, Lily, Martine et Marylin pour leur bonne humeur communicative, leur patience avec moi et leur aide précieuse pour la partie administrative de la thèse en particulier, dans laquelle elles savent aujourd'hui que j'excelle particulièrement (rires...).

Tous mes collègues, thésards ou non avec qui j'ai passé des années inoubliables : Bob, Mike, Humberto, Olivier, Valentine, Julien, Maurice, Aude, Ana-Maria, Dave, Ch'ti, Sanglier, Yannick, Virginie, Robert, Mohammed, Marco, Sam... (pardon à ceux qui se retrouvent dans les 3 points)

Mon père, ma famille et tous mes proches pour m'avoir soutenu, même à distance, avoir cru en moi jusqu'au bout sans hésiter non plus à gentiment me donner des petits coups de fouet aux moments opportuns. Merci, cette thèse ne serait pas là sans vous.

Estelle, pour toutes ces heures, ces journées, ces semaines et finalement tous ces mois arrachés à notre vie à deux et sacrifiés sur l'autel de la trempe gazeuse haute pression.

Sommaire

SOMMAIRE.....	3
NOMENCLATURE	5
INTRODUCTION	9
CHAPITRE A LA TREMPE GAZEUSE HAUTE PRESSION : MECANISMES MIS EN JEU ET ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE.....	11
A. I. CONTEXTE ET DESCRIPTION DU PROCEDE	11
1. <i>Contexte technico-économique</i>	<i>11</i>
2. <i>Le procédé de trempe gazeuse et les phénomènes physiques mis en jeu</i>	<i>13</i>
A. II. ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	16
1. <i>Les écoulements à hauts nombres de Reynolds.....</i>	<i>16</i>
2. <i>Les transferts de chaleur en régime turbulent</i>	<i>20</i>
3. <i>Application au cas de la trempe gazeuse haute pression.....</i>	<i>29</i>
4. <i>Résumé de l'analyse bibliographique</i>	<i>40</i>
A. III. OBJECTIFS ET DEMARCHE DE L'ETUDE.....	41
CHAPITRE B MODELISATION DES PHENOMENES PHYSIQUES MIS EN JEU LORS DE LA TREMPE GAZEUSE : TECHNIQUE DE COUPLAGE DES CODES FLUENT ET SYSWELD	43
B. I. SIMULATION DES ECOULEMENTS GAZEUX ET DES TRANSFERTS DE CHALEUR A LA PAROI.....	43
1. <i>Equations résolues et conditions aux limites</i>	<i>43</i>
2. <i>Géométrie et maillages.....</i>	<i>46</i>
3. <i>Résultats de simulation pour un écoulement perpendiculaire à l'axe d'un cylindre et choix d'un modèle de turbulence</i>	<i>48</i>
4. <i>Résultats de simulation pour un écoulement parallèle à l'axe d'un cylindre</i>	<i>56</i>
B. II. COUPLAGE DES DEUX CODES DE CALCUL FLUENT (ECOULEMENT) ET SYSWELD (THERMIQUE – METALLURGIE – MECANIQUE).....	62
1. <i>Introduction au couplage des codes de calcul Fluent et Sysweld</i>	<i>62</i>
2. <i>Démarche et hypothèses.....</i>	<i>63</i>
3. <i>Choix de la méthode de couplage</i>	<i>65</i>
B. III. CALCUL THERMO-METALLURGIQUE COUPLE A UN CALCUL D'ECOULEMENT	75
1. <i>Modèle employé pour le calcul thermo-métallurgique</i>	<i>75</i>
2. <i>Application à la trempe d'un cylindre en acier C80.....</i>	<i>79</i>
3. <i>Discussion</i>	<i>85</i>
B. IV. CALCUL COUPLE ECOULEMENT – THERMIQUE – METALLURGIE – MECANIQUE.....	89
1. <i>Modèle employé pour le calcul mécanique</i>	<i>90</i>
2. <i>Application à la trempe d'un cylindre en acier 60NiCrMo11</i>	<i>93</i>

CHAPITRE C CAMPAGNE EXPERIMENTALE : ESSAIS DANS UNE CELLULE DE TREMPE.....	101
C. I. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	101
1. Description et protocole expérimental.....	101
2. Le périmètre de sécurité.....	103
C. II. MESURES DE VITESSES D'ÉCOULEMENT A FROID.....	103
1. Méthode PIV et conditions opératoires.....	103
2. Précision des mesures.....	105
3. Résultats.....	109
C. III. MESURES EN COURS DE TREMPE : VITESSES DU GAZ A CHAUD ET TEMPERATURES DANS LE CYLINDRE.....	115
1. Influence de la température du gaz sur les écoulements.....	115
2. Evolutions thermiques de l'éprouvette.....	118
C. IV. MESURES DE DEFORMATIONS EN COURS DE TREMPE	126
1. Vision monoculaire et analyse d'images.....	126
2. Cas d'une éprouvette en acier 27MnCr5 : évolutions de températures et des déformations en cours de trempe	128
CHAPITRE D CONFRONTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DE SIMULATIONS NUMERIQUES	135
D. I. MODELISATION DES ECOULEMENTS DE GAZ AU SEIN DE LA CELLULE DE TREMPE EXPERIMENTALE A TEMPERATURE AMBIANTE	135
1. Hypothèses et définition du domaine de calcul.....	135
2. Comparaison des écoulements mesurés et calculés.....	137
D. II. MODELISATION DE LA TREMPE DES CYLINDRES EN NICKEL ET EN ACIER 27MnCr5	143
1. Hypothèses supplémentaires	143
2. Confrontation expérience/calcul de l'écoulement du gaz et de la thermique pour un cylindre en nickel	145
3. Confrontation expérience/calcul des évolutions de températures dans le cylindre en 27MnCr5 et des états microstructuraux en fin de trempe.....	153
D. III. CONFRONTATION DES MESURES DE DEFORMATIONS AUX RESULTATS DE SIMULATION	158
1. Nouveau maillage et hypothèses supplémentaires.....	158
2. Résultats.....	160
3. Discussion	174
CONCLUSION	183
PERSPECTIVES.....	187
BIBLIOGRAPHIE.....	189

Nomenclature

Lettres romaines

- B_S : température marquant le début du domaine bainitique ($^{\circ}\text{C}$)
- C_p : chaleur spécifique massique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
- h : coefficient de transfert de chaleur moyen à la paroi ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
- h_{θ} : coefficient de transfert de chaleur local repéré par l'angle θ ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
- k : énergie cinétique turbulente ($\text{m}^2.\text{s}^{-2}$)
- K : coefficient de plasticité de transformation (MPa^{-1})
- M_S : température de début de transformation martensitique ($^{\circ}\text{C}$)
- P : pression du fluide (Pa)
- P_{op} : pression de l'enceinte de trempe gazeuse
- $\dot{Q}(r,t)$: puissance thermique de transformation de phase en fonction du temps t (W.m^{-3})
- $t_{\text{début}}$: temps de début de transformation de phase ($y = 1\%$) (s)
- t_{fin} : temps de fin de transformation de phase ($y = 99\%$) (s)
- T : température (K ou $^{\circ}\text{C}$)
- T_p : température de paroi locale (K ou $^{\circ}\text{C}$)
- T_{∞} : température loin de l'obstacle (K ou $^{\circ}\text{C}$)
- $T_{\text{film}} = (T_p + T_{\infty})/2$: température de film (K ou $^{\circ}\text{C}$)
- $u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_g}}$: vitesse de cisaillement de l'écoulement (m.s^{-1})
- U_{∞} : vitesse moyenne débitante de l'écoulement d'un fluide (m.s^{-1})
- U_i : composante du vecteur vitesse dans la direction x_i (m.s^{-1})
- y_k : fraction massique du constituant k d'un acier (-)
- $y_{\text{max } k}$: taux de phase maximal pouvant être formé à une température donnée (-)

Lettres grecques

- $\alpha_k(T)$: coefficient d'expansion thermique associé au constituant k et dépendant de la température T ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)
- ε (en mécanique des fluides) : dissipation de l'énergie cinétique turbulente ($\text{m}^2.\text{s}^{-3}$)
- ε^e : déformation élastique (-)
- ε^t : déformation totale ou variation relative de volume ($\Delta V/V$) (-)
- ε^p : déformation plastique dite classique (-)

ε^{pt} : déformation de plasticité de transformation (-)

ε^{th} : déformation thermique (-)

ε^{tr} : déformation associée à la transformation de phase (-)

φ : densité de flux de chaleur moyenne à la paroi ($W.m^{-2}$)

φ_{θ} : densité de flux de chaleur locale repérée par l'angle θ ($W.m^{-2}$)

λ : conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)

λ_t : conductivité thermique turbulente ($W.m^{-1}.K^{-1}$)

μ : viscosité dynamique (Pa.s)

μ_t : viscosité turbulente (Pa.s)

ν : viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)

ρ : masse volumique ($kg.m^{-3}$)

σ_{ij} : composantes du tenseur des contraintes dans le solide (MPa)

σ_r : contraintes radiales (MPa)

σ_x : contraintes axiales ou longitudinales (MPa)

σ_{θ} : contraintes tangentielles (MPa)

$\sigma^e = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_r - \sigma_{\theta})^2 + (\sigma_r - \sigma_x)^2 + (\sigma_x - \sigma_{\theta})^2]}$: contrainte équivalente de Von Mises (MPa)

τ_p : contrainte pariétale de cisaillement (Pa). En 2D, $\tau_p = -\mu_g \frac{\partial U_x}{\partial y}$

$\omega = \varepsilon/k$: fréquence de dissipation des structures turbulentes de l'écoulement (Hz)

Indices et opérateurs :

$X_g \rightarrow$ s'applique au gaz

$X_s \rightarrow$ s'applique au solide

$X_k \rightarrow$ s'applique au constituant k de l'acier

$X_{i,j} \rightarrow$ composantes de la grandeur vectorielle X selon les directions i,j

$X_{\infty} \rightarrow$ s'applique à l'écoulement du fluide en amont d'un obstacle

$X_p \rightarrow$ s'applique à la paroi d'un obstacle

$\vec{\nabla}$: opérateur vectoriel désignant :

$\vec{\nabla} \cdot \vec{X} \rightarrow$ le gradient,

$\vec{\nabla} X \rightarrow$ la divergence,

$\vec{\nabla} \wedge \vec{X} \rightarrow$ le rotationnel

Nombres et grandeurs adimensionnels

$$C_d = \frac{2 \iint \tau_p dS}{\rho_g U_\infty^2 S} : \text{coefficient de frottement autour d'un obstacle de surface externe } S$$

$$C_{Fx} = \frac{2\tau_p}{\rho_g U_\infty^2} : \text{coefficient de frottement local à la surface de l'obstacle}$$

$$Gr = \frac{g\beta \cdot \Delta T x^3}{\nu_g^2} : \text{nombre de Grashof (où } \beta : \text{coefficient de dilatation du fluide)}$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} : \text{nombre de Richardson}$$

$$M = \frac{U_\infty}{c} : \text{nombre de Mach}$$

$$Nu = \frac{hx}{\lambda_g} : \text{nombre de Nusselt global pour une pièce de dimension caractéristique } x$$

$$Nu_\theta = \frac{h_\theta d}{\lambda_g} : \text{nombre de Nusselt local pour la coordonnée polaire angulaire } \theta$$

$$Pr = \frac{\mu_g C_{Pg}}{\lambda_g} : \text{nombre de Prandtl}$$

$$Re_x = \frac{\rho_g U_\infty x}{\mu_g} : \text{nombre de Reynolds suivant la dimension caractéristique } x$$

$$Tu = \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{U_\infty} : \text{intensité turbulente de l'écoulement (exprimée généralement en \%)}$$

$$u^+ = \frac{U}{u_*} : \text{vitesse adimensionnée par rapport à la vitesse de cisaillement}$$

$$y^+ = \frac{yu_*}{\nu_g} : \text{distance adimensionnelle à la paroi (de type Reynolds)}$$

Introduction

Le mot ‘trempe’, désignant l’action de plonger un corps dans un milieu liquide, suscite, dès qu’il est associé au mot ‘gaz’, de fréquentes et légitimes interrogations. Peut-on réellement ‘tremper’ un corps dans une phase gazeuse et comment faire ?

Dans le langage des professionnels du traitement thermique et de la métallurgie, le mot ‘trempe’ est généralement associé à un métal, le plus souvent de l’acier, et il désigne l’action de le refroidir brusquement en vue de lui conférer de bonnes propriétés mécaniques (résistance, élasticité,...). L’origine de ce terme nous vient des premiers professionnels du traitement thermique, les forgerons, qui ont trouvé il y a bien longtemps comment élaborer des outils ou des armes plus résistants, plus durs ou plus tranchants, en les trempant encore rouges dans un bain d’eau. Leur art consistait alors, pour les épées par exemple, à éviter les déformations permanentes de la lame, de manière à ce qu’elle soit bien droite, en trempant les parties appropriées de la lame au moment adéquat et en la reforgeant au fur et à mesure. Nos connaissances sur les aciers et leur comportement lors de traitements thermiques ont énormément évolué depuis cette époque ; ce qui fut empirique a été mis en équation et appliqué à l’échelle industrielle. Les pratiques et le savoir-faire du forgeron, qui ne sont plus compatibles avec les traitements thermiques de quantités industrielles de pièces, ont donc progressivement évolué vers des cycles de trempe maîtrisés et automatisés. Ainsi, les traitements de trempe industriels actuels cherchent à atteindre une vitesse de refroidissement donnée permettant de contrôler la microstructure à température ambiante en fonction des nuances d’acier et des caractéristiques mécaniques finales désirées. A l’échelle industrielle, la réduction et le contrôle des déformations, qui diminuent la productivité et nécessitent des traitements coûteux des pièces déformées au-delà des spécifications du client, sont restés des enjeux importants pour le traitement de trempe.

L’intérêt des industriels pour le développement du procédé de trempe gazeuse est ainsi né du constat quasi-unanime de la diminution des déformations résiduelles des pièces ainsi trempées et de l’impact environnemental réduit vis-à-vis des trempes à l’huile ou en solution aqueuse de polymères. En effet, le traitement des liquides pollués par plusieurs traitements de trempe devient de plus en plus compliqué et coûteux alors que les gaz peuvent être recyclés pratiquement à l’infini.

La réduction des déformations peut toutefois raisonnablement être imputée au premier ordre aux vitesses de refroidissement généralement plus lentes en trempe gazeuse. Cet avantage n’est plus systématiquement observé dans les installations les plus récemment développées, où les cinétiques de refroidissement sont comparables à celles atteintes en solutions aqueuses de polymères, voire en bains d’huile, pour atteindre des caractéristiques mécaniques finales plus élevées. Néanmoins la trempe gazeuse conserve deux avantages importants par rapport aux trempes en solutions liquides :

- La variété des moyens d’actions sur la vitesse de refroidissement des pièces traitées (nature du gaz, vitesse d’écoulement et pression dans l’enceinte) permettent de la contrôler plus aisément, éventuellement en cours de trempe, pour atteindre les caractéristiques

mécaniques visées. En solution liquide, la cinétique de refroidissement est contrôlée d'abord par la nature du fluide (par ordre croissant de vitesse de refroidissement ; solutions aqueuses de polymères, huile, eau) puis plus marginalement par sa température.

- Contrairement aux trempes en fluides vaporisables, la trempe gazeuse permet une bonne reproductibilité des traitements thermiques, ce qui en fait un outil adéquat pour la prédiction et le contrôle des déformations. Le caractère vaporisable du fluide induit en effet une transition spatialement et temporellement aléatoire entre les différents régimes de refroidissement (caléfaction, ébullition et conducto-convection) pouvant rendre la trempe difficilement maîtrisable.

De ces deux avantages majeurs naissent l'intérêt actuel pour cette solution technologique et plus encore pour la modélisation globale du procédé, permettant de prédire les caractéristiques mécaniques et les déformations des pièces trempées au gaz a priori. La mise en place de ce modèle numérique constitue l'objet de ce travail de doctorat, réalisé en partenariat entre le Laboratoire des Sciences et Génies des Matériaux et de Métallurgie (LSG2M) et la société Air Liquide SA.

Les résultats obtenus au cours de ce travail sont restitués en les divisant suivant quatre axes :

Le premier résume les résultats de la littérature concernant les différents phénomènes mis en jeu lors de la trempe gazeuse, en portant une attention particulière à la description des écoulements gazeux turbulents à très fort nombre de Reynolds (régissant usuellement les traitements de trempe gazeuse) et leur impact sur les transferts de chaleur, qui vont conditionner les caractéristiques de la pièce en fin de traitement.

Le deuxième décrit la construction par étapes du modèle, en incluant progressivement les différents phénomènes mis en jeu lors de la trempe gazeuse et en illustrant son application à des cas simples pour vérifier la viabilité numérique du modèle.

Le troisième rassemble les résultats de la campagne expérimentale, également conduite par étapes successives, servant de base de validation et d'analyse des résultats de simulation.

La confrontation des résultats expérimentaux et numériques est réalisée dans le quatrième axe, en analysant et expliquant progressivement les écarts observés en considérant l'écoulement gazeux dans un premier temps, puis la thermique, les cinétiques de transformations de phases et, pour finir, les déformations de la pièce en cours de trempe.

Chapitre A La trempe gazeuse haute pression : mécanismes mis en jeu et analyse bibliographique

A. I. Contexte et description du procédé

1. Contexte technico-économique

L'étude de la trempe au gaz est principalement motivée par des considérations économiques et environnementales, ainsi que par des avancées technologiques importantes dans le domaine. Alors que dans les années 80, ce type de traitement était limité à des pressions de 5 à 6 bars pour les plus performants, on atteint aujourd'hui des pressions de l'ordre de 20 bars voire 40 pour certains gaz (principalement l'hydrogène) et certains fours de trempe. Grâce à ces progrès technologiques, il apparaît possible de prévoir le remplacement des actuels traitements à l'huile ou en bains de sels par des procédés de trempe gazeuse.

En effet, la trempe gazeuse possède de nombreux avantages vis-à-vis des trempes en fluides vaporisables. Les plus importants sont listés ci-dessous.

- ✓ Une meilleure reproductibilité des traitements thermiques

La trempe en fluide vaporisable se déroule suivant trois étapes successives aux mécanismes très différents : la caléfaction, l'ébullition et la convection en phase liquide. Lors de la caléfaction, une nappe de fluide sous forme gazeuse entoure complètement la pièce et le refroidissement s'effectue principalement par conduction au sein du gaz et du solide. Ce refroidissement lent laisse place dans la phase d'ébullition à un refroidissement extrêmement rapide dû à l'absorption, au niveau de la paroi du solide, de la chaleur latente de vaporisation du fluide de trempe. Le refroidissement se termine par une phase de transfert uniquement convectif plus lente à basse température. C'est le caractère aléatoire de la transition entre la caléfaction et l'ébullition qui entraîne la présence de forts gradients thermiques locaux en surface de la pièce trempée et donc de déformations importantes qui, par essence, sont non reproductibles. L'utilisation d'un fluide en phase gazeuse permet donc clairement de s'affranchir de ce problème.

- ✓ Un procédé économique

Si le coût des gaz est généralement inférieur à celui des huiles, une installation de trempe gazeuse haute pression constitue un investissement plus important qu'une installation de trempe huile par exemple. Pour un fonctionnement à l'azote, le retour sur investissement s'effectue donc à moyen voire long terme. Il n'en est pas de même pour une utilisation à l'hélium, gaz autrement plus cher à l'achat. Un dispositif de recyclage de gaz s'avère donc nécessaire pour ce type de gaz, mais vient en contrepartie augmenter le montant de l'investissement initial et de fait le temps de retour sur investissement. Pour comparer les rentabilités des deux procédés, il faut intégrer deux autres facteurs dans le calcul des coûts de fonctionnement. Le lavage post-traitement des pièces est supprimé lors de la trempe gazeuse, ce qui induit, en plus, des économies en temps de traitement et donc en productivité. La meilleure reproductibilité des traitements thermiques assure également un taux de pièces défectueuses plus faible ou la possibilité de corriger de façon plus systématique ces mêmes pièces, ce qui offre également la possibilité d'un gain de productivité.

✓ Un procédé plus respectueux de l'environnement

Le traitement des huiles usagées pénalise le procédé de trempe classique. A l'opposé, les gaz utilisés en trempe ne sont généralement pas polluants et sont également recyclables. Cet avantage pour l'environnement constitue également un avantage économique dans la mesure où le traitement des huiles usagées a un coût relativement important.

✓ Souplesse du procédé de trempe gazeuse

Les paramètres opératoires influençant de façon prépondérante les vitesses de refroidissement des pièces trempées sont la pression, la nature du gaz et la vitesse d'injection du gaz dans la cellule (variation possible de ce paramètre selon l'équipement). Il est envisageable de piloter ces paramètres en cours de trempe, de manière à effectuer des refroidissements contrôlés, au choix pour rechercher un phénomène d'autorevenu ou une trempe complètement bainitique par exemple. L'avantage par rapport aux autres méthodes de trempe est de pouvoir aisément stopper et reprendre le refroidissement selon les besoins de l'utilisateur. Cette souplesse reste néanmoins à l'heure actuelle peu exploitée, mais de plus en plus de spécialistes des traitements thermiques commencent à s'y intéresser.

A ces nombreux avantages viennent s'opposer plusieurs inconvénients, dont les principaux peuvent être recensés.

✓ Vitesses de refroidissement plus faibles

Si la technologie actuelle des cellules de trempe permet d'atteindre des vitesses de refroidissement similaires à celles obtenues en bains d'huile, il est nécessaire pour cela d'utiliser des gaz comme l'hydrogène, dont le caractère explosif constitue un risque qui limite fortement son utilisation, ou des mélanges de gaz denses (N_2 , CO_2 , ...) avec de l'hélium, gaz très cher nécessitant l'installation coûteuse d'un dispositif de recyclage pour être rentable. C'est pourquoi l'utilisation du gaz comme fluide de trempe reste encore essentiellement confinée aux applications de cémentation + trempe, qui ne nécessitent pas de vitesses de refroidissement trop élevées. Avec les progrès constants de la technologie et le nombre croissant d'études effectuées pour optimiser les transferts thermiques, on dénote toutefois un intérêt croissant pour l'application de la trempe gazeuse haute pression à d'autres types de traitements thermiques, pour lesquels les vitesses de refroidissement atteintes permettent d'obtenir des caractéristiques mécaniques finales de pièces satisfaisantes.

✓ Une moins bonne homogénéité des vitesses de refroidissement au sein d'une charge industrielle

L'inhomogénéité de l'écoulement gazeux dans la cellule, l'échauffement du gaz entre les différentes couches de pièces successives rencontrées au sein de la charge et la situation particulière des pièces en périphérie de la charge (où l'allure des écoulements et l'intensité des transferts radiatifs varient par rapport aux autres pièces au sein de la charge) sont autant de facteurs favorisant la dispersion des vitesses de refroidissement dans la charge. Cette dispersion est beaucoup plus faible dans le cas des trempes en bains liquides, ce qui peut contrebalancer l'avantage clé de la trempe gazeuse, à savoir la meilleure reproductibilité attendue des déformations.

Parallèlement à l'optimisation des vitesses de refroidissement, la réduction de cette dispersion entre les pièces d'une même charge constitue un objectif majeur pour promouvoir le procédé de trempe gazeuse haute pression. Si le contexte technico-économique global est donc favorable au développement de ce procédé, il reste encore à optimiser les paramètres du procédé de trempe gazeuse pour permettre en outre d'atteindre des vitesses de refroidissement plus homogènes et comparables à celles obtenues avec l'huile pour un coût compétitif.

2. Le procédé de trempe gazeuse et les phénomènes physiques mis en jeu

a) Présentation générale

Les cellules actuelles de trempe gazeuse haute pression sont construites selon un schéma pratiquement identique (figure 1). Elles sont principalement composées de 4 éléments : la chambre de trempe, l'échangeur, le ventilateur et le ballon tampon. Les pièces à tremper sont généralement placées dans un panier métallique ouvert permettant la circulation du gaz. L'ensemble ainsi constitué est appelé la charge. Le plus souvent, celle-ci est initialement chauffée et cémentée dans une installation de cémentation basse pression. Suite à ce traitement, il est donc nécessaire de mettre la cellule de trempe sous vide pour le transfert de la charge. Ensuite, une fois la charge positionnée, la cellule de trempe est remplie rapidement de gaz à partir du ballon tampon pour atteindre la pression de trempe de consigne. Le ventilateur est alors mis en route pour assurer la circulation du gaz en circuit fermé tout au long du traitement de trempe. Lors d'une boucle de circulation du gaz, celui-ci vient refroidir les pièces de la charge, absorbe une partie de leur chaleur et la cède ensuite dans un échangeur de chaleur, généralement à eau.

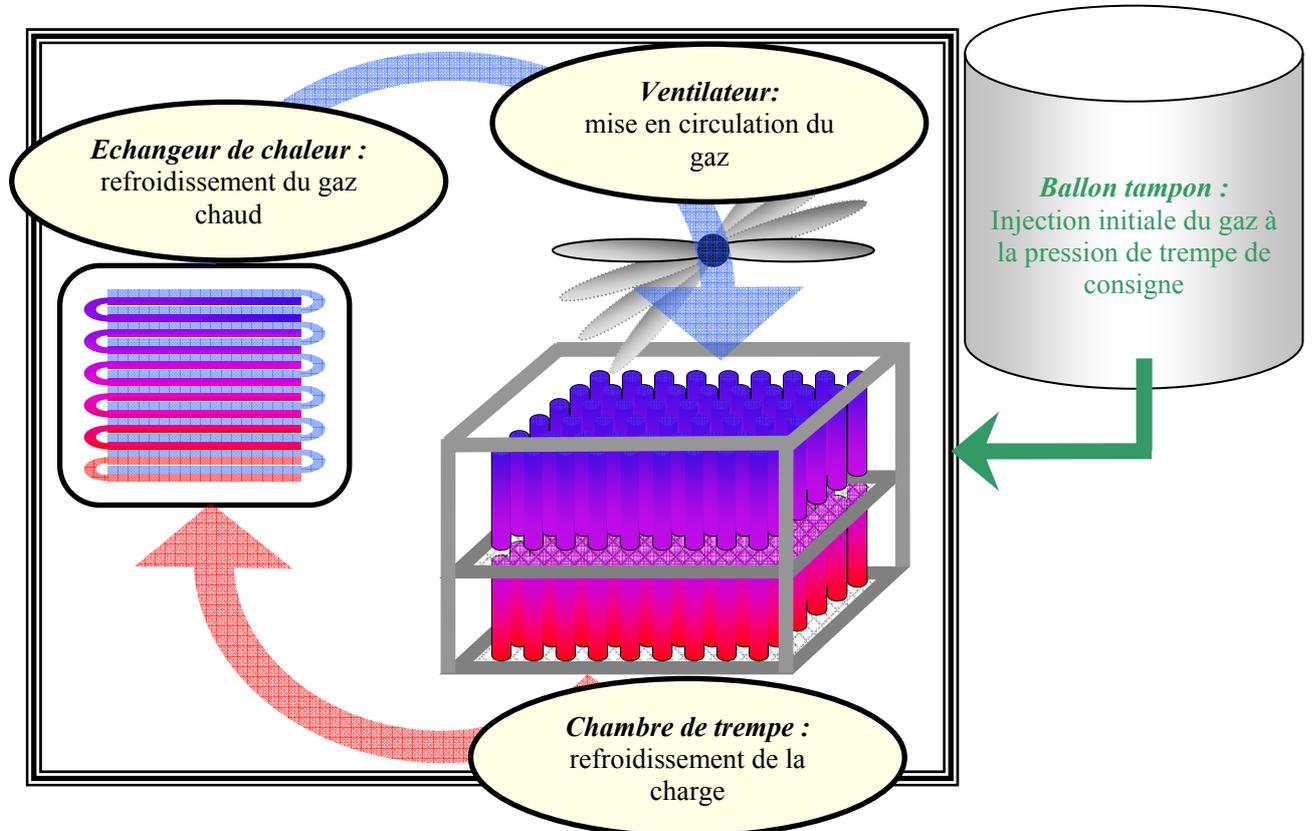


figure 1 Schéma du principe de fonctionnement d'une cellule de trempe gazeuse haute pression

b) Les différents phénomènes mis en jeu

L'écoulement du gaz dans la cellule de trempe régit les échanges de chaleur convectifs et donc les cinétiques de refroidissement des pièces de la charge. Celles-ci déterminent les cinétiques de transformation de phases au sein des pièces d'acier trempées. Enfin les contraintes mécaniques (et les déformations) sont principalement engendrées par les gradients de température et les transformations de phases). Comme le souligne la figure 2, le comportement thermique et aérodynamique du gaz pilote l'ensemble du comportement du solide. Tous les phénomènes sont couplés entre eux, directement et/ou indirectement, les flèches en pointillés indiquant des effets de moindre importance. Pour la pièce solide, les transferts thermiques, les cinétiques de transformation de phases et les contraintes et déformations constituent un ensemble de phénomènes couplés déjà largement étudiés, en particulier au LSG2M [1]-[4].

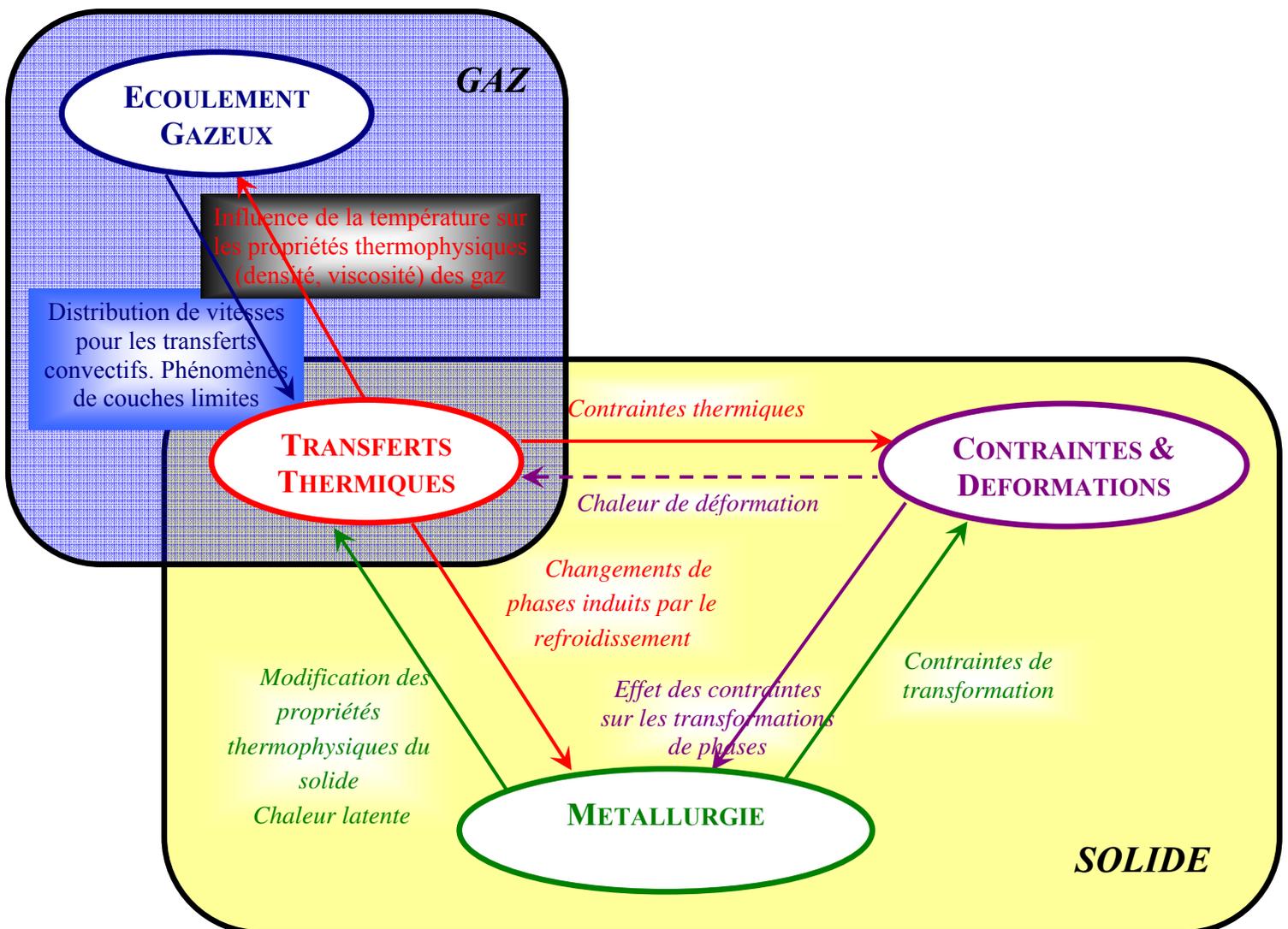


figure 2 Présentation schématique des phénomènes physiques et de leurs couplages mis en jeu lors de la trempe gazeuse haute pression

Écoulement gazeux :

Les échanges de chaleur avec la pièce à tremper dépendent des caractéristiques de l'écoulement. Nous pouvons identifier les paramètres principaux de l'écoulement influençant l'efficacité de la trempe et les classer en deux catégories. Ceux sur lesquels l'opérateur peut agir : la pression, le débit volumique du gaz en entrée de la cellule et la nature du gaz. Ceux qui sont imposés à l'opérateur : la géométrie des pièces à tremper, leur rugosité, l'intensité turbulente produite en amont de la charge et la géométrie de la chambre de trempe. Il est nécessaire de bien maîtriser ces paramètres et de quantifier leur influence sur les vitesses de refroidissement du matériau afin de calculer précisément les échanges de chaleur entre le gaz et les pièces à tremper.

Transferts thermiques :

Ils constituent le cœur de notre étude puisqu'ils associent les différents phénomènes physiques mis en jeu dans la phase gazeuse et dans la phase solide. Les déterminer nécessite de bien modéliser les transferts thermiques dans la couche limite autour de la pièce à tremper, afin d'obtenir des cinétiques de refroidissement précises. Cette condition est indispensable pour prédire précisément les états microstructuraux et les contraintes et déformations au cours de la trempe.

Cinétiques de transformation de phases :

L'étude des cinétiques de transformation de phases est décisive à la fois pour l'obtention des propriétés finales du matériau trempé et également pour bien modéliser les contraintes et les déformations. Au cours du refroidissement, l'austénite composant initialement l'acier à haute température va se transformer en différents constituants (essentiellement ferrite, perlite, bainite et martensite) aux propriétés très différentes. L'apparition de ces phases est essentiellement fonction des cinétiques de refroidissement, bien que les états de contraintes aient une influence souvent non négligeable sur les transformations de phases. De manière générale, les refroidissements les plus rapides tendent à former des phases plus dures, propriétés majoritairement recherchées dans les traitements de trempe. C'est ce qui explique le souci d'augmenter les vitesses de refroidissement encore limitées de la trempe gazeuse haute pression par rapport aux trempes en fluides vaporisables. L'inconvénient est que l'amplitude des déformations est favorisée par les refroidissements rapides au cours desquels les gradients thermiques obtenus sont les plus importants.

Contraintes et déformations :

Industriellement, dans le cas de la trempe, on cherche généralement à minimiser les déformations et les contraintes résiduelles, tout en atteignant des propriétés mécaniques élevées, avec le souci principal d'une bonne tenue mécanique des pièces traitées. Malheureusement, ces deux phénomènes sont contradictoires, car les propriétés mécaniques les meilleures sont obtenues avec des refroidissements rapides engendrant des gradients thermiques importants. Ceux-ci sont à l'origine, avec les transformations de phases, des déformations permanentes des pièces trempées. La maîtrise de ces déformations, qu'elle s'effectue pendant ou après la trempe, demeure un objectif prioritaire. Deux solutions sont principalement explorées à l'heure actuelle.

- Le contrôle des déformations peut être réalisé en temps réel pour des pièces isolées sur lesquelles le gaz est injecté à travers plusieurs buses indépendantes. En adaptant les

vitesses du gaz au niveau des injecteurs, il est alors possible de contrôler les vitesses de refroidissement locales de la pièce afin de minimiser les déformations finales, sans pour autant trop réduire les cinétiques de refroidissement globales [4]-[10].

- Le flux de gaz traversant une charge industrielle peut être homogénéisé afin de réduire la dispersion des cinétiques de refroidissement des pièces composant la charge. Puisque le traitement est par nature reproductible, toutes les pièces subissent les mêmes déformations, qui peuvent être corrigées plus efficacement en fin de trempe.

A. II. Analyse bibliographique

La description au niveau macroscopique du comportement thermique, métallurgique et mécanique des aciers, qui a déjà fait l'objet d'articles de revues [1]-[3], est aujourd'hui un problème bien connu et relativement bien maîtrisé. Nous avons donc fait le choix de circonscrire le périmètre de notre recherche bibliographique à la prédiction et à l'optimisation des échanges de chaleur entre le gaz et le solide et à l'application de ces travaux au procédé de trempe gazeuse.

En effet, comme nous l'avons souligné au chapitre A.I. précédent, une des difficultés est de bien prédire les flux de chaleur échangés, pour pouvoir évaluer correctement les traitements thermiques étudiés, quel que soit le fluide de trempe employé. Pour les traitements de trempe, une condition aux limites de type Fourier est le plus souvent employée, qui s'exprime à travers un coefficient de transfert de chaleur. Trois approches sont utilisées couramment pour l'évaluer : les méthodes inverses, les corrélations empiriques et la simulation numérique. Avant de détailler ces approches dans le cas de la trempe au gaz, nous faisons un bref rappel sur les écoulements turbulents et nous détaillons les transferts de chaleur associés à ces écoulements.

1. Les écoulements à hauts nombres de Reynolds

Le nombre adimensionnel de Reynolds traduit le rapport des forces convectives aux forces visqueuses dans l'écoulement d'un fluide. Il s'exprime de la manière suivante :

$$Re_x = \frac{\rho U x}{\mu}$$

où ρ et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité du fluide, U la vitesse moyenne débitante de l'écoulement, et x une dimension caractéristique de l'écoulement (par exemple le diamètre du cylindre pour un écoulement autour d'un objet cylindrique).

a) Illustration des différents régimes d'écoulement

Lors d'un traitement de trempe gazeuse, les écoulements gazeux se produisent à forts nombres de Reynolds (entre 10^4 et 10^6), caractéristiques d'un régime fortement turbulent. Nous rappelons les observations expérimentales de plusieurs auteurs qui ont étudié les écoulements autour de cylindres (et dans ce cas l'écoulement est dirigé perpendiculairement à l'axe du cylindre) ou de sphères pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1000. Parmi ces écoulements non structurés, se discernent essentiellement deux types d'écoulement : les écoulements à nombre de Reynolds inférieur (régime subcritique) et supérieur (régime critique, supercritique puis transcritique) au nombre de Reynolds critique, qui dans le cas du cylindre vaut environ $3 \cdot 10^5$.

Le régime subcritique

Ce régime est caractérisé par le décollement de la couche limite sur la surface amont du cylindre, c'est-à-dire à un angle $\theta < 90^\circ$ (la coordonnée polaire θ est choisie nulle au bord d'attaque). La couche limite formée autour de l'obstacle reste laminaire avant son décollement (figure 3 et figure 4) de la paroi de l'obstacle. Par rapport à l'écoulement structuré, les structures tourbillonnaires restent présentes, moins distinctes et plus en aval de l'écoulement, constituant ainsi une sorte de dégénérescence des structures cohérentes des allées de Van Karman.

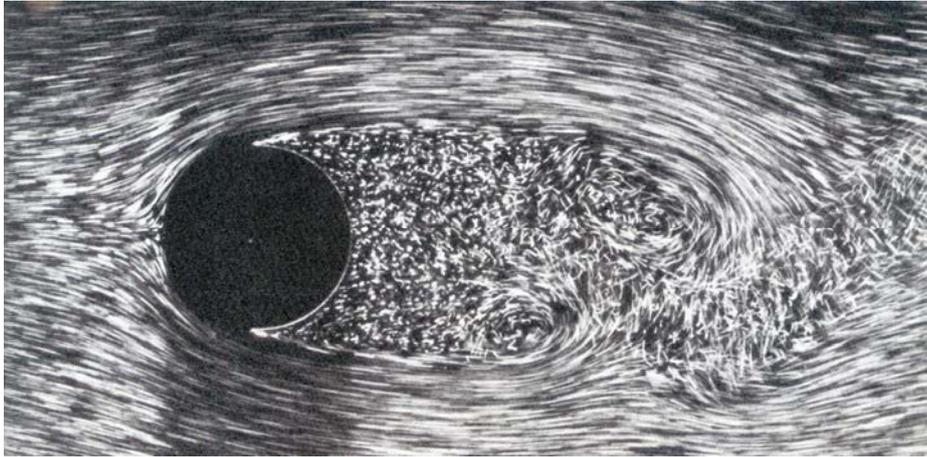


figure 3 Ecoulement pour un Reynolds de 2000 d'après Wérli et Gallon [11]

La turbulence du sillage est très nette sur la figure 3 et le décollement s'effectue en amont aux alentours de 80° . Pour avoir un Reynolds critique plus facile à atteindre, les expériences représentées sur les figures 4 et 5 sont menées sur des sphères, toutefois, les mêmes phénomènes seraient observés pour le cylindre à des Reynolds légèrement supérieurs.

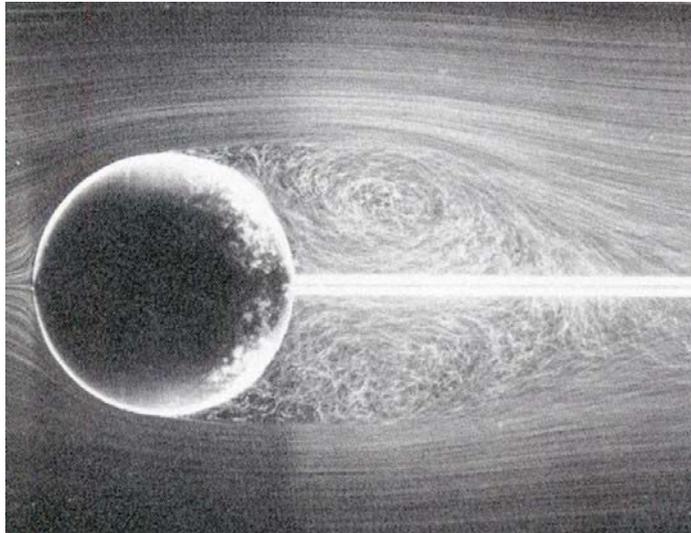


figure 4 Ecoulement autour d'une sphère pour un Reynolds de 150000 (Wérli [11])

La turbulence du sillage est visible (figure 4). Un vortex se forme au début du sillage et le décollement s'effectue à 90° environ. La plus grande échelle spatiale de turbulence est importante, de l'ordre du rayon du vortex formé en aval de la sphère.

Le régime critique.

Au-delà du nombre de Reynolds critique Re_c , dont la valeur dépend de la géométrie de l'obstacle, le point de décollement de la couche limite se situe à un angle proche de 120° , soit beaucoup plus en aval que pour le régime subcritique (figure 5). La transition entre le régime subcritique et critique est brutale.

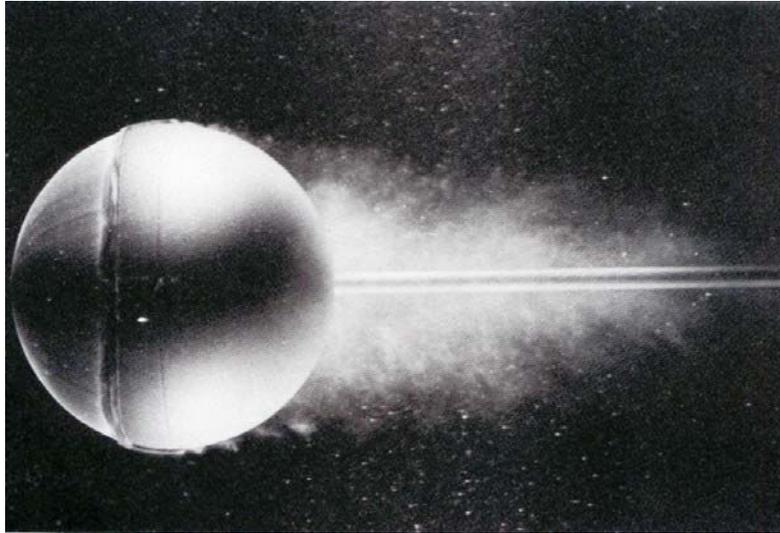


figure 5 *Écoulement autour d'une sphère à un Reynolds de 300000 d'après Wérli [11]*

La transition de régime induit une forte diminution de la taille du sillage en aval du cylindre. Les vortex qui s'y formaient en régime subcritique ont disparu et laissent place à une turbulence avec une beaucoup plus petite échelle spatiale.

La mesure du coefficient de traînée C_d en fonction du nombre de Reynolds met en évidence la transition brutale entre les régimes subcritique et critique et permet à Achenbach [12],[13] de définir de nouveaux régimes (supercritique et transcritique) pour des Reynolds supérieurs à Re_c (figure 15). Au Reynolds critique, la chute du coefficient de traînée s'explique par le déplacement brutal du point de décollement de la couche limite en aval du cylindre et par la réduction du sillage. Lorsque le nombre de Reynolds croît, le coefficient de traînée augmente, définissant ainsi le régime supercritique, avant d'atteindre une valeur stable pour le régime dit transcritique (figure 6).

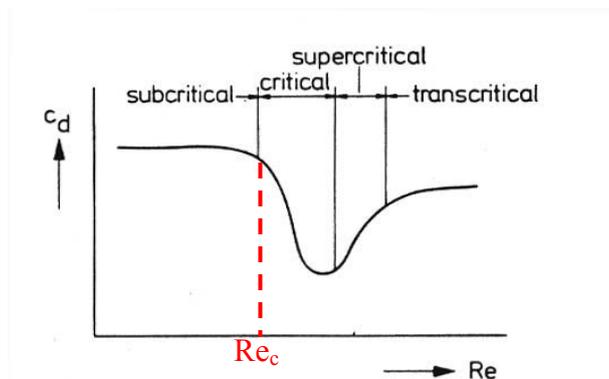


figure 6 *Définition des différents régimes à l'aide de l'évolution du coefficient de traînée avec Re (Achenbach [12]).*

Zukauskas [14] explique que lors du régime critique, un bulbe (soit un décollement de la couche limite puis un recollement plus en aval) se forme entre la couche limite laminaire et la couche limite turbulente, favorisant aussi la brusque diminution de C_d . D'après cet auteur, ce bulbe disparaît lors du régime supercritique pour laisser place à une couche limite de transition. Pour le régime supercritique, la couche limite est ainsi successivement, du point d'arrêt au point de décollement, laminaire, de transition puis turbulente. Cette théorie est appuyée par quelques observations d'Achenbach, explicitées dans le paragraphe A.II.2.b. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne la réduction de la taille de la couche limite laminaire au profit des couches limites de transition et turbulente. Le régime transcritique est atteint lorsque la couche limite laminaire disparaît.

b) Des expériences à la théorie

Pour décrire les écoulements fluides quels qu'ils soient, il est nécessaire de s'appuyer sur les équations de Navier Stokes [15]-[17]

$$\frac{\partial \rho_g U_i}{\partial t} + \rho_g \vec{V} \cdot \vec{\nabla} U_i = \vec{\nabla} \cdot (\mu_g \vec{\nabla} U_i) - \frac{\partial P}{\partial x_i}$$

où U_i est la composante de la vitesse \mathbf{V} selon l'axe i et P la pression.

Si ces équations fortement non linéaires peuvent aujourd'hui très aisément être exactement résolues dans le cadre d'écoulements laminaires, il n'en est pas de même pour les écoulements turbulents. Les méthodes de simulation numériques permettent bien de résoudre les équations de Navier Stokes en régime turbulent, mais la résolution nécessite à la fois un nombre de mailles très important et un pas de temps très faible pour simuler l'ensemble des structures turbulentes de l'écoulement. La simulation directe sur les machines actuelles les plus puissantes demande encore trop de temps pour être raisonnablement envisagée. C'est pourquoi il est nécessaire d'avoir recours à des modèles statistiques pour modéliser ce type d'écoulements.

La plupart de ces modèles sont établis par une prise de moyenne des équations de Navier Stokes, en dissociant toutes les grandeurs physiques de l'écoulement en une composante moyenne et une composante aléatoire représentant les variations stochastiques dues à la turbulence. On utilise, pour exemple, la décomposition :

$$U_i = \bar{U}_i + U_i' \text{ et } P = \bar{P} + P'$$

En réécrivant les équations de Navier Stokes sous cette forme et en les moyennant, on obtient un système d'équations appelé RANS (Reynolds Average Navier Stokes), le plus utilisé actuellement.

Pour calculer la viscosité turbulente (μ_t) apparaissant dans ce système d'équations, Launder et Spalding [18] ont proposé une relation de fermeture, où il est nécessaire de résoudre deux équations de transport supplémentaires ; l'une s'appliquant à la grandeur k désignant l'énergie cinétique turbulente et l'autre à ε , la vitesse de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Le modèle de ce type le plus simple est le modèle k - ε , mais de nombreuses variantes de ce modèle existent [19]-[22]. Les principales différences résident dans les constantes choisies pour la relation de fermeture et/ou certains termes des équations de transport de k et ε .

2. Les transferts de chaleur en régime turbulent

Afin d'augmenter les vitesses de refroidissement, il est nécessaire de maximiser le coefficient de transfert thermique, qui rend compte à lui seul des mécanismes de transport convecto-diffusif au sein de la couche limite. Il existe à ce sujet de nombreuses études dans la littérature qui donnent des corrélations permettant de calculer le coefficient de transfert global h pour une configuration d'écoulement donnée. Les corrélations sont déterminées de façon semi-empirique à partir de méthodes inverses. Les coefficients sont ajustés afin que les flux de chaleur calculés correspondent le mieux possible aux mesures expérimentales. Elles sont généralement limitées dans leur domaine d'application, sur une gamme de Reynolds et/ou de Prandtl, ce qui correspond généralement au domaine d'étude de l'auteur.

On distingue le coefficient de transfert global h , qui définit le flux échangé sur toute la surface de la pièce, du coefficient h_0 (ou h_x) local qui exprime l'efficacité de l'échange thermique sur un élément de surface.

Pour une géométrie cylindrique de pièce (qui est la forme retenue dans ce mémoire), la littérature est beaucoup plus abondante pour une configuration d'écoulement perpendiculaire à l'axe du cylindre [12], [14], [23]-[33] que pour un écoulement parallèle à cet axe [34]-[38].

Ainsi dans cette partie, nous analysons d'abord différentes corrélations permettant de déterminer le coefficient de transfert de chaleur global. Puis nous synthétisons les résultats obtenus pour les coefficients de transfert de chaleur locaux lors d'écoulements au-dessus d'une plaque plane et perpendiculaire à un cylindre. Le rôle de la rugosité surfacique du cylindre et de la turbulence en amont de l'écoulement sont analysés plus particulièrement. Finalement, les quelques résultats existants pour des écoulements parallèles à l'axe de cylindres sont présentés.

a) Coefficient de transfert global

Usuellement, les corrélations issues de la littérature se présentent presque toutes sous la forme :

$$Nu = A Re^\alpha Pr^\beta$$

où Nu et Pr sont respectivement les nombres de Nusselt global et de Prandtl $Pr = \frac{\mu_g C_{Pg}}{\lambda_g}$ avec

λ_g , la conductivité thermique du gaz et C_{Pg} sa chaleur spécifique.

Les constantes A , α et β (α et β sont le plus souvent comprises entre 0 et 1) sont variables selon le régime de l'écoulement.

On en déduit le coefficient global h en fonction des propriétés thermo-physiques du gaz de trempe :

$$h = A \lambda_g^{1-\beta} d^{\alpha-1} (\rho_g U_\infty)^\alpha \mu_g^{\beta-\alpha} C_{Pg}^\beta$$

Le coefficient de transfert h dépend donc principalement de la nature du gaz ainsi que des conditions d'écoulement (pression et vitesse).

Comme pour le coefficient de transfert, on peut définir un nombre de Nusselt local Nu_θ tel

$$\text{que : } Nu_\theta = \frac{h_\theta d}{\lambda_g}$$

Sont cités ci-dessous trois corrélations qui s'appliquent à des écoulements à nombre de Reynolds élevé pour le cas du cylindre en configuration perpendiculaire.

i. La loi de Churchill et Bernstein [23] est applicable pour $Re.Pr > 0,2$:

$$Nu = 0,3 + 0,62 Re^{1/2} Pr^{1/3} \frac{\left[1 + \left(\frac{Re}{282000} \right)^{5/8} \right]^{4/5}}{\left(1 + \left(\frac{0,4}{Pr} \right)^{2/3} \right)^{1/4}}$$

Les propriétés thermo-physiques du gaz sont évaluées à la température de film : moyenne de la température de l'écoulement loin de l'obstacle T_∞ et de la température de paroi de l'obstacle T_p .

$$T_{\text{film}} = (T_\infty + T_p)/2$$

ii. La loi de Whitaker [24] est valable pour : $0.7 < Pr < 300$ et $40 < Re < 10^5$.

$$Nu = (0,4 Re^{1/2} + 0,06 Re^{2/3}) Pr^{0,4}$$

Les propriétés thermo-physiques du gaz sont également évaluées à la température de film.

iii. Les deux lois présentées ci-dessus sont générales et couvrent des domaines d'application très larges. Ceci est dû notamment à la présence de termes correctifs dans les équations devenant prépondérant dans certains domaines de Reynolds et/ou de Prandtl. Cependant, la généralisation peut nuire à la précision de la prédiction. Zukauskas [14] obtient une loi générale plus précise en différenciant la corrélation suivant le nombre de Reynolds associé à l'écoulement. Elle est mise sous la forme simplifiée suivante :

$$Nu = c Re^m Pr^{0,37} \left(\frac{Pr}{Pr_p} \right)^{0,25}$$

avec :

Re	c	m
1-40	0,76	0,4
40-1.10 ³	0,52	0,5
1.10 ³ -2.10 ⁵	0,26	0,6
2.10 ⁵ -1.10 ⁷	0,023	0,8

Les propriétés du fluide sont évaluées à la température loin de l'obstacle, et Pr_p est le nombre de Prandtl évalué à la température de paroi. Dans cette corrélation, le facteur correctif $\left(\frac{Pr}{Pr_p} \right)^{0,25}$

rend compte des différences de températures qui peuvent être importantes entre le fluide et la paroi du cylindre. La puissance 0,25 est donnée par Mikhe'yev [25] par analogie avec la plaque plane et en accord avec les résultats expérimentaux de Zukauskas [14]. On peut noter qu'avec les gaz, le nombre de Prandtl est approximativement constant et égal à 0,7, quel que soit le gaz

considéré. Il ne varie pas non plus significativement avec la température ce qui signifie que l'on peut simplifier la loi ci-dessus en donnant :

$$Pr^{0.37} \left(\frac{Pr}{Pr_p} \right)^{0.25} \approx 0,88$$

b) Coefficient de transfert local

Si le coefficient de transfert global est principalement déterminé par le nombre de Reynolds et donc par l'écoulement d'ensemble autour du cylindre, l'évolution du coefficient de transfert local le long de la paroi du cylindre est liée aux phénomènes ayant lieu au sein de la couche limite.

De nombreuses expériences d'écoulements au dessus d'une plaque plane [15] ont permis de mettre en évidence les transitions de couche limite aux alentours du nombre de Reynolds critique et leur influence sur les échanges de chaleur.

La figure 7 illustre les différents types de couches limites rencontrées lors d'un écoulement turbulent et l'évolution des transferts de chaleur associés. Dans la majorité des écoulements, même turbulents, il se développe tout d'abord à la surface de l'obstacle une couche limite laminaire, dont l'épaississement progressif provoque une diminution lente du coefficient de transfert de chaleur local. Au-delà du nombre de Reynolds critique, comme dans le cas du cylindre, une couche limite turbulente se forme en aval de la couche limite laminaire. Entre les deux, apparaît une zone de transition au sein de laquelle les échanges de chaleur sont grandement favorisés, responsable d'une augmentation brutale du coefficient de transfert. Puis, au sein de la couche limite turbulente, son épaississement rapide induit une diminution prononcée du coefficient de transfert de chaleur. Ainsi, dès lors que se forme une couche limite turbulente, un pic de coefficient de transfert apparaît.

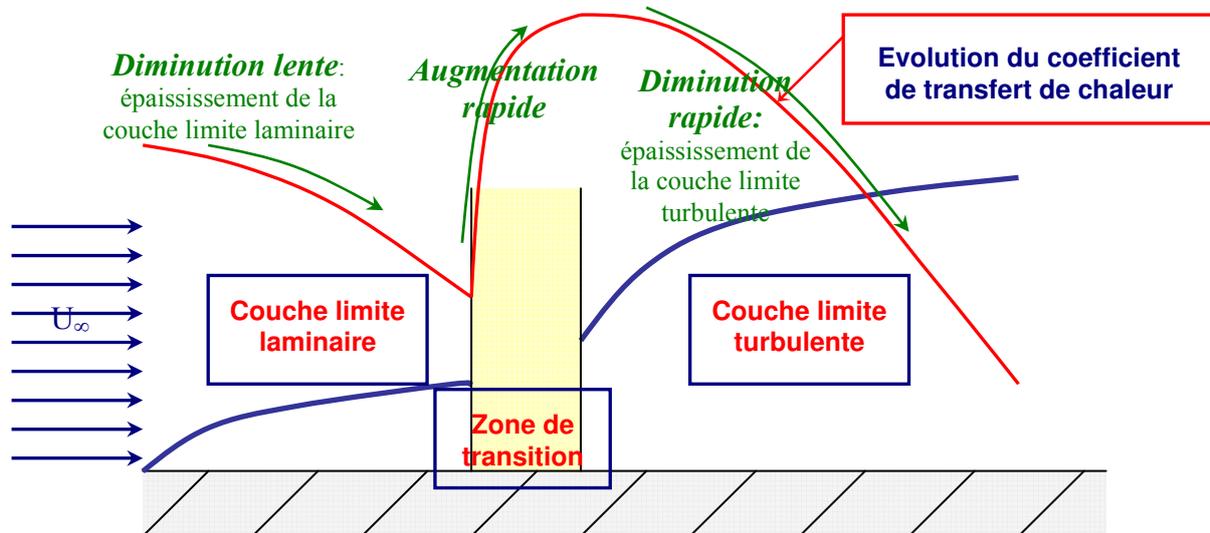


figure 7 Evolution du coefficient de transfert de chaleur local lors de la transition laminaire – turbulent d'une couche limite

Tous ces phénomènes se retrouvent dans le cas du cylindre en configuration perpendiculaire. Achenbach [12], [13] et Zukauskas [14] l'ont particulièrement bien montré dans leurs études sur l'influence de la rugosité des cylindres et de l'intensité turbulente de l'écoulement amont sur les écoulements et les transferts de chaleur. Les résultats de ces deux auteurs sont obtenus dans des

conditions similaires. Un cylindre creux est placé dans un écoulement de gaz ou de liquide dont la vitesse est variable. Un système chauffant électrique est placé au centre du cylindre et l'intensité localement consommée pour maintenir le cylindre à température constante est mesurée. Achenbach et Zukauskas mesurent ainsi le flux de chaleur cédé par ce système chauffant et ils en déduisent le flux de chaleur échangé avec le fluide. Les résultats d'Achenbach, rapportés sur la figure 8, représentent l'évolution de Nu_θ / \sqrt{Re} . Ce rapport a été choisi par les auteurs car il permet de « normer » le nombre de Nusselt afin d'obtenir des résultats similaires (et égaux à 1 pour $\theta = 0$) dans la couche limite laminaire quel que soit le nombre de Reynolds.

Lors d'une transition d'un régime subcritique vers un régime critique, puis supercritique et transcritique, la structure de la couche limite se développant autour du cylindre évolue, modifiant ainsi la distribution des coefficients de transfert de chaleur locaux. Comme le montre la figure 8, le coefficient de transfert de chaleur diminue d'abord dans la zone de développement de la couche limite laminaire. Puis, en régime subcritique (courbe bleue), la couche limite se décolle et le coefficient de transfert de chaleur (ou le nombre de Nusselt) augmente. On obtient ainsi la distribution caractéristique de coefficient de transfert de chaleur en régime subcritique, définie par une lente diminution de h jusqu'à un angle de décollement $\theta_d \approx 80^\circ$, puis une augmentation dans la zone recirculation située dans le sillage du cylindre.

A partir du nombre de Reynolds critique ($Re \geq Re_c$), une couche limite turbulente se forme et fait naître un pic de coefficient de transfert (augmentation dans la zone de transition et diminution dans la couche limite turbulente) juste en amont du point de décollement rejeté plus en aval du cylindre ($\theta_d \approx 110^\circ$ d'après Achenbach [12] et 140° d'après Zukauskas [14]). L'augmentation du nombre de Reynolds engendre ensuite un grossissement du pic de coefficient de transfert en hauteur (augmentation du maximum) et en largeur (réduction de la taille de la couche limite laminaire au profit des couches limites turbulente et de transition). La couche limite laminaire disparaît finalement complètement et le régime transcritique est atteint (ici pour $Re = 4.10^6$). Achenbach [13] propose une corrélation donnant l'angle de passage de la couche limite laminaire à la couche limite de transition, en fonction du Reynolds et de la rugosité :

$$\theta_t = \frac{1.63 \times 10^5}{Re k_s / d} \text{ où } k_s \text{ est la hauteur moyenne des aspérités de surface}$$

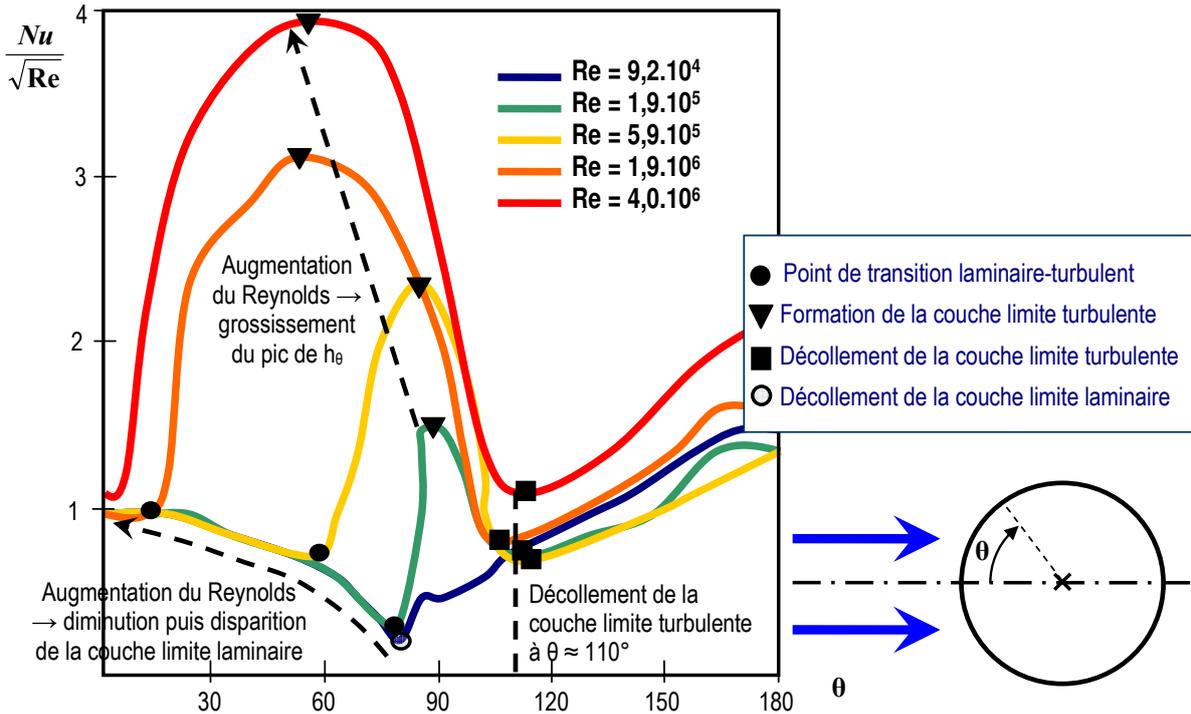


figure 8 Evolution du nombre de Nusselt local Nu_θ pour différents nombres de Reynolds. (d'après Achenbach [12])

c) Le rôle de la rugosité

Achenbach [13] a aussi étudié l'influence précise de la rugosité d'un cylindre en cuivre sur l'écoulement et les transferts thermiques. Les trois valeurs de ce paramètre que Achenbach considère sont :

$$k_s/d = 75 \cdot 10^{-5} ; 300 \cdot 10^{-5} ; 900 \cdot 10^{-5}.$$

A partir de la mesure du coefficient de traînée C_d , Achenbach montre qu'une augmentation de la rugosité favorise le passage en régime critique (figure 9). Elle a également pour effet d'augmenter la surface d'échange favorisant ainsi doublement les transferts de chaleur.

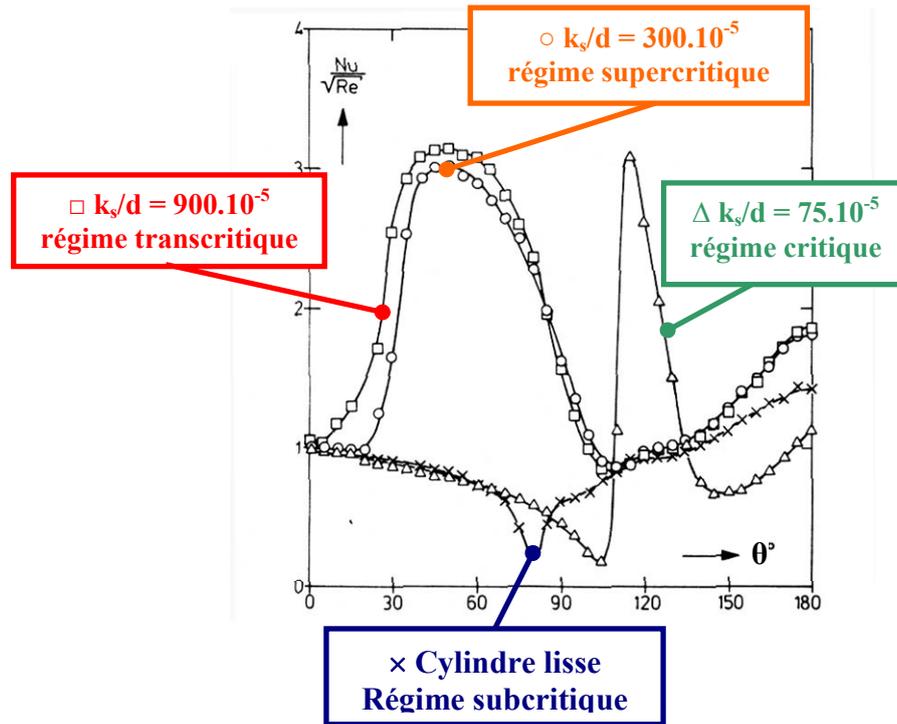


figure 9 Evolution du nombre de Nusselt local Nu_θ en fonction de la rugosité à Reynolds constant ($Re = 1,9.10^5$) (résultats expérimentaux, Achenbach [13]).

Les résultats confirment que la rugosité influence sensiblement l’allure du coefficient de transfert le long du cylindre. Pour la plus faible rugosité, le régime critique est atteint pour un nombre de Reynolds inférieur au nombre de Reynolds critique mesuré par Achenbach avec un cylindre lisse. A la rugosité intermédiaire correspond le régime supercritique alors que pour la rugosité la plus importante le régime transcritical est atteint.

A partir de ces résultats expérimentaux, Achenbach a établi des corrélations donnant le nombre de Nusselt global Nu pour les trois cylindres de rugosité différentes. Le fluide utilisé étant un gaz, le nombre de Prandtl peut être supposé constant, si bien que les corrélations proposées ont pour forme :

$$Nu = cRe^m$$

Les corrélations obtenues sont comparées à celles proposées par Zukauskas dans le tableau 1.

	$k_s/d (.10^{-5})$	Re_c	Corrélations	
			$Re < Re_c$	$Re > Re_c$
Achenbach	0	$3,2.10^5$	$Nu = 0,18 Re^{0,63}$	$Nu = 9,02.10^{-4} Re^{1,01}$
	75	$2,1.10^5$	$Nu = 0,18 Re^{0,63}$	$Nu = 2,57.10^{-3} Re^{0,98}$
	300	$1,15.10^5$	$Nu = 0,18 Re^{0,63}$	$Nu = 1,35.10^{-2} Re^{0,89}$
	900	$5,7.10^4$	$Nu = 0,18 Re^{0,63}$	$Nu = 4,55.10^{-2} Re^{0,81}$
Zukauskas	-	2.10^5	$Nu = 0,229 Re^{0,6}$	$Nu = 2,02.10^{-2} Re^{0,8}$

tableau 1 Corrélations obtenues par Achenbach [13] pour différentes rugosités en-deçà et au-delà du régime critique comparées à celles obtenues par Zukauskas [14]

En régime subcritique, la corrélation proposée par Achenbach est indépendante de la rugosité et est donnée par $Nu = 0,18 Re^{0,63}$. Achenbach explique que la rugosité n'a plus d'influence sur l'écoulement lorsque la taille la couche limite devient beaucoup plus épaisse que la taille des rugosités, ce qui est le cas en régime subcritique, car le nombre de Reynolds est suffisamment faible. L'expression obtenue est très proche de celle proposée par Zukauskas.

Pour les nombres de Reynolds supérieurs au Reynolds critique, la corrélation trouvée par Achenbach pour le cylindre lisse est paradoxalement la plus éloignée de la corrélation de Zukauskas (qui n'a pas tenu compte de la rugosité dans son étude). Les différences entre les lois de corrélation proposées peuvent s'expliquer par les différentes conditions expérimentales dans lesquelles elles ont été établies. Les résultats restent néanmoins relativement proches.

d) Le rôle de la turbulence amont de l'écoulement

Le rôle de la turbulence de l'écoulement en amont de l'obstacle a été largement étudié par Zukauskas [14], mais d'autres auteurs s'y sont aussi intéressés (Lowery et Vachon [26], Scholten et Murray [27], Kondjoyan et Daudin [28]).

Expérimentalement, la turbulence est générée en disposant une grille en amont de l'obstacle. L'intensité de la turbulence Tu ($Tu = \sqrt{\frac{\langle U'^2 \rangle}{U_\infty^2}}$) est une fonction directe du paramètre de maille de la grille, de la distance de la grille à l'obstacle et de la vitesse moyenne du fluide. La valeur de Tu est ainsi bien maîtrisée expérimentalement.

Zukauskas trace le rapport $Nu / Re^{1/2}$ (figure 10) en fonction de θ pour différentes intensités turbulentes et différents Reynolds (ceux-ci restent cependant du même ordre de grandeur). L'ensemble de ces résultats montre que le Reynolds critique diminue sensiblement avec l'intensité turbulente (régime subcritique pour la courbe 1, critique et même supercritique pour les courbes 2, 3 et 4). En conséquence, le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'intensité de la turbulence de l'écoulement amont.

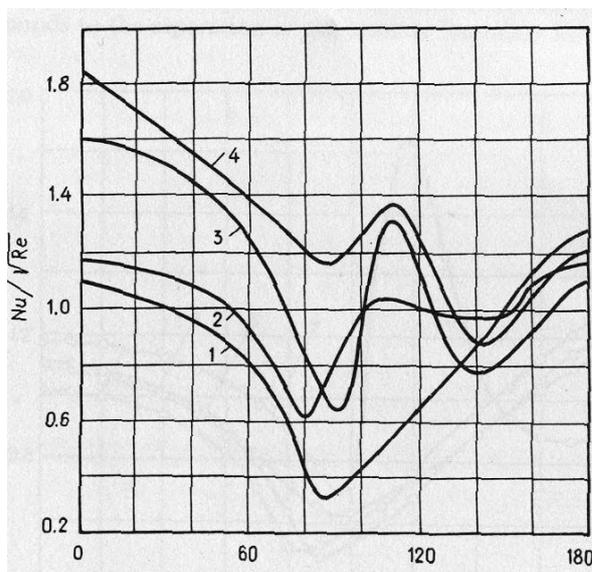


figure 10 Evolution du nombre de Nusselt en fonction de l'angle d'incidence θ pour différentes intensités turbulentes amont et un Reynolds variant peu (résultats expérimentaux, Zukauskas [14])

Zukauskas donne ainsi empiriquement un nouveau critère de transition en régime critique combinant le nombre de Reynolds et l'intensité turbulente (Tu exprimée en %).

Si $Re.Tu > 1,5.10^5$ le régime critique est atteint.

Zukauskas suggère de corriger les corrélations pour rendre compte de l'effet de la turbulence du fluide amont :

$$Nu(Tu) = Nu(Tu = 0)\varepsilon_\phi \text{ avec } \begin{cases} \varepsilon_\phi = 1 + 0,01(Re Tu)^{0,5} & \text{(Dyban \& Epick, 1970)} \\ \varepsilon_\phi = Tu^{0,15} & \text{(Tu en \%, Zukauskas)} \end{cases}$$

La corrélation de Dyban & Epick donne des prédictions légèrement supérieures à la réalité, tandis que celle de Zukauskas n'est valable que pour $Tu > 1\%$.

e) Écoulement parallèle à l'axe d'un cylindre

Les résultats de la littérature sur les écoulements autour d'un cylindre chauffé en configuration parallèle sont rares. Nous exposons principalement les résultats de trois auteurs, Ota et al. [34], Adomaitis [35], [37] et Lior [38].

Les deux premiers auteurs ont limité leur analyse à l'écoulement autour du cylindre au-delà du point de recollement de la couche limite. Les expériences d'Ota et al. ont permis de situer ce point de recollement à une distance invariable avec le nombre de Reynolds de 1,4 diamètre à partir du bord d'attaque du cylindre. Cependant, leur étude se limite à des nombres de Reynolds (calculés à partir de la longueur du cylindre) allant de 18000 à 54000.

Adomaitis [37] et Rao [36] analysent l'effet de la courbure de l'obstacle et de l'intensité turbulente amont à l'obstacle sur l'écoulement et les transferts de chaleur, en comparant leurs résultats avec ceux obtenus pour une plaque plane. Ils suggèrent l'utilisation, pour adapter les lois de parois déterminées dans le cas d'une plaque plane au cas de l'écoulement autour d'un cylindre, d'une nouvelle variable y^+ permettant de s'affranchir des effets de la courbure latérale introduite. Dans le cas de la plaque plane, la variable y^+ utilisée est :

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu_g} \text{ où } u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_g}}$$

y est la distance à la paroi de l'obstacle, τ_p la contrainte pariétale de l'écoulement et ν_g la viscosité cinématique du gaz. Adomaitis recommande la variable suivante :

$$y^+ = \frac{Ru^*}{\nu} \ln \frac{r}{R} = R^+ \ln \left(1 + \frac{y}{R} \right)$$

où r est la distance radiale par rapport à l'axe de symétrie du cylindre, et R le rayon du cylindre.

La loi de paroi qu'il emploie avec cette variable conserve la forme rencontrée pour la plaque plane et s'exprime de la manière suivante :

$$u^+ = y^+ \text{ pour } y^+ < 10$$

$$u^+ = 5,61 \log y^+ + 4,9 \text{ pour } y^+ > 10$$

La deuxième loi logarithmique de vitesse utilisée pour $5 < y^+ < 30$ pour la plaque plane n'est pas déterminée par Adomaitis, c'est pourquoi il commet une erreur assez importante dans cet intervalle.

Adomaitis [35], [37] nuance toutefois ce résultat en indiquant que l'augmentation de l'intensité turbulente en amont de l'écoulement provoque une déviation du profil de vitesse par rapport à la loi de paroi qu'il préconise. Il montre aussi qu'une augmentation du niveau de turbulence en amont de l'écoulement fait croître le coefficient de frottement local à la surface du cylindre. Il note également que plus le rayon du cylindre est faible (courbure importante), plus le coefficient de traînée est important.

Adomaitis [37] propose enfin une corrélation donnant le coefficient de frottement local à la paroi (C_{Fx}) en fonction de l'intensité turbulente amont de l'écoulement, du rayon du cylindre (R) et du nombre de Reynolds Re_x en prenant le coefficient de traînée calculé pour la plaque plane comme référence ($c_{Fplx} = 0,0015 + 0,2Re_x^{-1/3}$). Cette corrélation est valable dans le domaine suivant :

$$3.10^5 < Re_x < 3.10^7 \quad ; \quad 0,008 < Tu_\infty < 0,064 \quad ; \quad 7.10^3 < Re_d < 3.10^5$$

$$c_{Fx} = c_{Fplx} \left(1 + 0,062 Tu_\infty Re_x^{1/3} \right) + 0,016 \left(\frac{x}{R} \right)^{0,4} Re_x^{-1/3}$$

Impact de l'intensité
turbulente

Influence de la
courbure

N. Lior [38] a mesuré le coefficient de transfert local autour d'un cylindre en configuration parallèle par thermométrie (thermocouples) sur l'enveloppe du cylindre et au moyen de cristaux liquides thermochromes sur ses extrémités planes. Le cylindre est placé dans un écoulement d'air dont le nombre de Reynolds et l'intensité turbulente varient respectivement de $8,9.10^4$ à $6,17.10^5$ et de 0,3 à 6,7% (figure 11).

Le coefficient de transfert obtenu est uniforme sur la face d'attaque (face a-b) puis augmente sur la face coaxiale (face b-c) après le point de décollement de la couche limite (b) et jusqu'à son point de recollement situé d'après les auteurs à 0,9 diamètre du point b. Ainsi, comme dans le cas du cylindre en configuration perpendiculaire, la zone de recirculation des gaz, où les transferts turbulents sont importants, est un lieu favorable aux échanges de chaleur. Le développement de la couche limite plus en aval engendre la diminution du coefficient de transfert jusqu'au point c faisant du point de recollement un maxima pour le coefficient de transfert local. Sur la face de fuite (face c-d), le coefficient de transfert est plus faible au voisinage du point c et augmente à nouveau dans la zone de recirculation se développant dans le sillage du cylindre.

Nous observons que le coefficient de transfert croît de façon homogène sur l'ensemble des surfaces du cylindre avec le nombre de Reynolds mais que la position du point de recollement de couche limite ne varie cependant pas.

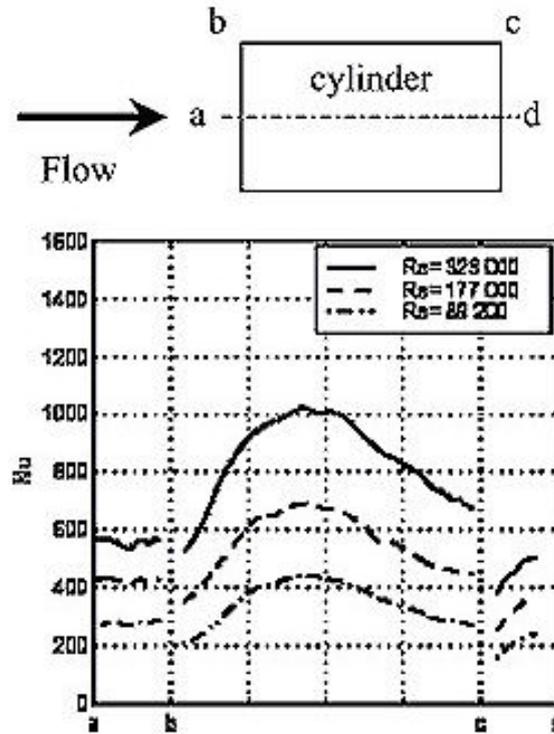


figure 11 Profils de coefficients de transfert local mesuré à la surface d'un cylindre placé dans un écoulement parallèle à son axe pour différents nombres de Reynolds [38]

L'auteur note enfin que l'augmentation de la turbulence amont de l'écoulement de 0,3% à 6,7% n'influence pas l'allure du profil de coefficient de transfert. Elle engendre cependant une augmentation allant jusqu'à 22% du coefficient de transfert local. La formule d'Adomaitis et Rao (cf. paragraphe précédent) donne pour comparaison une augmentation du coefficient de transfert de 28% dans les mêmes conditions.

3. Application au cas de la trempe gazeuse haute pression

Parmi les nombreuses études dédiées à la trempe gazeuse haute pression, se distinguent essentiellement deux types d'approches :

- L'approche globale consiste à analyser le procédé de trempe gazeuse dans son ensemble et généralement d'un point de vue technique afin de proposer des solutions permettant de réduire les coûts de fonctionnement d'un traitement de trempe gazeuse et/ou d'en augmenter la vitesse de refroidissement globale [39]-[49].
- La seconde approche, plus précise, s'attache à décrire les phénomènes physiques mis en jeu lors de la trempe gazeuse, le plus souvent en modélisant la trempe d'une pièce isolée. Les objectifs les plus courants de ce type d'études consistent à optimiser les caractéristiques mécaniques et/ou à réduire les déformations des pièces en fin de traitement [4]-[8], [50]-[54].

De plus en plus d'études sont engagées à l'heure actuelle afin de concilier ces deux approches en considérant les différentes échelles du procédé de trempe gazeuse [55]-[58]. Cette démarche est généralement fondée sur la simulation numérique des écoulements gazeux au sein d'une cellule de trempe industrielle, qui devient aujourd'hui accessible grâce aux développements récents des moyens de calcul.

a) Approche globale

L'analyse des corrélations exposées précédemment permet aisément d'identifier les paramètres sur lesquels l'utilisateur peut agir simplement afin d'augmenter le coefficient de transfert de chaleur et donc la vitesse de refroidissement des pièces.

La pression de trempe et la vitesse d'injection du gaz [39]-[43] :

L'augmentation de la masse volumique du gaz, qui, selon la loi des gaz parfaits, est proportionnelle à sa pression, favorise les échanges de chaleur convectifs. Il est donc important de rechercher à utiliser un gaz avec une forte masse volumique, ou de l'augmenter en élevant la pression.

L'intensité de la vitesse d'injection du gaz en entrée de la cellule détermine en grande partie la structure de l'écoulement dans la charge. L'augmentation de vitesse d'injection favorise également nettement les échanges convectifs.

L'étude de la trempe gazeuse a connu un grand essor depuis le début des années 1990 [45]-[48]. En effet, les progrès technologiques réalisés à cette époque permettaient d'envisager sérieusement la substitution des trempes en solution liquide au profit de la trempe gazeuse. Cette période marque le début de la trempe gazeuse haute pression, alors limitée à 6 ou 10 bars pour les installations industrielles les plus performantes [45], [48]. Il était dès lors très clair que les objectifs ambitieux nourris pour la trempe gazeuse ne pourraient se réaliser qu'au prix d'un progrès technologique permettant d'accroître la pression et la vitesse de trempe. Cet effort a été fourni et les installations industrielles actuelles permettent usuellement d'atteindre des pressions de 20 voire 40 bars et des vitesses d'injection de 20 m.s⁻¹ environ [40], [41], [45]. Ces avancées permettent aujourd'hui d'atteindre pratiquement les vitesses de refroidissement obtenues en trempe huile chaude pour les meilleures conditions de trempe gazeuse. Des ordres de grandeur des coefficients de transfert atteints en trempe gazeuse en fonction des gaz et des pressions de trempe sont donnés dans le tableau 2.

Gaz et conditions de trempe	h (W.m⁻².K⁻¹)
<i>Air, sans convection forcée</i>	50-80
<i>Azote, 6 bars, forcée</i>	300-400
<i>Azote, 10 bars, forcée</i>	400-500
<i>Hélium, 6 bars, forcée</i>	400-500
<i>Hélium, 10 bars, forcée</i>	550-650
<i>Hélium, 20 bars, forcée</i>	900-1000
<i>Hydrogène, 6 bars, forcée</i>	450-600
<i>Hydrogène, 10 bars, forcée</i>	≈750 (théorique)
<i>Hydrogène, 20 bars, forcée</i>	≈1300 (théorique)
<i>Hydrogène, 40 bars, forcée</i>	≈2200 (théorique)
<i>Huile, 20-80°C, repos</i>	1000-1500
<i>Huile, 20-80°C, agité</i>	1800-2200
<i>Eau, 15-25°C, agité</i>	3000-3500

tableau 2 Coefficients de transferts calculés ou mesurés expérimentalement sur des installations industrielles (d'après J. Conybear [45])

Si l'augmentation des pressions de trempe pourrait théoriquement permettre d'élargir encore le champ d'applications de la trempe gazeuse, elle est toutefois de moins en moins considérée comme une solution économiquement viable, principalement à cause du surcoût qu'engendrerait la construction (prix de revient élevé des équipements résistants à de hautes pressions) et l'utilisation (consommation de gaz et consommation énergétique plus importante) de la cellule de trempe. L'augmentation de la vitesse d'injection reste quant à elle tributaire des progrès réalisés concernant les ventilateurs et engendre également des difficultés pour assurer une bonne homogénéité du refroidissement des différentes pièces au sein de la charge [41], [59]-[60].

La nature du gaz :

Les propriétés thermophysiques du gaz favorisant les échanges de chaleur sont :

- une conductivité thermique élevée pour accroître les transferts diffusifs,
- une densité élevée afin de maximiser les transferts convectifs,
- une chaleur spécifique massique élevée pour augmenter la chaleur sensible du gaz
- et une viscosité faible pour limiter les dissipations visqueuses d'énergie.

L'hydrogène et l'hélium ont les conductivités thermiques et les chaleurs spécifiques les plus importantes mais possèdent en revanche les densités les plus faibles. Ces deux gaz favorisent donc les transferts conductifs, aux dépens des transferts convectifs. C'est pourquoi de nombreux auteurs [40], [41], [47]-[49] ont suggéré et essayé d'utiliser des mélanges de ces gaz avec des gaz plus denses (N₂, Ar, CO₂, ...) afin d'optimiser les échanges de chaleur. Les mélanges optima proposés dans la littérature sont rassemblés dans le tableau 4. Ils sont obtenus soit expérimentalement [40], [47]-[49], soit de façon théorique [41].

Il est remarquable que la composition optimale d'un mélange d'hélium et d'azote (ou d'argon) soit souvent de 80% d'hélium environ. Cette proportion varie toutefois assez fortement (60 à 100%) selon les auteurs et les conditions d'obtention de ce résultat. Or, utiliser 80% d'hélium, qui est un gaz parmi les plus chers, au lieu de 60% constitue un surcoût d'autant plus indésirable si l'efficacité de ce premier mélange est moindre. Ceci pose donc la question délicate de savoir comment déterminer le mélange optimal en fonction des conditions opératoires.

SOURCES	MELANGES AVEC HELIUM
<i>L. Lefèvre, V. Perrin, 2000 [40]</i>	80% He – 20% Ar (pour une charge)
<i>Holoboff et al. [47]</i>	60-100% He dans Ar (charge 40kg)
<i>P. Heilmann, W.R. Zenker, 1993 [48]</i>	T _{gaz} < 100°C : 70-80% He dans N ₂ T _{gaz} > 100°C : 60-70% He dans N ₂
<i>Stratton, Saxena, Jain, 1997 [41]</i>	80% He – 20% N ₂ (pour une charge)

tableau 3 Compositions de mélanges de gaz maximisant l'efficacité de trempe

Stratton et al. [41] exploitent les corrélations exprimant le coefficient h, et ainsi cherchent à maximiser le rapport $h_{\text{mélange}}/h_{\text{hélium}}$:

$$\frac{h_{\text{mélange}}}{h_{\text{hélium}}} = \left(\frac{\lambda_{\text{mélange}}}{\lambda_{\text{hélium}}} \right)^{1-\beta} \left(\frac{\rho_{\text{mélange}}}{\rho_{\text{hélium}}} \right)^{\alpha} \left(\frac{\mu_{\text{mélange}}}{\mu_{\text{hélium}}} \right)^{\beta-\alpha} \left(\frac{C_{P\text{mélange}}}{C_{P\text{hélium}}} \right)^{\beta}$$

Les lois de mélange des gaz permettent en effet de déterminer toutes les propriétés thermophysiques du mélange ($\rho_{\text{mélange}}$, $C_{P \text{ mélange}}$, $\lambda_{\text{mélange}}$, $\mu_{\text{mélange}}$) en fonction du titre molaire x en hélium. Toutefois le titre x maximisant ce rapport dépend des coefficients α et β utilisés et donc du choix de la corrélation et donc également de la géométrie de la pièce trempée.

En conclusion, bien que la possibilité d'accroître la vitesse de refroidissement des pièces trempées au gaz en utilisant des mélanges soit une réalité indiscutable, la détermination de la composition optimale de ce mélange est à déterminer dans la pratique systématiquement au cas par cas et nécessite une très bonne connaissance de l'installation de trempe gazeuse.

b) Trempe gazeuse haute pression d'une pièce isolée

Utilisation de méthodes empiriques

Que ce soit pour la simulation de trempe en solutions liquides ou de trempe gazeuse, certains auteurs [38], [59], [62]-[64] ont recours aux méthodes empiriques afin de prédire les échanges de chaleur entre le fluide et la pièce à tremper. Pour les trempes en solution liquides, ces méthodes sont même pratiquement indispensables en l'état des connaissances actuelles, puisque les processus de caléfaction et d'ébullition restent délicats à simuler précisément.

Deux approches sont communément employées pour estimer le coefficient de transfert thermique, la première est de nature expérimentale tandis que la seconde s'appuie sur des corrélations issues de la littérature. Parmi les méthodes les plus courantes, les méthodes dites « inverses » consistent à équiper la pièce de thermocouples et soit résoudre à l'inverse les équations de conduction de la chaleur [62], [64], soit résoudre directement ces équations et raisonner par approches successives [63] pour retrouver le coefficient de transfert en surface à partir des évolutions de température. Cette technique présente l'avantage d'être facilement mise en œuvre et relativement fiable pour des géométries simples. De nombreux auteurs mesurent le flux thermique échangé en maintenant constante la température de la pièce placée dans un écoulement gazeux via un système de chauffage électrique dont l'intensité de l'alimentation est mesurée [12]-[14]. Par ailleurs, les techniques de mesure de coefficients de transfert de chaleur ou de matière par colorimétrie sont de plus en plus utilisées. Nous avons déjà illustré l'exemple de Lior [38], qui utilise une solution de cristaux appliquées directement sur la pièce. La société ALD (constructeur allemand de fours et de cellules de trempe industriels) a également utilisé une méthode de mesure du coefficient de transfert de matière [59] et, par analogie, de transfert de chaleur, à l'aide d'une feuille enduite d'un gel ($\text{MnCl}_2 + \text{H}_2\text{O}_2$) qui recouvre les pièces trempées au gaz et réagit avec des particules d'ammoniac injectées en faible quantité dans le gaz. Il en résulte une coloration en dégradés de la feuille, proportionnelle à la quantité d'ammoniac transportée sur la feuille. La précision de cette méthode n'a toutefois pas encore été évaluée.

La deuxième catégorie de méthodes consiste à utiliser les corrélations empiriques [65]-[66] construites à partir de techniques métrologiques évoquées précédemment. Ces corrélations sont toutefois établies en dehors du contexte applicatif de la trempe gazeuse et présentent l'avantage d'être exploitables dans un large domaine de nombre de Reynolds et donc de conditions opératoires pour la trempe au gaz. Néanmoins, ces approches sont limitées à des géométries très simples, pour lesquelles ces corrélations existent, et ne peuvent fournir qu'un coefficient de transfert moyen autour de la pièce considérée.

Au cours de la trempe gazeuse, l'évolution du coefficient de transfert de chaleur est très faible. Cette caractéristique assure une bonne reproductibilité des traitements de trempe au gaz. Elle est aussi à l'origine de l'hypothèse très communément admise que le coefficient de transfert est constant au cours de la trempe [6]-[8], [50]-[52]. Nous verrons cependant que cette hypothèse est discutable et que le coefficient de transfert peut évoluer de façon non négligeable avec la température de surface. L'approche par corrélation, où les propriétés thermophysiques du gaz sont exprimées à la température de film (moyenne des températures du solide et du gaz), permettent de rendre compte des variations du coefficient de transfert moyen avec la température de surface de la pièce trempée.

Il est notable qu'aucun auteur ayant utilisé ces méthodes pour déterminer le coefficient de transfert de chaleur ne soit allé plus loin que le calcul des évolutions de températures au sein de pièces de géométries simples. Ces méthodes, limitées par leur manque de précision, leur champ d'application aux géométries de pièces simples ou par leur inaptitude au calcul des distributions spatiales de coefficient de transfert locaux, ne permettent pas d'envisager la simulation des transformations de phases de l'acier ou des contraintes et déformations d'une pièce trempée de façon suffisamment précise et pertinente. Pour atteindre cet objectif, tous les auteurs ont eu recours à la simulation numérique des écoulements gazeux et des transferts de chaleur.

Modélisation des cinétiques de refroidissement ou des échanges de chaleur à l'aide d'un code de mécanique des fluides numériques (*Computational Fluid Dynamics*)

Si la bonne reproductibilité de la trempe gazeuse est un avantage majeur pour réduire les déformations des pièces en fin de traitement, elle rend pertinent l'usage de la simulation numérique. Celle-ci permet de calculer des distributions spatiales de coefficients de transfert locaux plus précises que les méthodes empiriques et ainsi d'envisager une simulation globale de la trempe gazeuse, à condition de bien rendre compte des écoulements gazeux et des transferts thermiques dont ils sont le siège.

A notre connaissance, trois auteurs [5]-[7], [50]-[52], principalement, se sont attachés à décrire ces écoulements gazeux, pour calculer les transferts thermiques dans le gaz et le solide, les éventuelles cinétiques de transformations de phases et les contraintes et déformations de la pièce trempée. Pour ces auteurs, les deux objectifs majeurs de cette démarche sont d'augmenter les vitesses de refroidissement et/ou de réduire les déformations des pièces en fin de traitement.

Écoulement gazeux

Les travaux de Zukauskas [14] et Achenbach [12], [13] montrent l'importance de la structure de l'écoulement gazeux, tout particulièrement au sein de la couche limite, sur les transferts de chaleur. La simulation de l'écoulement gazeux est donc une étape cruciale dans la modélisation globale de la trempe gazeuse. Pour les écoulements hautement turbulents considérés en trempe gazeuse, le choix du modèle de turbulence est un élément déterminant pour prédire précisément les transferts de chaleur, comme l'illustre la figure 12. Ce choix peut conduire à une estimation du coefficient de transfert allant du simple au double, voire du simple au triple. Pour limiter les temps de calcul des simulations, tous les auteurs utilisent des modèles de type RANS (« Reynolds Averaged Navier Stokes ») à deux équations de transport.

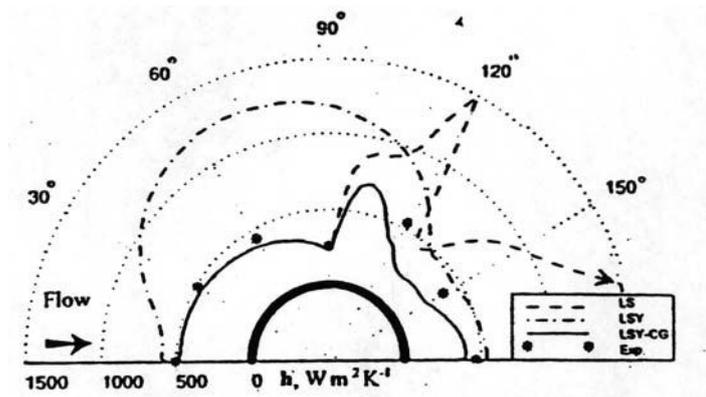


figure 12 Comparaison des coefficients de transferts locaux h_{θ} calculés avec différents modèles $k-\varepsilon$ et des résultats expérimentaux pour le cas de figure étudié par Lior & al [50], $Re = 3,16 \cdot 10^5$

Les modélisations présentées dans la littérature utilisent généralement des modèles dérivés directement du modèle $k-\varepsilon$ standard de Launder et Spalding [18]. Ainsi, Frerich et al. [6] de l'IWT de Brême utilisent le modèle $k-\varepsilon$ Realizable du code de calcul Fluent, Y. Morsi et al. [53] le modèle $k-\varepsilon$ RNG sur les recommandations des concepteurs du code de calcul CFX-4 tandis que Stratton [5] utilise le modèle $k-\varepsilon$ standard.

Parmi ces auteurs, seuls Lior et al. [50] justifient dans leurs travaux publiés, le choix du modèle de turbulence exploité. Ils étudient la trempe gazeuse en se plaçant dans la configuration d'un écoulement perpendiculaire à l'axe de révolution du cylindre. Ils réalisent trois séries de mesures et plusieurs simulations numériques pour des Reynolds de $3,16 \cdot 10^5$, $4,91 \cdot 10^5$ et 10^6 au cours desquelles un cylindre ($\varnothing 30\text{mm}$) maintenu à une température de 1200K est positionné dans un écoulement d'air ou d'azote à 300K . Pour le nombre de Reynolds de $3,16 \cdot 10^5$, Lior et al. testent (figure 12) trois variantes du modèle $k-\varepsilon$ standard disponible dans le code de calcul CFX, la première proposée par Launder et Sharma [19] (LS), la deuxième par Yap en 1987 [20] (LSY) et la dernière par Cho et Goldstein en 1993 [21] (LSY-CG). Les auteurs recommandent ce dernier modèle qui apporte les résultats de simulation les plus proches des mesures.

Néanmoins, les coefficients de transferts calculés à l'aide de ce modèle par Lior et al [50] surestiment les mesures. L'écart croît avec le nombre de Reynolds (figure 13). Il est en moyenne de 40% et atteint 100% pour le nombre de Reynolds le plus élevé considéré (10^6). Toutefois, les distributions de h_{θ} obtenues correspondent bien aux résultats expérimentaux de Zukauskas [14] et Achenbach [13] indiquant que ce modèle de turbulence rend bien compte des phénomènes de transitions et de décollement de la couche limite. Les distributions calculées par Lior et al. sont plus proches de celles mesurées par Achenbach ou Zukauskas, que de leurs propres mesures.

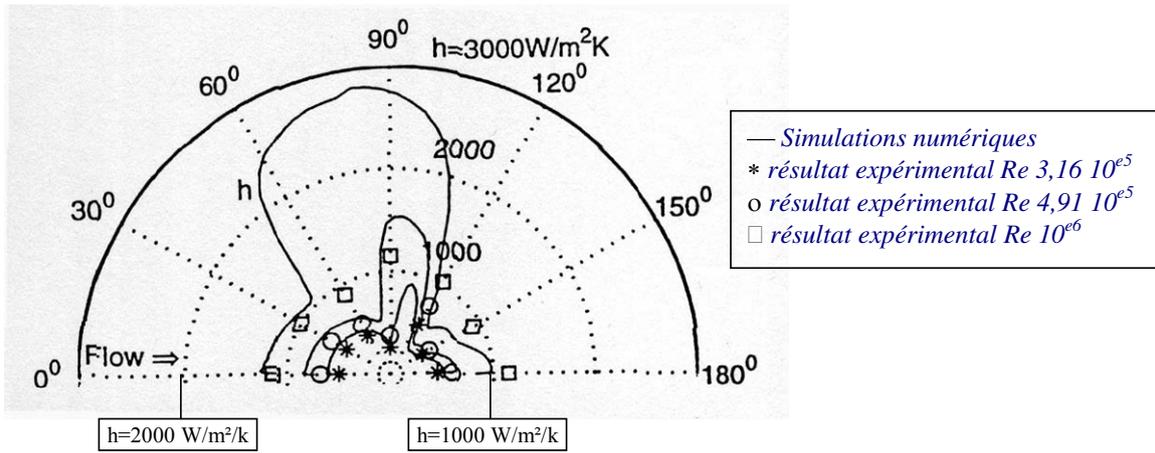


figure 13 Comparaison des coefficients de transfert de chaleur expérimentaux et calculés avec le code CFX pour trois Reynolds différents. Température de paroi 1200K, température de l'air 300K, $Tu=1,2\%$ (Lior et al.[50])

Calcul thermique : applications aux calculs métallurgique et mécanique

Pour calculer les transferts thermiques, les auteurs ont adoptées deux approches différentes :

✓ Lior et al. [51]-[52] et les auteurs de l'IWT de Brême [6]-[7] simulent l'écoulement gazeux séparément des phénomènes thermiques, métallurgiques et mécaniques au sein de la pièce trempée. Ils supposent le coefficient de transfert constant tout au long de l'opération de trempe, ce qui permet de découpler totalement les phénomènes ayant lieu dans la phase gazeuse et dans la phase solide

✓ Stratton [5] a choisi, à l'inverse, de modéliser les transferts thermiques conjugués dans les phases gazeuse et solide avec un code de calcul de CFD. Il considère l'écoulement d'un gaz injecté au moyen de buses de part et d'autre d'un disque percé en son centre (figure 14). En utilisant des propriétés thermophysiques du gaz et de l'acier (SAE, AISI 8620) variables avec la température, Stratton rend compte de l'évolution des transferts thermiques au sein de la couche limite au cours de l'opération de trempe.

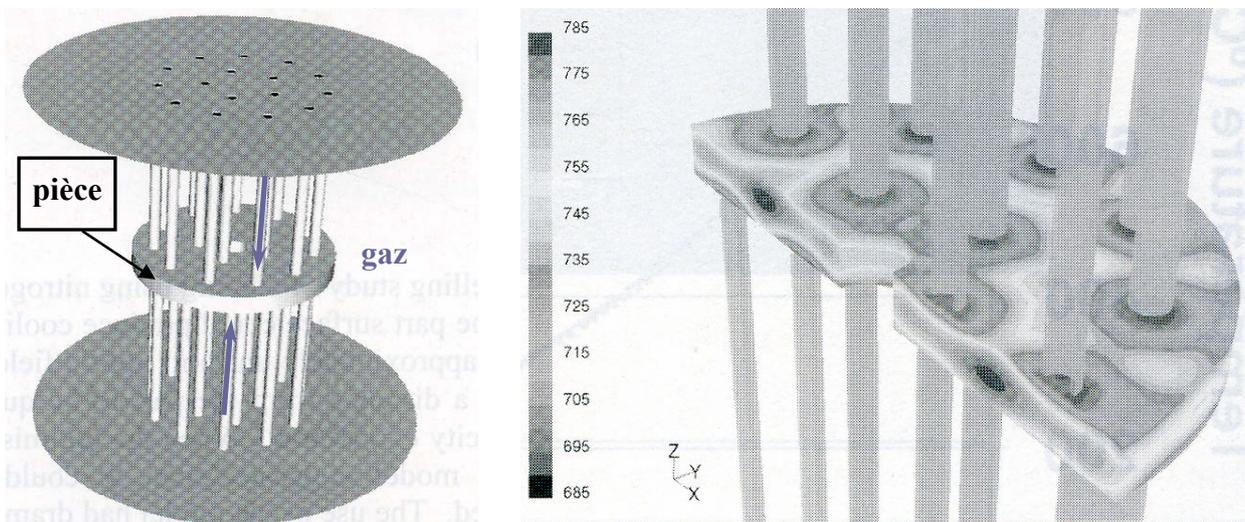


figure 14 Configuration expérimentale étudiée par Stratton [5] et champ de températures de surface calculées ($t = 6s$) à l'aide du code Fluent

Il rend compte de l'effet des transformations de phases sur les transferts thermiques à travers la variation de la chaleur spécifique du solide avec la température. Cette approche ne prend pas en considération les cinétiques de transformations de phases, qui jouent un rôle important sur l'évolution des propriétés thermophysiques de l'acier avec la température, et affecte donc de façon non négligeable les cinétiques de refroidissement. Il n'est d'ailleurs pas surprenant que les vitesses de refroidissement soient mal représentées à haute température, où se produisent la plupart des transformations de phases, comme le montre la figure 15.

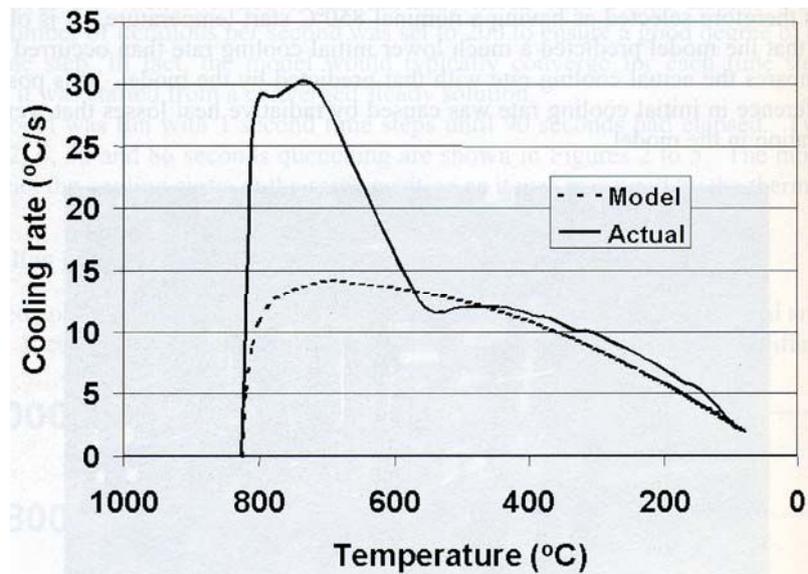


figure 15 Evolution de la vitesse de refroidissement (°C/s) en fonction de la température [5]

Par ailleurs, cette mauvaise estimation des vitesses de refroidissement n'a pas permis à Stratton de mener un calcul des contraintes et déformations au sein de la pièce trempée. Seuls Lior et al. et les auteurs de l'IWT de Brême montrent des résultats de calculs de déformations de pièces trempées au gaz [6]-[7]. Lübben et al. [6]-[7] de l'IWT de Brême étudient le refroidissement d'un cylindre de diamètre 20 mm et de hauteur 200 mm placé au cœur d'un réseau croisé de deux colonnes de jets de gaz (figure 16 a.). En utilisant un modèle de turbulence $k-\varepsilon$ Realizable et en considérant les propriétés thermophysiques du gaz variables avec la température, les auteurs calculent une distribution spatiale du coefficient de transfert de chaleur à l'instant initial de la trempe qu'ils interpolent par une fonction linéaire par morceaux (figure 16 b.) et qui est imposée comme condition aux limites pour le calcul avec le code Sysweld des transferts thermiques, des contraintes et des déformations dans le cylindre. L'excellente concordance des températures calculées et mesurées (figure 16 c.) montre que, pour ce type d'écoulement, les variations temporelles de coefficient de transfert de chaleur en cours de trempe peuvent être négligées.

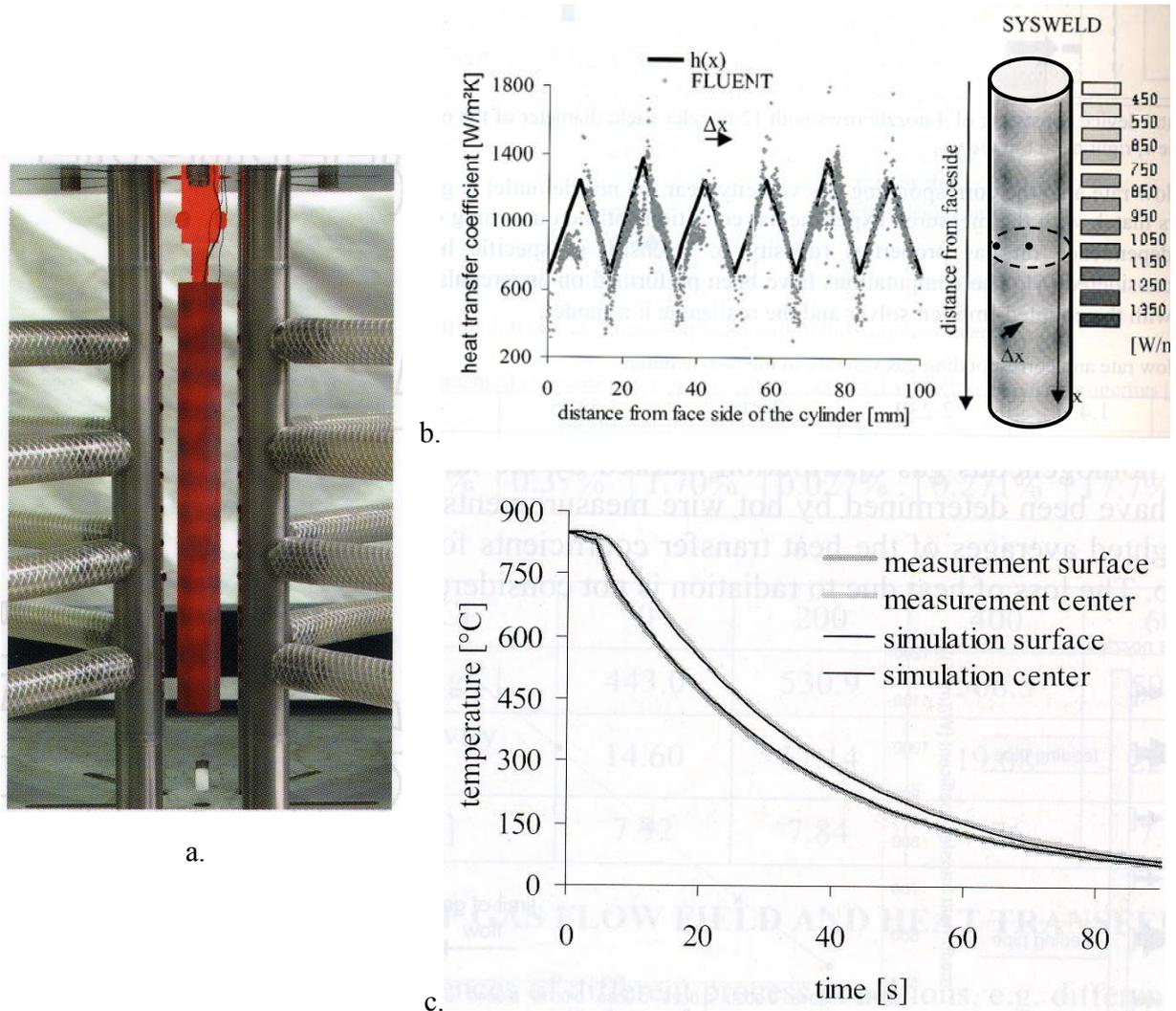


figure 16 a. Dispositif expérimental considéré par Lübben et al. [7]

b. Coefficient de transfert calculé avec Fluent et utilisé pour la simulation numérique

c. Comparaison des cinétiques de refroidissement expérimentale et numérique au centre et en surface de la pièce trempée

Lior et al. [51], [52] appliquent la même démarche pour effectuer la simulation des phénomènes thermo-métallurgiques et mécaniques dans un cylindre seul placé dans un écoulement uniforme perpendiculaire à son axe (dont les résultats des simulations aérodynamiques ont été rappelés précédemment au paragraphe A.II.3.). Ils utilisent un code de calcul développé par le Swedish Institute of Metals Research. Toutefois, en dehors des coefficients de transfert de chaleur, aucun résultat expérimental n'est confronté à leur simulation numérique. Pour ces calculs, les auteurs modélisent généralement des matériaux subissant au plus une transformation de phases au cours du refroidissement.

c) Applications industrielles

Les auteurs s'intéressant à la trempe gazeuse haute pression ont étudié deux types d'applications industrielles.

- ✓ Le traitement de pièces seules, réalisées en petite série

Comme nous l'avons vu précédemment, les auteurs cherchant à calculer les déformations des pièces lors de la trempe au gaz considèrent exclusivement des pièces isolées. Les applications industrielles pour ces traitements thermiques sont généralement réservées aux pièces à forte valeur ajoutée (petites séries) dont on cherche à contrôler les déformations en temps réel lors de la trempe. Leur maîtrise est assurée par un calcul a priori ou en temps réel et par le réglage du débit de gaz dans un réseau de buses d'injection indépendantes comme l'ont illustré Lübben et al. (figure 17).

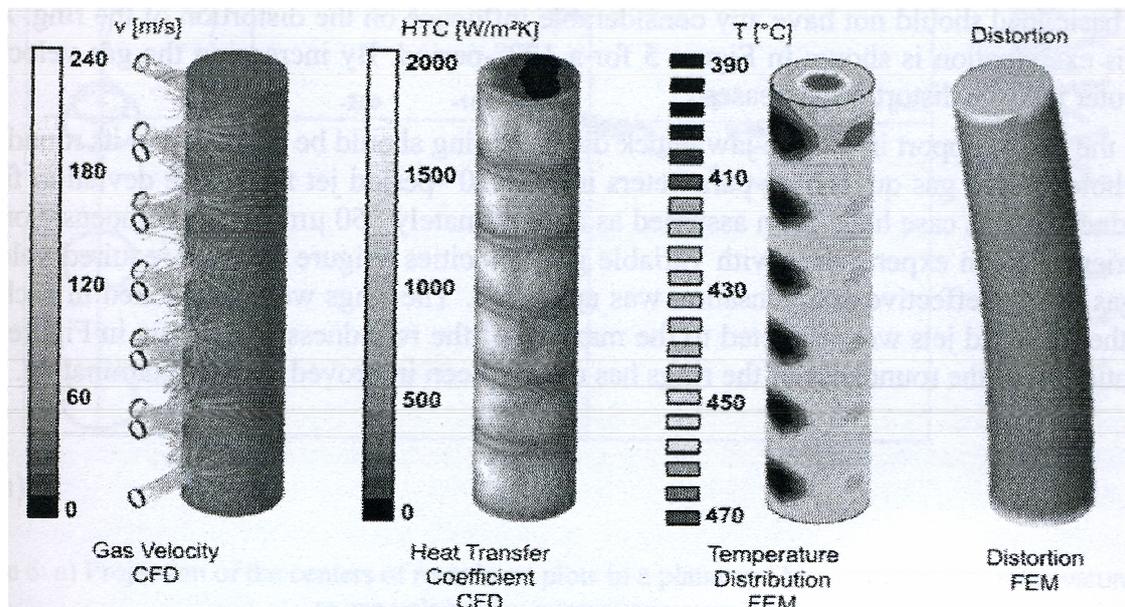


figure 17 Dispositif expérimental utilisé par Lübben et al. [7] et résultats de la simulation numérique de la trempe gazeuse du cylindre

- ✓ Refroidissement d'un ensemble de pièces ou d'une charge industrielle de pièces trempées en grande série :

Les auteurs s'intéressent alors aux écoulements gazeux et aux transferts thermiques au sein de charges industrielles ou dans des réseaux (souvent périodiques) de pièces de géométrie simple. Ces travaux visent en général à réduire les hétérogénéités de refroidissement au sein de charges industrielles [55]-[58].

Pour les pièces usuellement trempées au gaz et produites en plus grande série, un procédé *batch*, dans lequel on dispose une « charge » de pièce à tremper, est plus communément utilisé. Si les vitesses de refroidissement atteintes dans ce type d'installation sont comparables à celles obtenues en trempe à l'huile, la plupart des auteurs [55]-[60] notent une hétérogénéité très importante de refroidissement entre les différentes pièces de la charge.

Parmi les raisons avancées dans la littérature pour expliquer ces hétérogénéités [55]-[60], nous listons ci-dessous les plus récurrentes:

- ✓ l'échauffement du gaz au contact des premières rangées de pièces qui conduisent à des vitesses de refroidissement plus faibles pour les dernières rangées,
- ✓ l'influence des pièces situées en amont du flux gazeux sur l'écoulement autour des pièces plus en aval,
- ✓ l'écoulement d'entrée de cellule fortement non-uniforme et

- ✓ les structures d'écoulements différentes et les transferts radiatifs plus importants pour les pièces situées à la périphérie de la charge.

Les constructeurs de cellules de trempe propose aujourd'hui certaines solutions pour minimiser ces hétérogénéités comme des variateurs de vitesses pour la société ECM [60] ou des cellules à flux alternés pour la société ALD [59]. Si ces solutions apportent des améliorations, il paraît néanmoins nécessaire d'étudier la structure des écoulements au sein d'une charge et donc sa disposition au sein de la cellule afin de réduire au maximum ces hétérogénéités.

Certains auteurs ont directement modélisé les écoulements au sein de charges industrielles de pièces de géométrie simple [55]-[58]. Cette approche permet de bien rendre compte des écoulements dans la charge, mais nécessite une simulation très gourmande en ressources de calcul. Schmidt et Fritsching ont préféré considérer l'écoulement dans la cellule de trempe suivant trois échelles [55], [56] :

- ✓ l'échelle « macroscopique » représente la cellule de trempe dans son ensemble en remplaçant la charge par une « boîte noire » considérée comme un milieu poreux,
- ✓ l'échelle « mésoscopique » est constituée de la charge en remplaçant les pièces réelles par des pièces de géométries plus simples,
- ✓ l'échelle « microscopique » s'attache à la description de l'écoulement autour d'une pièce réelle.

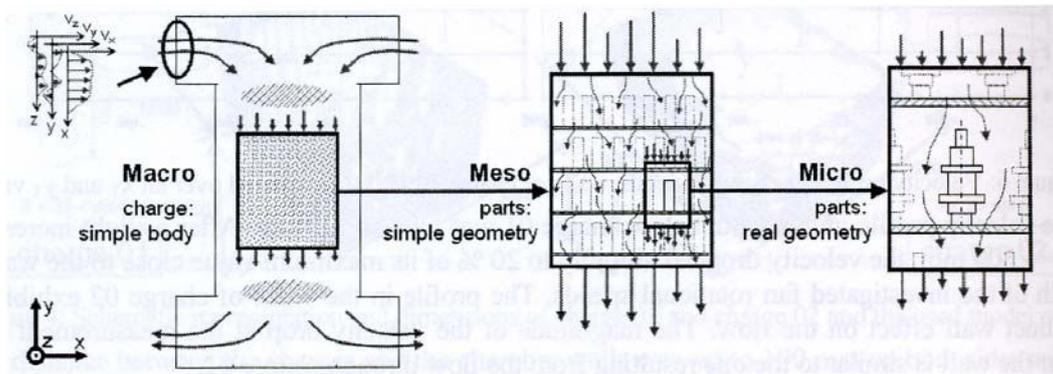


figure 18 Différentes échelles de la trempe gazeuse au sein d'une cellule industrielle modélisées par Schmidt et Fritsching [55]

Les résultats numériques obtenus pour l'échelle supérieure fournissent les conditions aux limites pour le calcul à l'échelle inférieure. Schmidt et Fritsching commencent donc par modéliser l'écoulement à l'échelle macroscopique en calculant la perte de charge produite par le milieu poreux constitué de la charge en appliquant la relation d'Ergun.

Pour valider leur démarche, les auteurs comparent leurs mesures de vitesses sur une section de la cellule de trempe située juste en amont de la charge aux résultats de simulations numériques [55]. Pour les deux géométries qu'ils considèrent, cette méthode de calcul permet de globalement bien rendre compte des vitesses moyennes et des distributions de vitesses sur les sections considérées (figure 19). Toutefois, le fait d'imposer une perte de charge moyenne sur l'ensemble gomme les écarts de vitesse mesurés entre les espaces inter-cylindres et en amont des cylindres et qui sont à l'origine du profil de vitesses en forme de vagues mesuré en amont de la charge 1 (figure 19).

Cette formulation permet donc de calculer les écoulements au sein de la cellule de trempe avec une bonne précision et pour un temps relativement modéré. Les auteurs ne montrent cependant pas si, dans le cas d'une charge de cylindres, les écarts constatés entre les conditions aux limites calculées par ce modèle et les conditions réelles auront une incidence sur les écoulements et les cinétiques de refroidissement calculés aux échelles inférieures.

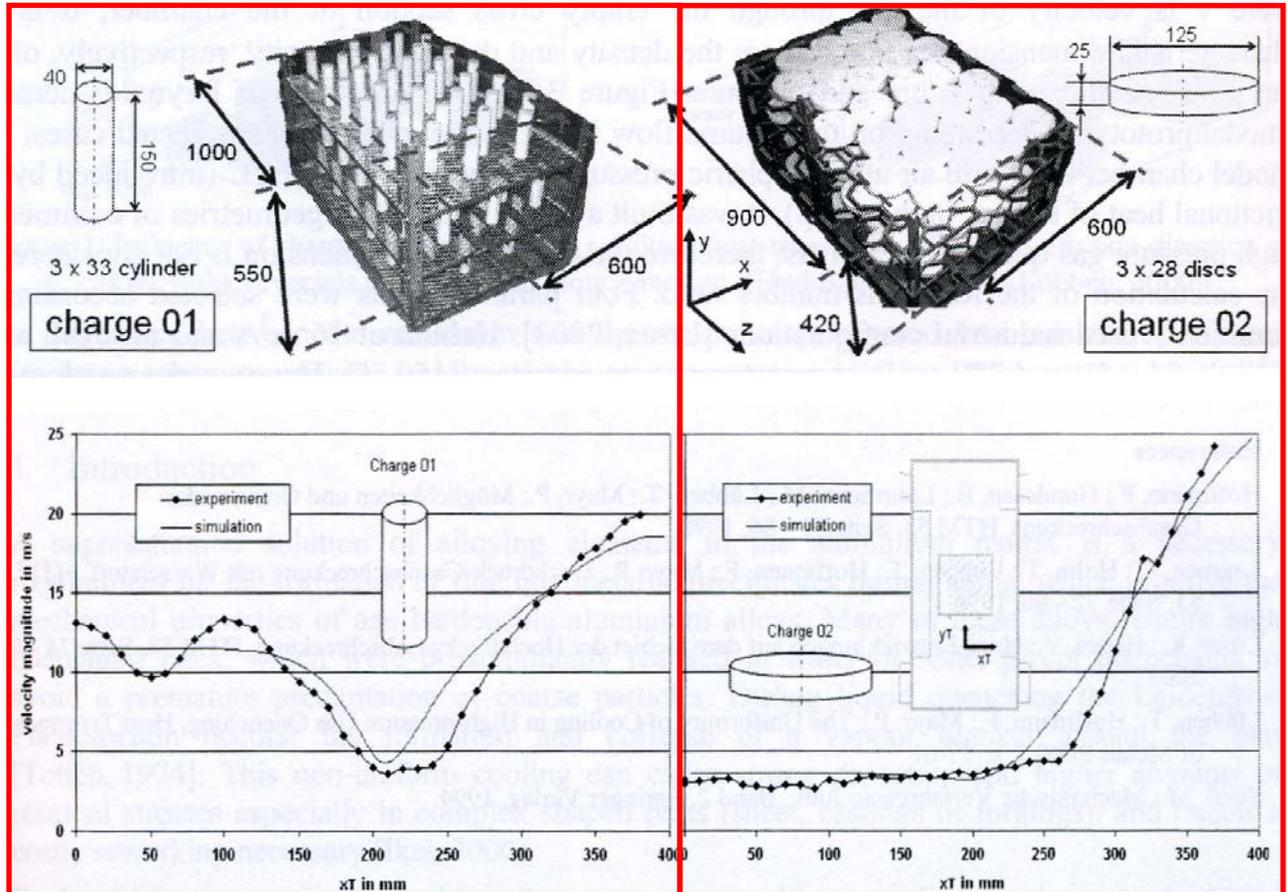


figure 19 Comparaison des profils de vitesses calculés et mesurés en amont des charges [55]

4. Résumé de l'analyse bibliographique

La trempe gazeuse haute pression est un procédé industriel faisant intervenir de nombreux phénomènes physiques couplés entre eux. Les phénomènes ayant lieu au sein de la phase gazeuse et dans la phase solide sont actuellement bien maîtrisés séparément mais le couplage reste aujourd'hui une étude délicate n'ayant pas fait l'objet de travaux approfondis.

Notre étude bibliographique a été centrée sur les transferts thermiques dans un écoulement turbulent, puisque les nombres de Reynolds en trempe gazeuse sont compris dans l'intervalle 10^4 - 10^7 . Il est apparu que la prédiction des échanges de chaleur dans cette gamme de nombres de Reynolds était délicate, tant en terme de métrologie qu'en terme de calcul numérique.

Si, pour les trempes en solutions liquides, les méthodes de détermination expérimentales sont privilégiées pour évaluer le coefficient de transfert de chaleur, la meilleure reproductibilité des traitements de trempe gazeuse favorise le recours au calcul numérique.

A notre connaissance, trois auteurs ont modélisé à ce jour le procédé de trempe gazeuse dans son ensemble (ou presque). Tous ont utilisé des codes commerciaux, ou du moins préexistants,

pour calculer les écoulements du fluide d'une part et les transferts thermiques, cinétiques de transformations de phases, contraintes et déformations d'autre part. Seul Stratton [5] a calculé les transferts thermiques conjugués dans les phases gazeuse et solide avec le code de calcul Fluent. Cette démarche, bien qu'intéressante pour décrire précisément l'influence de l'écoulement sur les échanges de chaleur à la paroi, n'a pas permis de prendre en compte les couplages entre les transferts conductifs et les cinétiques de transformations de phases de manière satisfaisante. Son application est donc limitée aux matériaux ne subissant pas de transformation de phases dans les plages de températures considérées. Ces cas de figures sont toutefois assez rares pour les traitements de trempe gazeuse industriels et limite fortement l'intérêt de cette approche par rapport à celle adoptée par Lior et Lübben et al.

Ces derniers ont opté pour une démarche dissociant la simulation de l'écoulement du calcul mené dans le solide. Ces auteurs ont ainsi pu décrire la globalité du traitement de trempe gazeuse, de l'écoulement gazeux jusqu'à la prédiction des contraintes et des déformations. Cette approche conduit néanmoins à négliger l'influence du comportement thermique de la pièce trempée sur les échanges de chaleur avec le gaz, ce qui, bien qu'apparemment d'impact faible dans le cas traité par Lübben et al. [7], pourrait conduire à une mauvaise estimation des transferts thermiques dans d'autres situations.

A. III. Objectifs et démarche de l'étude

Nous avons décidé de construire un modèle permettant de décrire la trempe gazeuse haute pression dans son ensemble, sans négliger aucun des couplages existants entre les différents phénomènes physiques mis en jeu et notamment celui entre l'écoulement gazeux et les transferts thermiques.

Pour ce faire, nous nous sommes appuyés sur deux codes numériques distincts pour décrire séparément les phénomènes mis en jeu dans la phase gazeuse et dans la phase solide que nous avons ensuite couplés. Nous avons ainsi utilisé deux codes de calculs commerciaux, Fluent [17] pour la phase gazeuse et Sysweld [67]-[68] pour la phase solide. La spécificité majeure de notre travail a consisté à caractériser la nature du couplage gaz-solide de manière à le simuler le plus efficacement et précisément possible en « couplant » numériquement ces deux codes de calcul.

La construction du modèle s'est déroulée progressivement. La première étape, qui s'est avérée une des plus délicates, a consisté à modéliser les écoulements gazeux et les transferts thermiques dans le gaz autour de la pièce à tremper. Nous avons ensuite simulé le refroidissement pour une pièce ne subissant pas de transformations de phases. Cette étape nous a permis de mieux qualifier la nature du couplage entre les transferts thermiques dans la phase gazeuse et dans la phase solide. Nous avons pu ainsi développer et optimiser (essentiellement en terme de temps de calcul) le couplage entre les codes Fluent et Sysweld tout en vérifiant sa validité en comparant nos résultats à ceux obtenus par le calcul des transferts thermiques conjugués avec Fluent uniquement. Grâce au modèle ainsi développé, nous avons pu appliquer au cas de la trempe gazeuse haute pression des simulations thermo-métallurgique puis thermo-métallurgique et mécanique.

Après avoir atteint notre premier objectif, à savoir le développement d'un code numérique permettant de simuler l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu lors de la trempe au gaz, nous avons alors naturellement appliqué ce modèle à la simulation de traitements thermiques réels

de pièce en acier. Dans ce but, nous avons mené une campagne de mesures sur l'installation pilote de trempe gazeuse de l'ENSTIMAC (Ecole des Mines d'Albi) en collaboration étroite avec la société Air Liquide. Cette vaste campagne a également été conduite par étapes :

- en mesurant tout d'abord par vélocimétrie laser les vitesses d'écoulements des gaz maintenus à température ambiante autour de pièces cylindriques,
- puis en effectuant ces mesures lors de la trempe de ces mêmes pièces, en nickel, matériau ne subissant pas de transformations de phases dans cette gamme de températures, et en effectuant dans le même temps des mesures de températures au sein de la pièce (par thermocouples).
- Ces mesures thermiques ont été reproduites avec une pièce de même géométrie en acier 27MnCr5, sur laquelle des mesures de dureté et des observations au microscope optique ont été pratiquées en fin de traitement pour en qualifier l'état microstructural.
- Enfin, des mesures de déformations in situ, en suivant la technique et l'expertise reconnues de S. Claudinon et P. Lamesle [69]-[70], ont été mises en œuvre sur des pièces en 27MnCr5 de géométrie différente (cylindres creux à section intérieure décroissante de l'amont vers l'aval de l'écoulement gazeux), permettant de maximiser les déformations subies lors de refroidissements relativement lents (la pression dans la cellule étant limitée à 5 bars).

Pour valider notre modèle à partir de ces résultats expérimentaux et pour clore notre travail de thèse, chacune de ces différentes configurations expérimentales a été simulée à l'aide de notre modèle, et les résultats des mesures ont été comparés aux résultats des calculs numériques.

Chapitre B Modélisation des phénomènes physiques mis en jeu lors de la trempe gazeuse : technique de couplage des codes Fluent et Sysweld

Pour modéliser l'ensemble des phénomènes physiques couplés mis en jeu lors de la trempe au gaz, nous avons adopté une démarche progressive en isolant au départ les phénomènes de transport dans la phase gazeuse, puis en intégrant par étape les processus thermiques, métallurgiques et enfin mécaniques dans le solide. C'est pourquoi nous nous intéressons tout d'abord à la simulation des écoulements gazeux, nécessaire pour calculer les conditions de transferts de chaleur à la paroi du solide à tremper.

B. I. Simulation des écoulements gazeux et des transferts de chaleur à la paroi

Dans un souci de compréhension des phénomènes physiques modélisés, des géométries simples ont été utilisées pour le calcul des écoulements gazeux. Compte tenu de la richesse des résultats de la littérature pour un écoulement perpendiculaire à l'axe d'un cylindre supposé infini (figure 20 A), cette configuration a été retenue dans un premier temps pour choisir les modèles physiques les plus adaptés à la simulation. Dans un second temps, un écoulement parallèle à l'axe du cylindre (figure 20 B) a été simulé pour se rapprocher des configurations industrielles réelles, tout en conservant une géométrie simple bidimensionnelle.

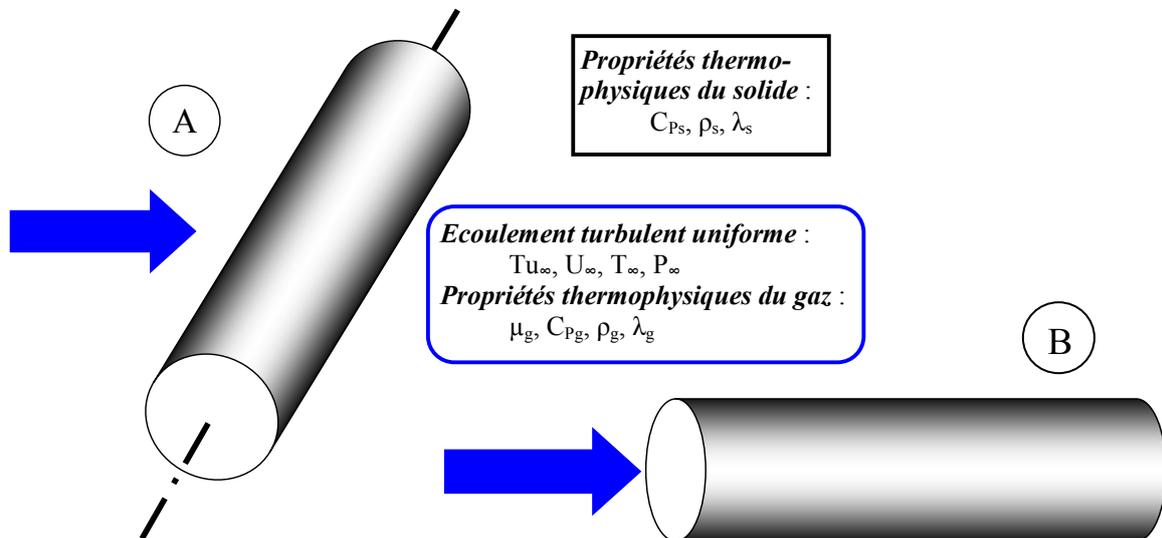


figure 20 Schéma de l'écoulement autour d'un cylindre en configuration perpendiculaire (A) et parallèle (B)

1. Equations résolues et conditions aux limites

Le calcul de l'écoulement en régime turbulent est effectué à l'aide du code de calcul commercial Fluent, qui permet de résoudre les équations moyennées de Navier Stokes, de conservation de la masse et de conservation de l'énergie.

$$\frac{\partial(\rho_g \vec{V})}{\partial t} + (\rho_g \vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = \vec{\nabla} \cdot (\mu_{eff} \vec{\nabla}) \vec{V} - \vec{\nabla} P \quad \text{Eq. B-1}$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_g \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad \text{Eq. B-2}$$

$$\frac{\partial \left(\rho_g \left(h + \frac{\|\vec{V}\|^2}{2} \right) \right)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\vec{V} \rho_g \left(h + \frac{\|\vec{V}\|^2}{2} \right) \right) = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{eff} \vec{\nabla} T) \quad \text{Eq. B-3}$$

$$\text{avec } \mu_{eff} = \mu_g + \mu_t \text{ et } \lambda_{eff} = \lambda_g + \lambda_t$$

Ces équations de type RANS (Reynolds Average Navier Stokes) nécessitent un modèle de turbulence pour fermer le système d'équations et prédire la viscosité effective μ_{eff} , et donc la viscosité turbulente μ_t au sens de Boussinesq. Quelques rares modèles font intervenir plus de deux nouvelles grandeurs transportées dans la relation de fermeture comme par exemple le modèle des tenseurs de Reynolds (6 équations supplémentaires) ou le modèle V2F (4 équations supplémentaires) [17]. Pour des raisons de limitation de temps de calcul, nous nous sommes intéressés à des modèles à deux équations de transport. Nous avons ainsi testé le modèle k- ϵ standard [18] et quelques unes de ses variantes (les modèles k- ϵ Realizable, k- ϵ RNG, k- ϵ Yang et Shih essentiellement) sur lesquelles le lecteur trouvera des informations détaillées dans les références [17]. Le modèle k- ω , [71] où ω est égal au rapport ϵ/k , a aussi été appliqué. Nous présentons plus en détail les équations qui le constituent, puisque ce modèle sera retenu par la suite.

Le modèle k- ω calcule la viscosité turbulente (équation de fermeture) à l'aide de la formule suivante :

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho_g k}{\omega}$$

$$\text{où } \alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right) \text{ et } Re_t = \frac{\rho_g k}{\mu_g \omega},$$

et où les paramètres $R_k=6$, $\alpha_0^*=0,024$ et $\alpha_\infty^*=1$ sont constants.

k et ω sont donc calculés à l'aide des deux équations de transport :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_g k)}{\partial t} + \rho_g U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu_g + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \\ \frac{\partial(\rho_g \omega)}{\partial t} + \rho_g U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu_g + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega \end{aligned}$$

Dans le modèle k- ω standard, le terme de production de turbulence G_k est calculé de la même manière que pour le modèle k- ϵ standard. Cependant, nous avons préféré utiliser une autre manière de le modéliser à partir de la vorticité, afin de mieux prédire les échanges de chaleur, notamment dans les zones de recirculation des gaz. Ainsi, ce terme devient :

$$G_k = \sqrt{2\Omega_{ij} \otimes \Omega_{ij}} \quad \text{où les coordonnées du tenseur s'expriment par : } \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

Le terme de production pour l'équation de transport de ω est relié à celui pour l'équation de transport de k par :

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_\omega}{1 + Re_t/R_\omega} \right) \quad \text{où } R_\omega=2,95 \text{ et } \alpha_\infty=1.$$

Il est intéressant de noter que dans les zones où Re_t (et par conséquent également μ_t) sont grands (régions éloignées des parois), $\alpha = \alpha_\infty = \alpha_\infty^* = \alpha^* = 1$.

Pour résoudre les équations de transport de k et de ω (où ε pour les modèles k - ε), il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites réalistes au voisinage de la pièce, où les gradients d'intensité turbulente sont élevés. Pour estimer k et ε au premier point de maillage avoisinant un obstacle, une première solution consiste à appliquer une fonction de paroi, qui est déterminée à partir de la théorie de la longueur de mélange de Prandtl [15]-[18], [71]. La vitesse moyenne au point P du maillage le plus proche de la paroi est supposée parallèle à celle-ci et obéit au profil logarithmique de vitesse donné par :

$$\text{Sous-couche limite laminaire : } \quad 0 < y^+ < 5 \quad u^+ = y^+$$

$$\text{Couche limite intermédiaire : } \quad 5 < y^+ < 30 \quad u^+ = 5 \ln y^+ - 3,05$$

$$\text{Couche limite turbulente : } \quad 30 < y^+ < 500 \quad u^+ = 2,5 \ln y^+ - 5,5$$

$$\text{avec } u^+ = \frac{\bar{U}}{\sqrt{\frac{|\tau_p|}{\rho_g}}} \text{ et } y^+ = \frac{y \sqrt{|\tau_p| \rho_g}}{\mu_g} \text{ qui représentent respectivement une vitesse moyenne}$$

adimensionnelle et la distance à la paroi adimensionnelle.

A partir du calcul de la contrainte pariétale τ_p , on peut en déduire les conditions aux limites sur k et ε (ou ω), en supposant que le premier point du maillage est situé dans la couche limite turbulente ($30 < y^+ < 500$) et l'on obtient :

$$k_p = \frac{|\tau_p|}{\rho_g \sqrt{C_\mu}}$$

$$\omega_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{1/2}}{Ky}$$

Ce type de traitement de paroi est directement implémenté dans Fluent sous la dénomination (Standard Wall Functions ; SWF). Une deuxième solution consiste à positionner le premier point de maillage au sein de la sous-couche limite laminaire, soit dans une zone où y^+ est inférieur à 1.

Cette méthode est également disponible dans Fluent (Enhanced Wall Treatment ; EWT) et détermine automatiquement la loi liant u^+ à y^+ permettant d'estimer la turbulence de paroi en fonction de la valeur de y^+ calculée. Nous utiliserons de préférence cette dernière méthode, qui nécessite un maillage plus fin et donc un temps de calcul plus important, mais permet néanmoins d'obtenir des résultats plus précis.

Quelle que soit la simulation d'écoulement considérée (nature du gaz, pression de trempe, vitesse d'injection, ...), les conditions aux limites suivantes ont été appliquées :

- en entrée du domaine, la vitesse du gaz (U_∞) (pour la résolution des équations de Navier Stokes), la température du gaz (T_∞) (résolution des équations de transport de chaleur), l'intensité turbulente amont (Tu_∞) et le diamètre hydraulique (résolution des équations de transport de k et ω) ont été imposés,
- en sortie, une condition de pression a été imposée ($P_\infty = P_{op}$),
- une symétrie axiale est imposée dans le cas de l'écoulement en configuration parallèle et une symétrie plan dans le cas de l'écoulement perpendiculaire,
- à l'interface avec le cylindre, la température de paroi (T_p) est fixée et une condition d'adhérence est appliquée,
- à la frontière externe du domaine, une condition de glissement et une paroi adiabatique sont adoptés.

Le domaine est pris suffisamment large pour pouvoir assimiler l'écoulement à un écoulement libre et infini de manière à pouvoir confronter nos résultats à ceux de la littérature.

2. Géométrie et maillages

Pour l'écoulement autour d'un cylindre en configuration perpendiculaire, la géométrie est 2D cartésienne et le maillage employé (figure 21) a été réalisé avec le logiciel Gambit [72]. Il comporte 33 000 mailles et une condition de symétrie a été appliquée par rapport au plan médian du cylindre pour réduire le nombre de mailles. L'épaisseur des mailles a été fortement réduite au niveau de la paroi du cylindre, de manière à ce que, pour le plus grand nombre de Reynolds de l'écoulement simulé, la grandeur y^+ reste inférieure à 1 sur la totalité de la surface. L'épaisseur de la première maille à la paroi est ainsi de 1 μm . Le diamètre du cylindre considéré est de 30 mm.

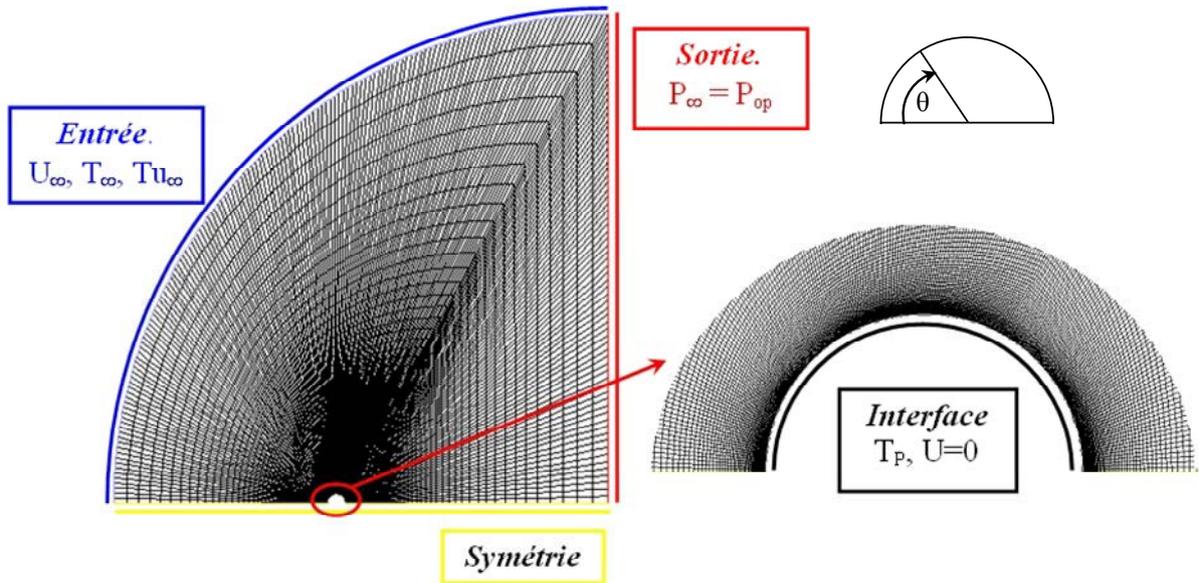


figure 21 Maillage du cylindre ($\varnothing 30$ mm) en configuration perpendiculaire et zoom sur l'interface

En ce qui concerne le cylindre en configuration parallèle, la géométrie est bidimensionnelle axisymétrique et le maillage réalisé comporte 17 000 mailles (figure 22). Il est également fortement affiné en périphérie du cylindre ($y^+ < 1$) et l'épaisseur de la première maille est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Le diamètre du cylindre est identique (30 mm) et sa longueur de 110 mm.

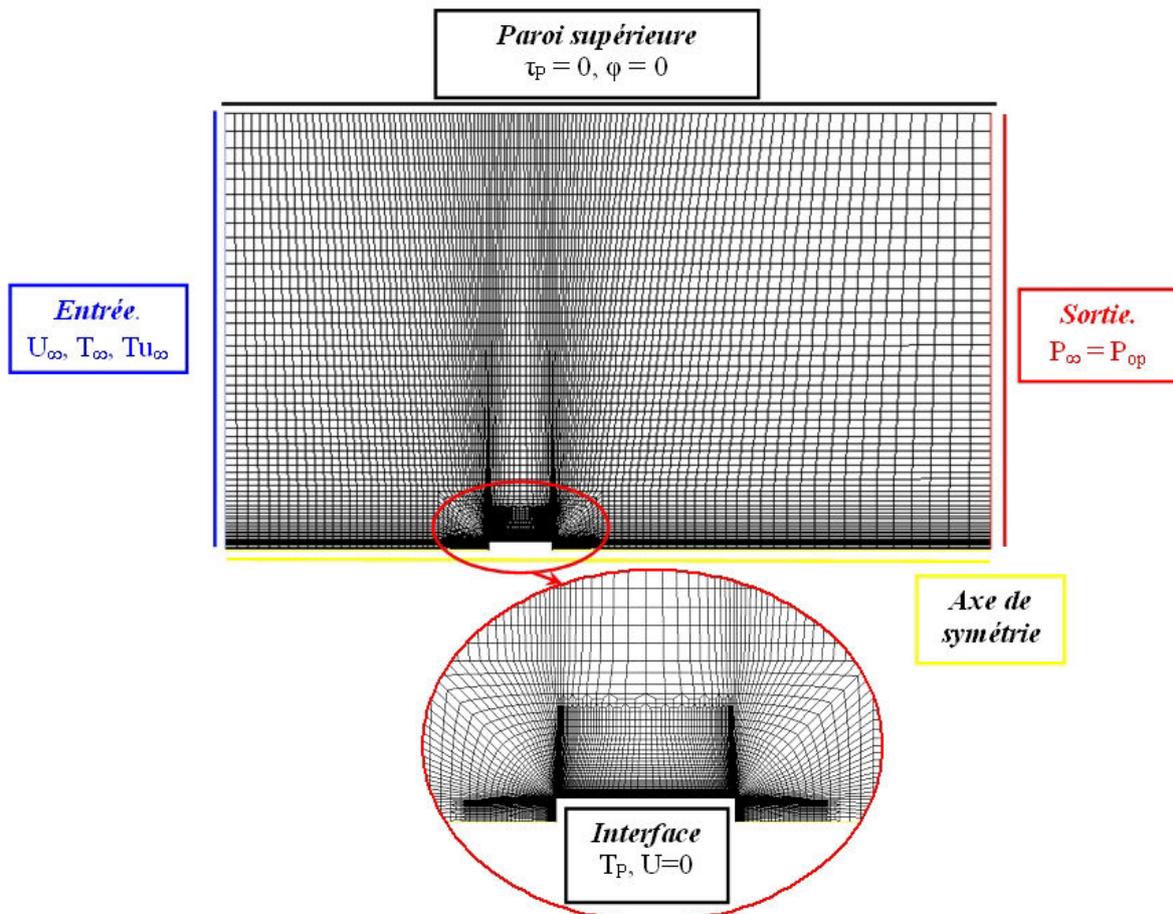


figure 22 Maillage du cylindre en configuration parallèle ($\varnothing 30$ mm, L 110 mm) et zoom sur l'interface

3. Résultats de simulation pour un écoulement perpendiculaire à l'axe d'un cylindre et choix d'un modèle de turbulence

Nous nous concentrons tout d'abord sur l'étude d'un écoulement d'azote en régime permanent perpendiculaire à l'axe du cylindre. La vitesse d'injection du gaz et la pression de l'enceinte varient de manière à couvrir un large domaine de nombre de Reynolds (10^4 - 10^6), correspondant aux nombres de Reynolds communément rencontrés pour un traitement de trempe gazeuse haute pression. Pour cette géométrie, la modélisation des transitions de couche limite du régime laminaire au régime turbulent est essentielle pour la bonne prédiction des transferts de chaleur ayant lieu lors de la trempe gazeuse. Toutefois cette modélisation est des plus complexes. Elle suppose de bien rendre compte des variations des propriétés thermo-physiques des gaz lors de la trempe et l'utilisation d'un modèle de turbulence adéquat.

a) Variations des propriétés thermophysiques du gaz

Les propriétés thermophysiques du gaz sont principalement influencées par la température et la pression. Le nombre de Mach global de l'écoulement (rapport de la vitesse d'écoulement à la vitesse du son) est toujours inférieur à 0,15 (pour la vitesse d'injection maximale utilisée d'une valeur de 50 m.s^{-1}) et les effets de compressibilité sont ainsi négligeables. La figure 23 compare les valeurs de contraintes pariétales obtenues le long de la surface du cylindre pour trois conditions de calcul de la masse volumique ρ_g . Les résultats acquis pour un écoulement compressible ou incompressible mais avec ρ_g variable avec la température ($\rho_g = P_{op}/rT$) s'accordent parfaitement. Nous avons aussi pu vérifier que les variations de pression dans le domaine de calcul restent inférieures à 1% de la valeur de la pression de l'enceinte en écoulement compressible. En conséquence, les valeurs des propriétés thermophysiques du gaz sont prises à la pression nominale de l'enceinte.

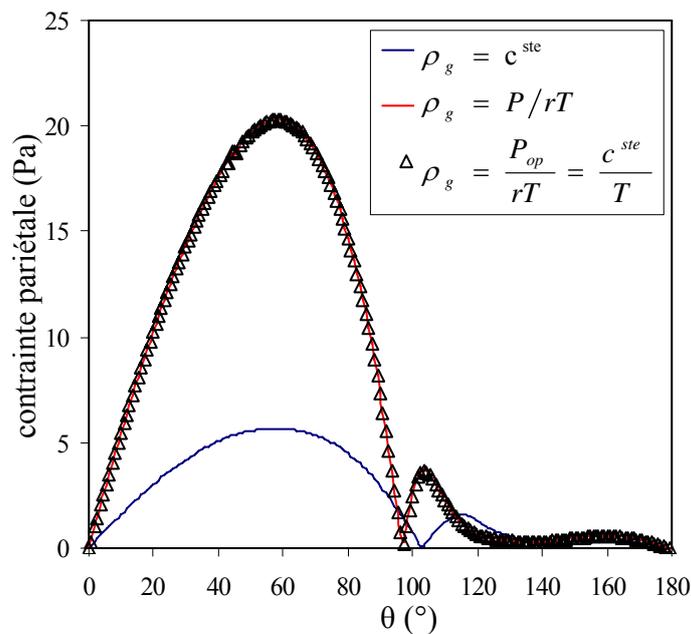


figure 23 Comparaison des contraintes pariétales locales à l'interface pour $Re = 5.10^5$

Les gradients thermiques sont importants dans la couche limite thermique se développant au voisinage du cylindre comme le montre la figure 24. Nous avons cherché à quantifier l'influence de ces gradients sur les échanges de chaleur entre le gaz et le cylindre.

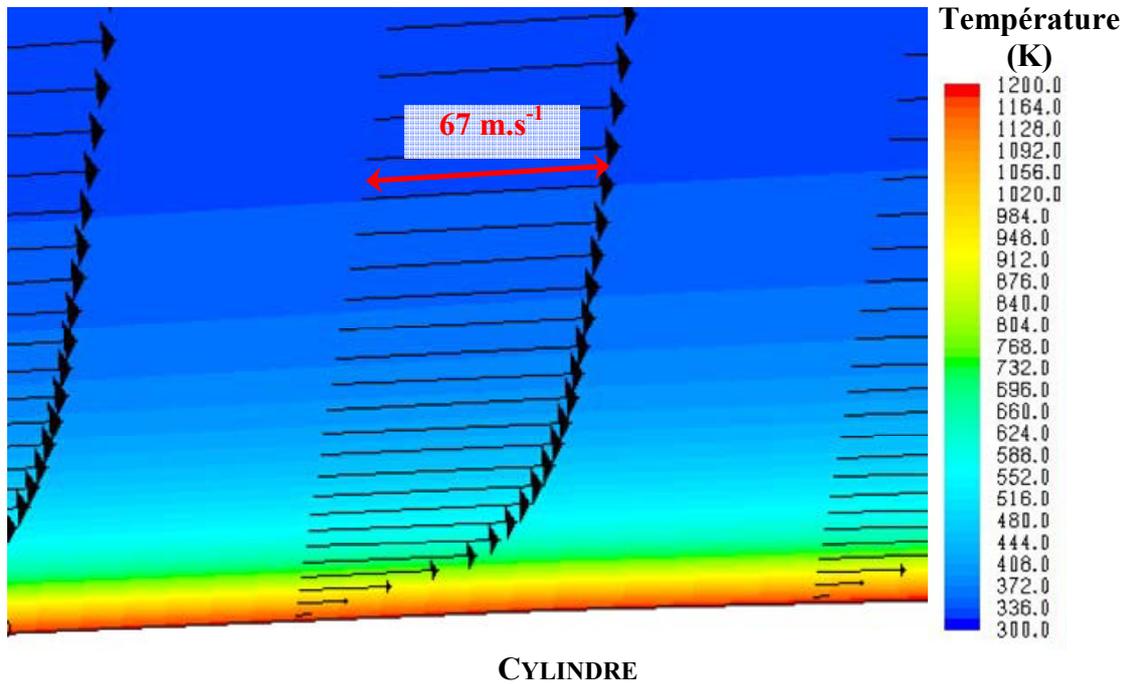


figure 24 Exemple de couche limite dynamique et thermique se développant au voisinage du cylindre

Les tables thermodynamiques montrent que la chaleur spécifique (C_{Pg}) des gaz varie peu avec la température (dans les gammes de températures considérées). Bien que cette grandeur ait un impact fort sur le niveau des échanges de chaleur, ses très faibles variations au sein de la couche limite ont donc un impact négligeable sur la prédiction des échanges de chaleur et la chaleur spécifique est donc considérée constante dans nos simulations.

Par ailleurs, les équations de la théorie cinétique des gaz (Eq.B-4) donnent l'évolution de μ_g et λ_g avec la température :

$$\mu_g = 2,67 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{MT}}{\sigma^2 \Omega_\mu} \text{ et } \lambda_g = \mu_g \left(C_{Pg} + \frac{5r}{4} \right) \quad \text{Eq. B-4}$$

où M est la masse molaire du gaz, σ la longueur caractéristique de Lennard Jones, Ω_μ tel que : $\Omega_\mu = \Omega_\mu(T/(\varepsilon/k_B))$ où ε/k_B est le paramètre énergétique de Lennard Jones.

Les équations (Eq.B-4) confirment que le nombre de Prandtl reste constant et donc indépendant de la température puisque :

$$Pr = \frac{\mu_g C_{Pg}}{\lambda_g}$$

Les coefficients de transfert de chaleur obtenus en considérant les propriétés thermophysiques constantes ont été comparés à ceux calculés en supposant que les variations de μ_g et λ_g s'expriment suivant les équations B-4 (figure 25). Il en résulte que les forts gradients de propriétés physiques engendrés par les variations de température au sein de la couche limite ont une

influence importante sur les échanges de chaleur. La figure 25 montre également la disparition du pic de coefficient de transfert pour le nombre de Reynolds critique ($3 \cdot 10^5$) lorsque l'on considère μ_g et λ_g constants. Ainsi, les variations de μ_g et λ_g avec la température doivent être prises en compte pour prédire la transition d'un régime subcritique vers un régime critique.

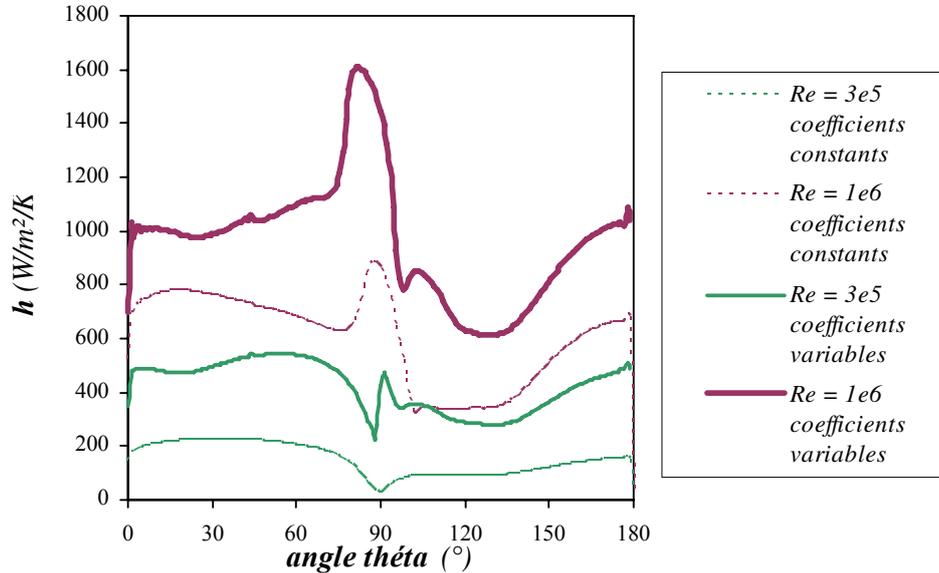


figure 25 Comparaison des coefficients de transfert de chaleur de Nusselt à la paroi calculés avec un modèle $k-\omega$ pour deux nombres de Reynolds avec des propriétés thermophysiques (λ_g , μ_g) variables ou constantes

b) Choix du modèle de turbulence

Pour choisir le modèle de turbulence le mieux adapté pour modéliser les écoulements et les transferts de chaleur, nous nous sommes concentrés sur l'analyse des coefficients de transfert de chaleur globaux et locaux calculés avec quatre modèles de turbulence différents ($k-\varepsilon$ Realizable, $k-\varepsilon$ RNG, $k-\varepsilon$ Yang et Shih et $k-\omega$). Les évolutions des coefficients de transfert et des nombres de Nusselt globaux en fonction du nombre de Reynolds ont tout d'abord été comparées aux valeurs calculées à l'aide des corrélations de Zukauskas et d'Achenbach (figure 26). Si les résultats obtenus avec les différents modèles sont tous en accord avec les résultats expérimentaux pour les nombre de Reynolds les plus faibles ($Re < 3 \cdot 10^5$), seuls les modèles $k-\omega$ et $k-\varepsilon$ Realizable assurent une bonne prédiction des échanges de chaleur moyens sur toute la gamme de nombres de Reynolds considérée.

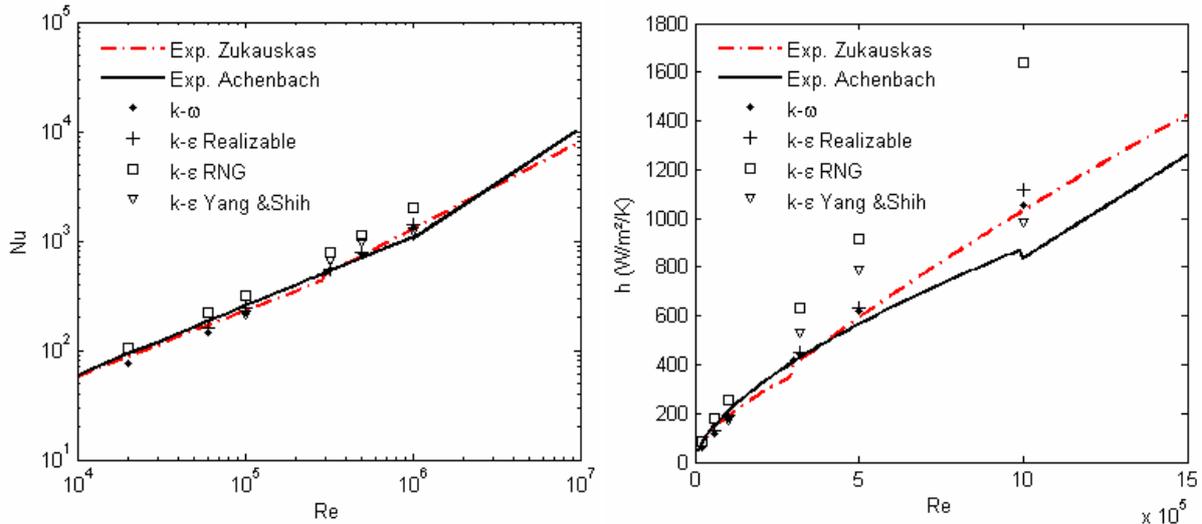


figure 26 Evolutions du nombre de Nusselt et des coefficients de transfert de chaleur globaux en fonction du nombre de Reynolds calculées avec différents modèles de turbulence et à partir des corrélations de Zukauskas et Achenbach

Les profils de coefficients de transfert locaux (exprimés sous la forme adimensionnelle $Nu/Re^{0.5}$) calculés avec les différents modèles de turbulence à la surface du cylindre et la comparaison avec les valeurs expérimentales d'Achenbach sont présentés sur la figure 27.

En régime subcritique (figure 27A), le modèle k- ω et le modèle k- ϵ bas Reynolds de Yang et Shih permettent de bien prédire l'allure du profil de coefficient de transfert à la surface du cylindre. Les résultats obtenus avec le modèle k- ϵ Realizable sont plus éloignés des résultats d'Achenbach. De manière générale, le coefficient de transfert de chaleur est surestimé dans la zone de couche limite laminaire et sous-estimé dans la zone de recirculation du sillage. De façon quantitative, c'est le modèle k- ω qui permet de prédire au mieux les échanges de chaleur.

En régime supercritique (figure 27B) et transcritique (figure 27C), le modèle k- ϵ bas Reynolds de Yang et Shih donne les résultats les plus éloignés de ceux d'Achenbach, en particulier dans la zone de couche limite laminaire et de transition. Le modèle k- ϵ Realizable permet de bien estimer le coefficient de transfert dans la zone de couche limite de transition, mais le surestime dans la zone de couche limite laminaire et le sous-estime dans la zone de recirculation du sillage. De plus, la transition de couche limite survient trop en amont de l'écoulement. Le modèle k- ω permet une estimation à peine moins bonne du coefficient de transfert dans la couche limite de transition mais s'approche plus des mesures d'Achenbach dans la zone de couche limite laminaire et sont pratiquement identiques aux résultats expérimentaux dans la zone de recirculation. De plus, il prévoit relativement précisément l'angle de transition θ_t de la couche limite.

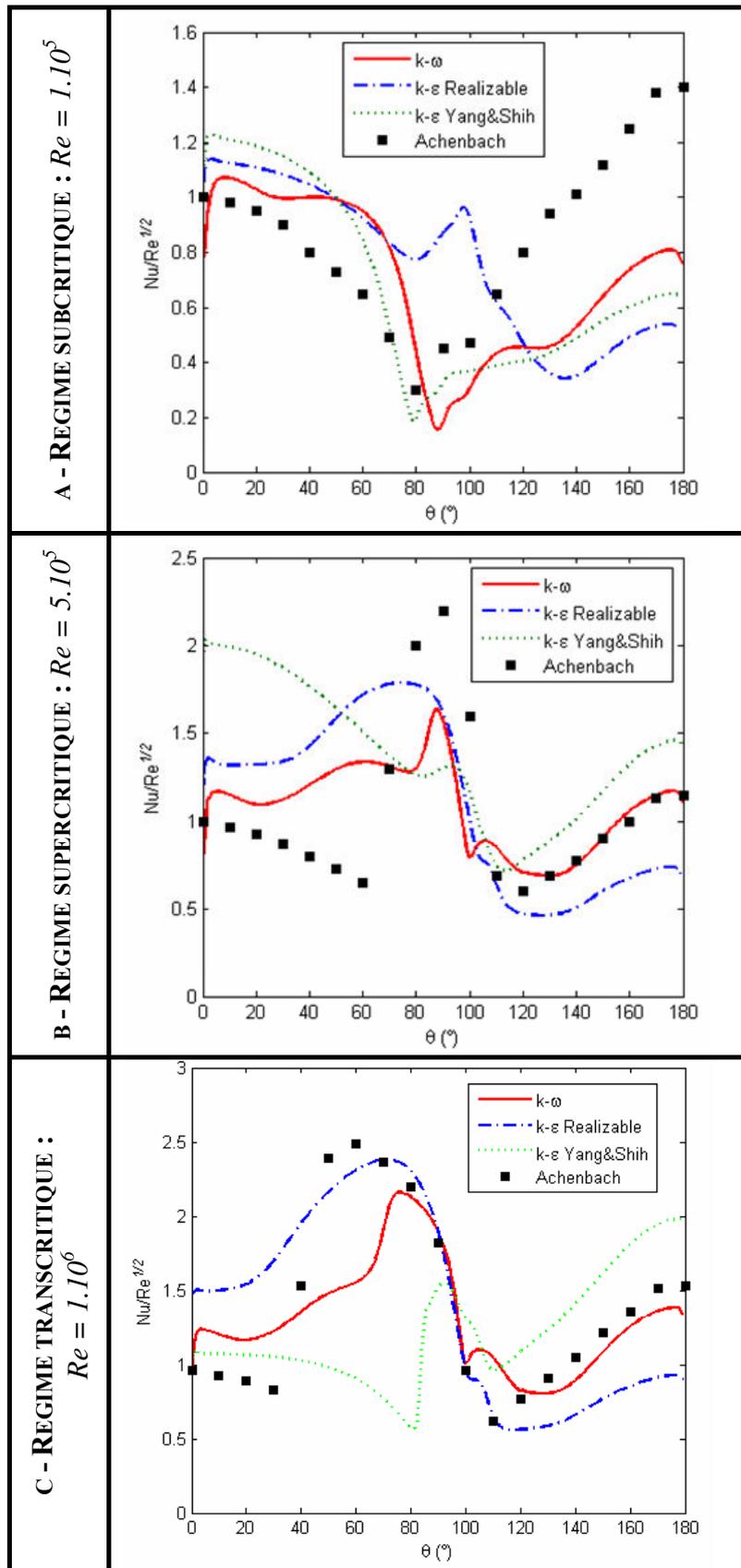


figure 27 Confrontation des profils du nombre de Nusselt normalisé à la surface du cylindre en régime sub- et super- et transcritique avec les résultats expérimentaux d'Achenbach

Ces résultats soulignent la difficulté à prédire de façon précise les transitions de régime d'écoulement rencontrées dans la gamme de Reynolds [10^4 - 10^6] en utilisant des modèles de turbulences de types RANS à deux équations de transport. Le modèle $k-\omega$ apporte malgré tout, de façon générale, la solution la plus satisfaisante. Les points forts de ce modèle sont de prédire avec une bonne précision l'emplacement des transitions de couche limite (malgré une légère sous-estimation du coefficient de transfert local dans les pics de transition) et une très bonne estimation du coefficient de transfert dans la zone de recirculation en aval du cylindre (figure 27 b et c). Ce modèle de turbulence a donc été retenu pour les calculs présentés ultérieurement dans ce travail.

c) Ecoulement gazeux autour du cylindre

Pour analyser les résultats de simulation pour les différents régimes identifiés, nous considérons le cas d'un écoulement d'azote à 10 bars et des vitesses d'entrée de 5 m.s^{-1} ($Re = 1.10^5$), 25 m.s^{-1} ($Re = 5.10^5$) et 50 m.s^{-1} ($Re = 1.10^6$).

Les distributions de l'intensité des vitesses calculées pour les différents régimes d'écoulement (figure 28) reproduisent bien les allures des écoulements rencontrées dans la littérature (figure 4 et figure 5 du chapitre A.). Elles font également apparaître le déplacement du point de décollement de la couche limite en aval du sillage pour les nombres de Reynolds supérieurs à la valeur critique. Si l'angle de décollement calculé en régime subcritique correspond très bien à la valeur de 80° mesurée par Achenbach et Zukauskas, cet angle est un peu inférieur à 100° en régime critique et supercritique, alors que les valeurs expérimentales sont de l'ordre de 120° .

En ce qui concerne la simulation de la turbulence le modèle $k-\omega$ permet de corriger le défaut rencontré avec les modèles de type $k-\varepsilon$, qui est de générer une turbulence juste en amont des obstacles. Ce défaut est illustré sur la carte d'énergie cinétique turbulente calculée avec le modèle $k-\varepsilon$ RNG (figure 29). Ainsi, la turbulence calculée avec le modèle $k-\omega$ est générée uniquement dans le sillage en aval du cylindre.

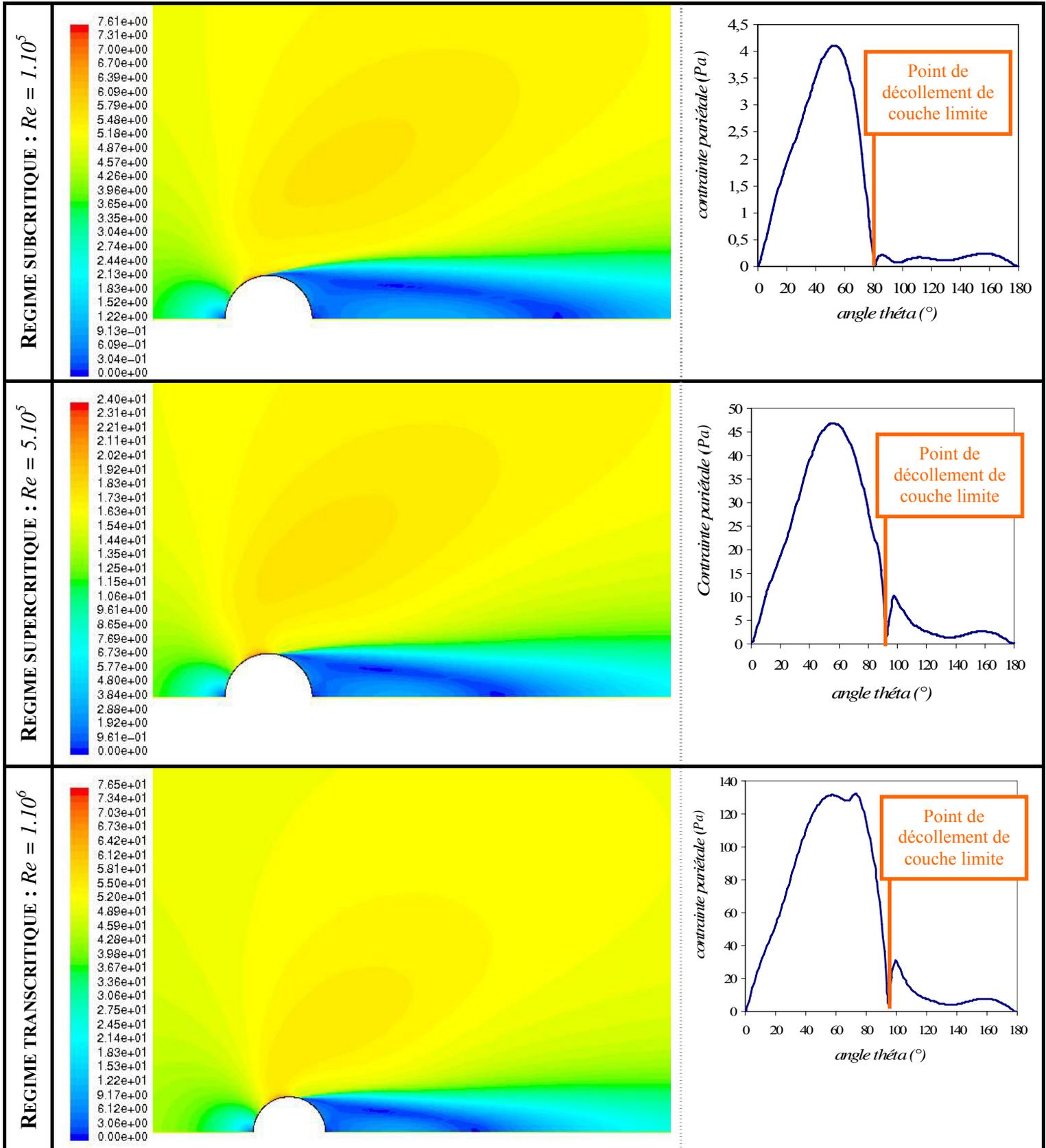


figure 28 Carte des normes des vitesses calculées (en m.s⁻¹) pour les différents régimes d'écoulement modélisés et évolutions de la contrainte pariétale

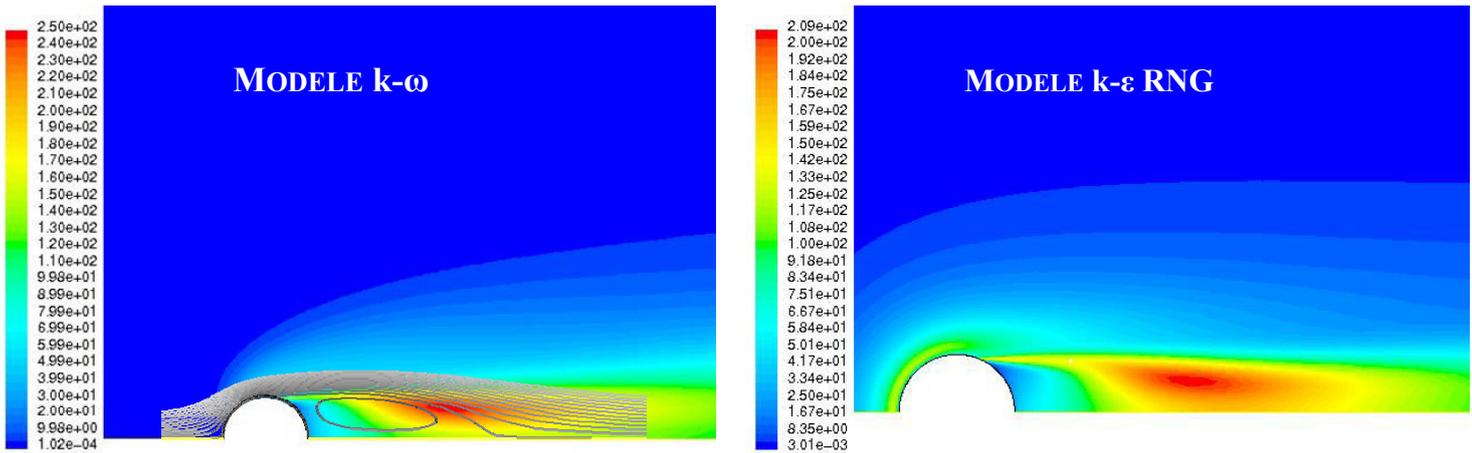


figure 29 Cartes de l'énergie cinétique turbulente (k en J/kg) calculée avec le modèle $k-\omega$ et le modèle $k-\epsilon$ RNG pour $Re = 1.10^6$

A l'échelle de la couche limite, la figure 30 montre que le maximum du coefficient de transfert calculé et enregistré expérimentalement par Achenbach [13] est bien corrélé à l'augmentation du niveau d'intensité turbulente au sein de la couche limite et traduit donc sa transition laminaire-turbulent. Cette transition peut également être observée en examinant la carte d'intensité turbulente au sein de la couche limite, où se dessine nettement une zone de turbulence plus élevée (figure 31).

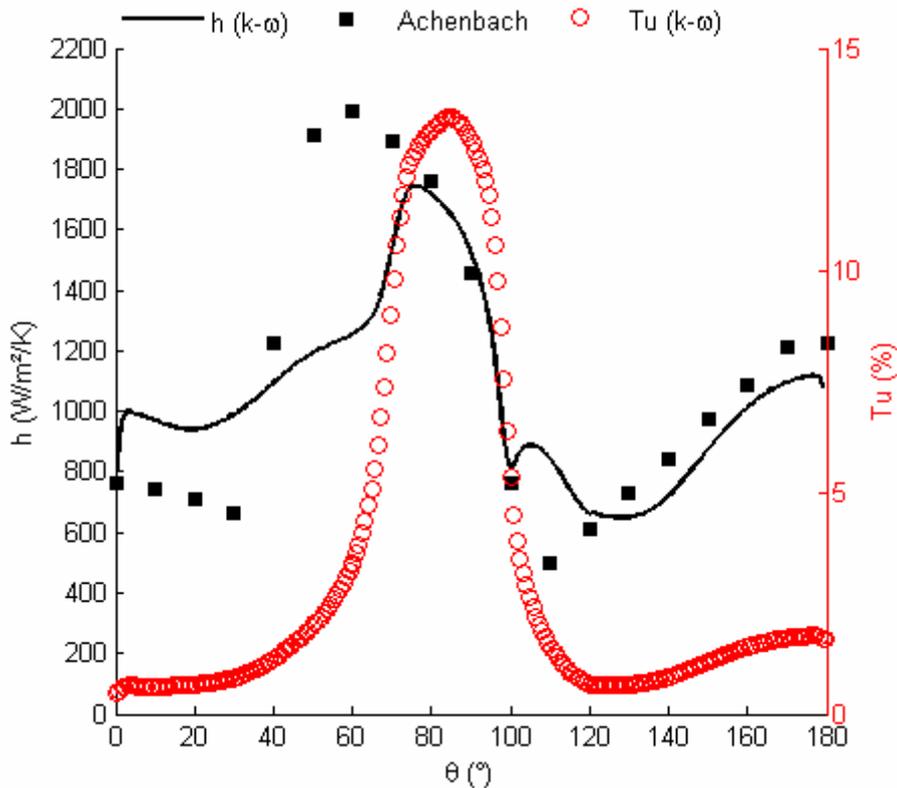


figure 30 Profil de coefficient de transfert de chaleur (h en $W.m^{-2}.K^{-1}$) à la surface du cylindre et d'intensité turbulente (Tu en %) au sein de la couche limite

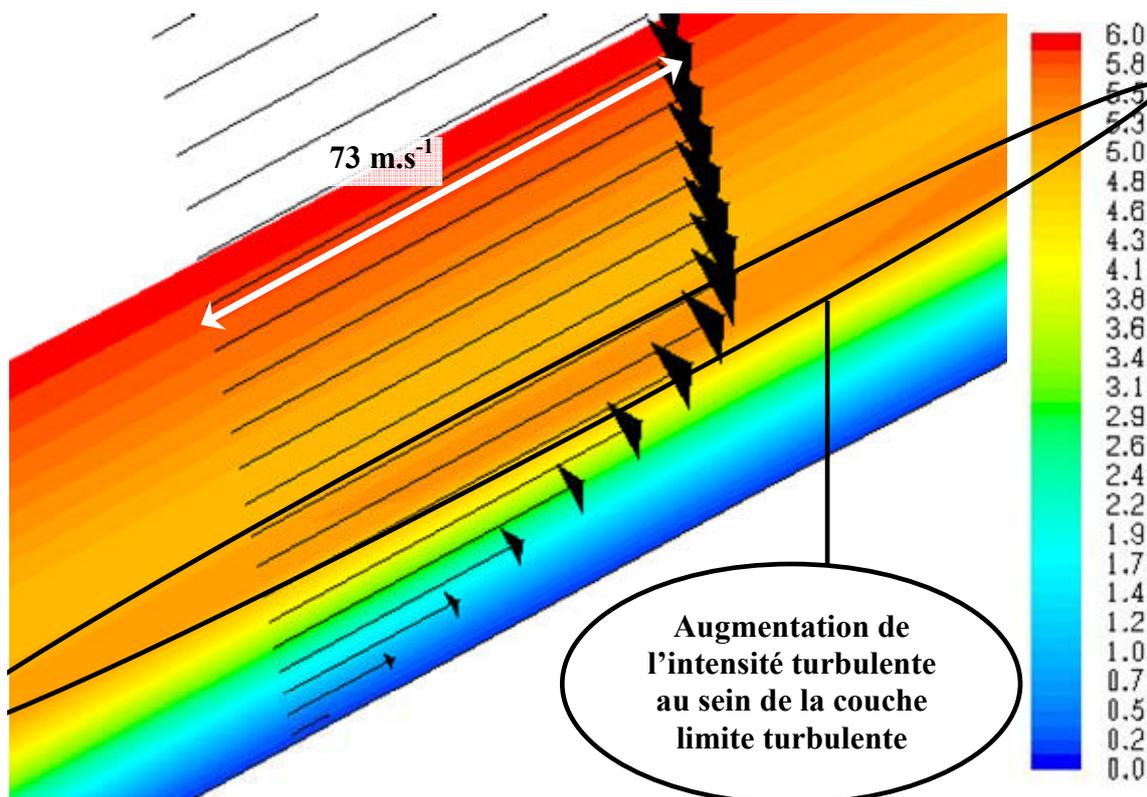


figure 31 Carte d'intensité turbulente calculée au niveau de la transition de la couche limite

4. Résultats de simulation pour un écoulement parallèle à l'axe d'un cylindre

Pour cette configuration d'écoulements, nous considérons dans un premier temps des écoulements d'azote à 10 bars déjà étudiés en configuration perpendiculaire (vitesse d'injection 5 m.s^{-1} , 15 m.s^{-1} , 25 m.s^{-1} et 50 m.s^{-1}). Puis, dans un second temps, nous considérons un écoulement d'hélium à 20 bars pour les mêmes vitesses d'injection dans le but de se rapprocher des conditions de trempe a priori les plus efficaces rencontrées actuellement dans les traitements industriels. Rappelons que le diamètre du cylindre est de 30 mm et sa longueur 110 mm.

De par sa géométrie, la structure de l'écoulement autour de cet obstacle (figure 32) combine les phénomènes observés autour du cylindre en configuration perpendiculaire (obstacle perpendiculaire à l'écoulement) et le long d'une plaque plane (obstacle parallèle à l'écoulement). On note ainsi un décollement de couche limite pratiquement au bord d'attaque du cylindre, puis un recollement de cette couche limite plus en aval (à une distance d'environ 1 diamètre du bord d'attaque) sur la face coaxiale du cylindre. Enfin, en aval du point de recollement, l'évolution de la couche limite présente des analogies avec celle observée le long d'une plaque plane. Dans le sillage du cylindre se développe également une zone de recirculation de longueur plus importante (environ 2 diamètres du cylindre). La variation du nombre de Reynolds de l'écoulement n'engendre par ailleurs pratiquement aucune modification de l'écoulement comme le montre la figure 33.

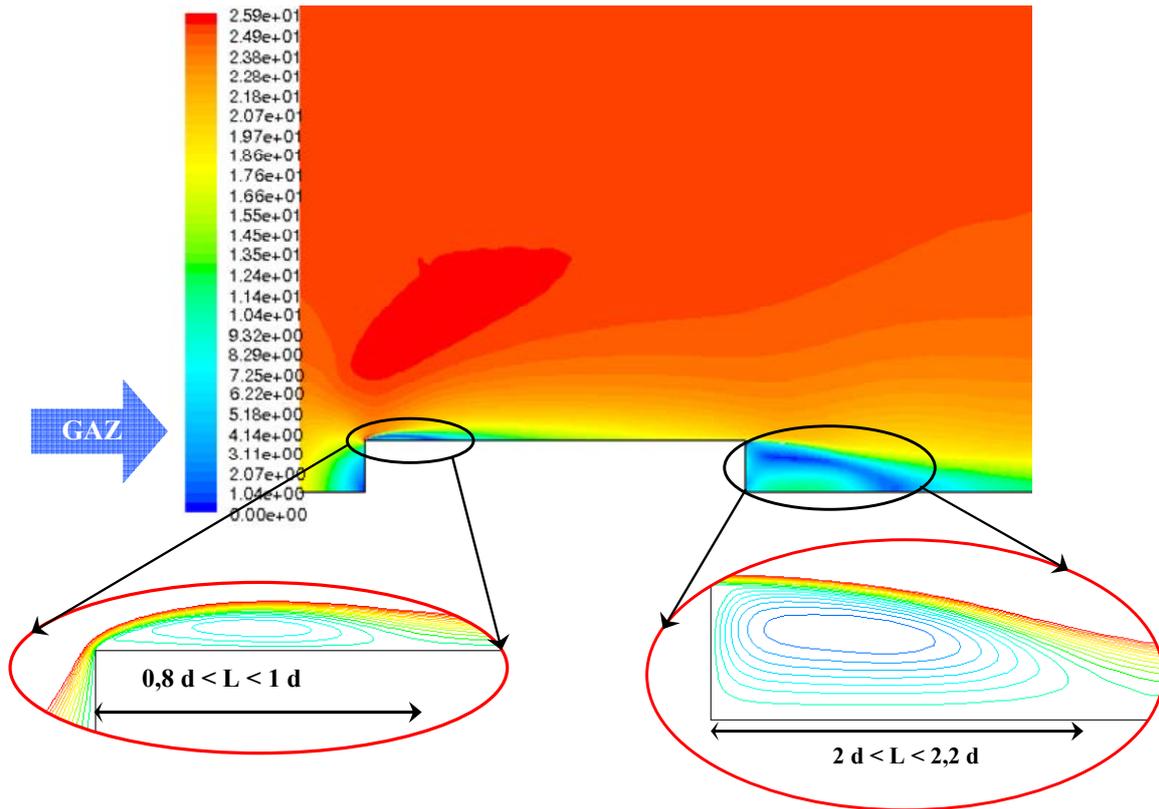


figure 32 Champ de vitesses (norme en $m.s^{-1}$) pour $Re_d = 5.10^5$ et représentation des lignes de courant dans les deux zones de recirculation (bulbe de décollement et sillage)

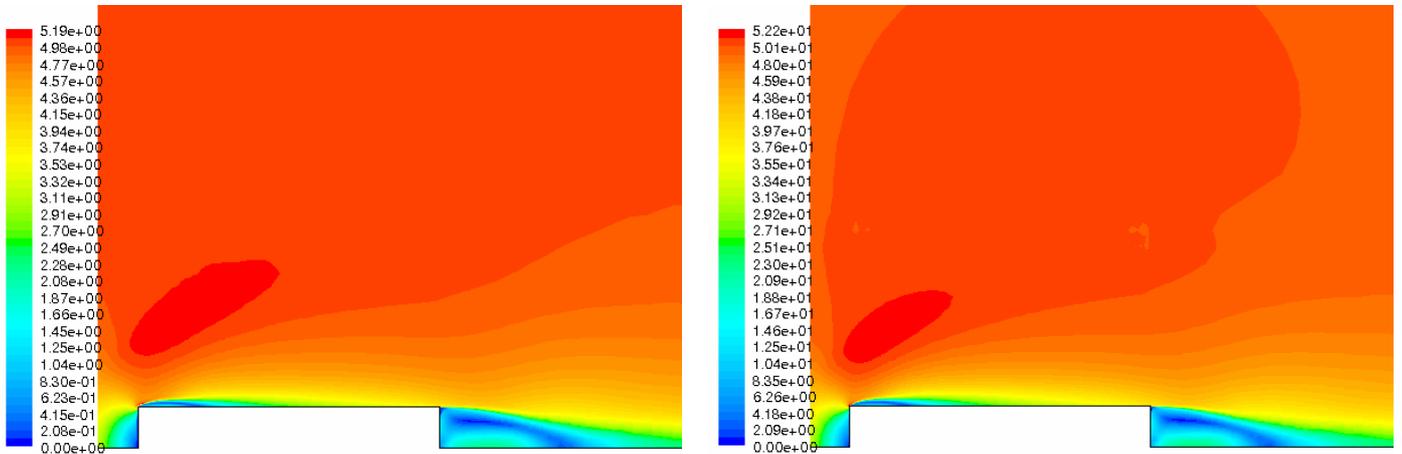


figure 33 Champ de vitesses (norme en $m.s^{-1}$) autour du cylindre obtenue pour $Re_d = 10^5$ (à gauche) et $Re_d = 10^6$ (à droite)

Ces deux zones de recirculation, sont, comme dans le cas du cylindre en configuration perpendiculaire, des régions où l'énergie cinétique turbulente est élevée (figure 34). De même, les dimensions des régions de forte turbulence sont pratiquement invariantes avec le nombre de Reynolds.

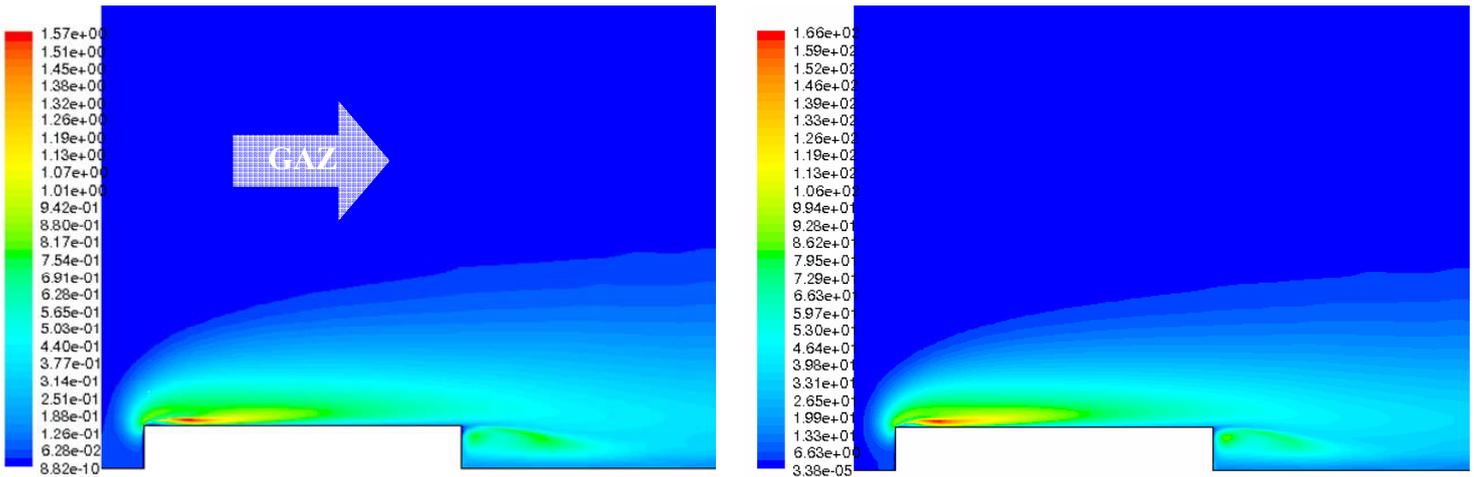


figure 34 Distribution de l'énergie cinétique turbulente (k en $J.kg^{-1}$) autour du cylindre en configuration parallèle obtenue pour $Re_d = 10^5$ (à gauche) et $Re_d = 10^6$ (à droite)

Le bulbe de décollement a une taille prédite par la simulation d'environ 1 fois le diamètre du cylindre, valeur à comparer aux mesures faites par Ota et al. [34] de 1,4 diamètre et par Lior et al. [38] de 0,9 diamètre. Ce résultat est satisfaisant, d'autant plus que, comme les mesures enregistrées par ces deux auteurs, la longueur du bulbe de décollement obtenue par simulation numérique est invariante avec le nombre de Reynolds. A titre indicatif, la taille du bulbe de recirculation calculée avec le modèle $k-\epsilon$ Realizable est de 2,2 diamètres environ ce qui montre que le modèle de turbulence $k-\omega$ est également le mieux adapté dans cette configuration d'écoulement.

Sur la surface coaxiale, les évolutions des contraintes pariétales τ_p et des coefficients de transfert de chaleur locaux h tracés sur la figure 35 font apparaître deux zones bien distinctes. La première correspond à la zone de décollement de couche limite et la seconde à la zone où la couche limite se recolte à la paroi, plus en aval de l'écoulement. En effet, comme pour la configuration perpendiculaire, en aval du point de décollement de la couche limite h diminue brutalement, puis augmente un peu plus lentement vers un maximum local correspondant au point de recollement de la couche limite ($\tau_p = 0$). Enfin, dans la zone où la couche limite est recollée, son épaisseur se traduit par une augmentation lente de τ_p et une diminution progressive de h . Si l'on considère la totalité de la surface du cylindre, les profils de coefficient de transfert de chaleur sont plus homogènes qu'en configuration perpendiculaire, malgré quelques gradients locaux importants au niveau du bord de la surface d'attaque du cylindre. Ceci s'explique principalement par l'absence de transition de la couche limite se développant à la surface du cylindre. Située directement en aval d'une zone de forte turbulence (bulbe de décollement), la couche limite est en effet directement turbulente en configuration parallèle quel que soit le nombre de Reynolds de l'écoulement amont considéré. Le choix de cette configuration pour obtenir un traitement industriel plus homogène à l'échelle de la pièce semble ainsi être justifié.

La figure 35 donne aussi les évolutions de h et τ_p calculées pour différents nombres de Reynolds. A l'inverse du cylindre en configuration perpendiculaire, les profils obtenus sont d'allure similaire quel que soit le nombre de Reynolds considéré et seul le coefficient de transfert moyen varie avec Re . Le tracé des courbes donnant $\tau_p / \tau_{p\text{moyen}}$ confirme la grande similitude des écoulements calculés aux différents nombres de Reynolds. Dans la zone de recirculation, seul τ_p

($Re = 1.10^5$) traduit, par l'aplatissement plus important du pic, la présence d'une zone de recirculation de taille plus importante. Enfin, en aval du point de recollement de la couche limite, si les évolutions de τ_p avec x sont également d'allure similaire, les différences d'intensité observées traduisent l'évolution non-linéaire de la contrainte pariétale avec le nombre de Reynolds dans cette zone, comme dans le cas d'un écoulement au-dessus d'une plaque plane ($\tau_p \propto Re_x^{1/2}$).

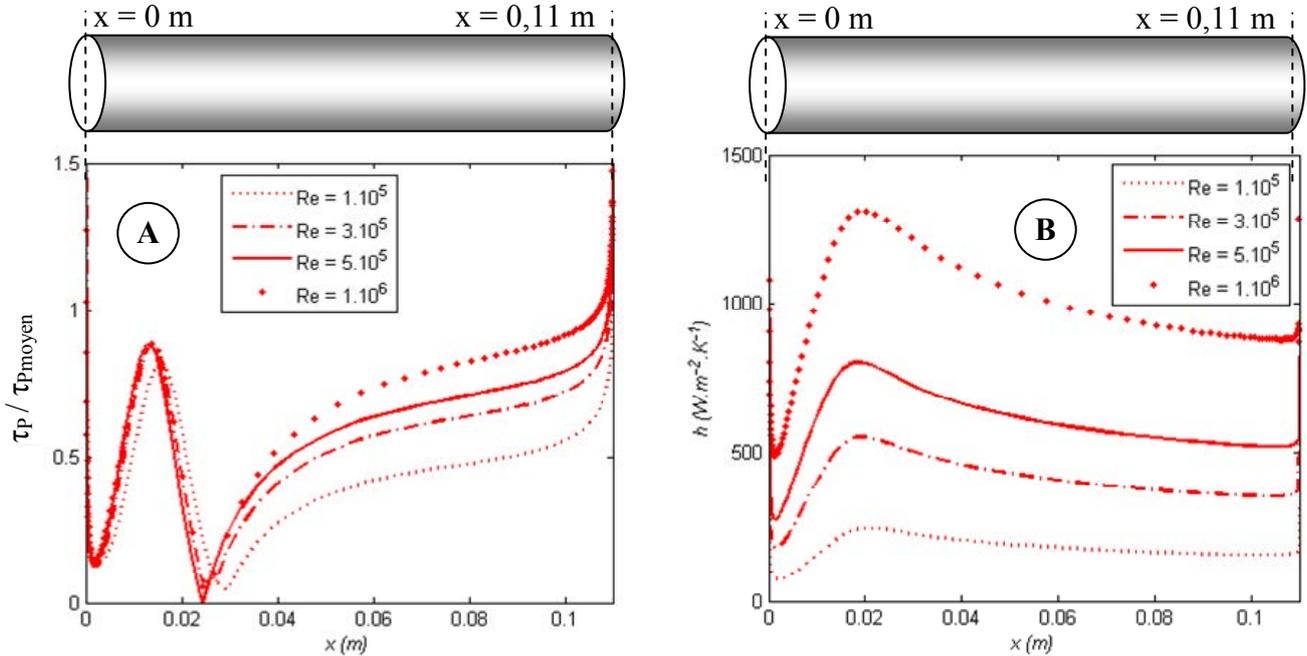


figure 35 Evolution le long de la paroi du cylindre de la norme de la contrainte pariétale normalisée (A) et du coefficient de transfert de chaleur (B) calculés pour différents nombres de Reynolds Re_d (écoulement d'azote à 10 bars)

Nous considérons à présent l'étude d'un écoulement d'hélium à 20 bars avec $U_\infty = 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les champs de vitesses et d'énergie cinétique turbulente (figure 36) sont qualitativement en tous points semblables à ceux obtenus dans le cas d'un écoulement d'azote à 10 bars. De même, si l'on compare les coefficients de transfert calculés pour un écoulement d'hélium et pour un écoulement d'azote avec une vitesse d'entrée du gaz identique de $25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (figure 37), seule la valeur moyenne du coefficient de transfert varie (elle est multipliée par 2 en utilisant de l'hélium à 20 bars), les différences entre les profils de h_{local} / h_{moyen} étant négligeables. Dans ces conditions opératoires le coefficient de transfert reste en moyenne supérieur à $1000 \text{ W} / \text{m}^2 / \text{K}$.

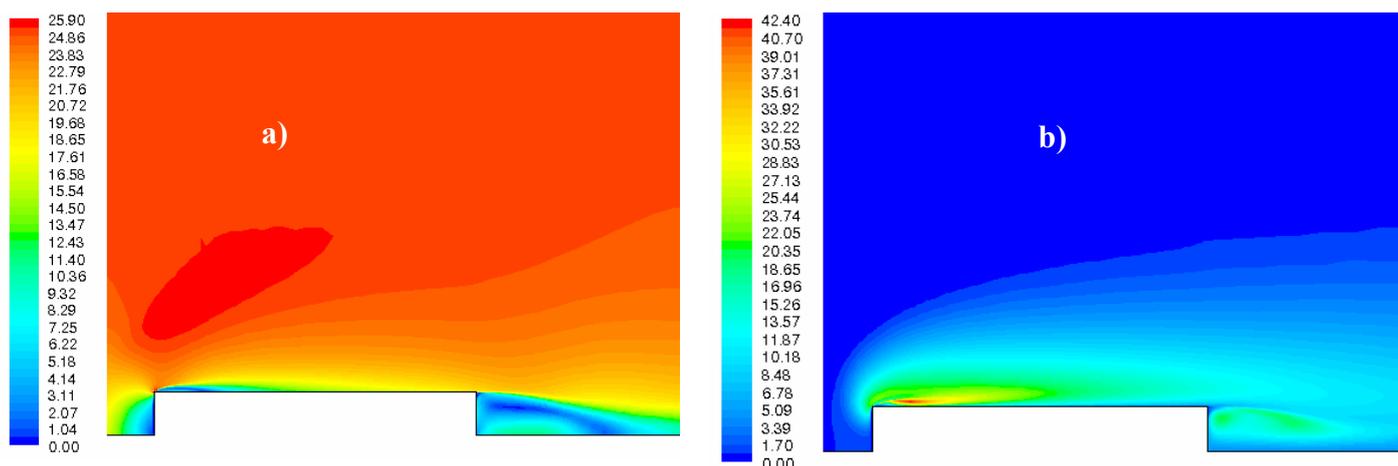


figure 36 Champ de vitesses en $m.s^{-1}$ (a) et d'énergie cinétique turbulente k en $m^2.s^{-2}$ (b) calculés pour un écoulement d'hélium à 20 bars et une vitesse d'injection de $25 m.s^{-1}$ ($Re_d = 4.10^4$)

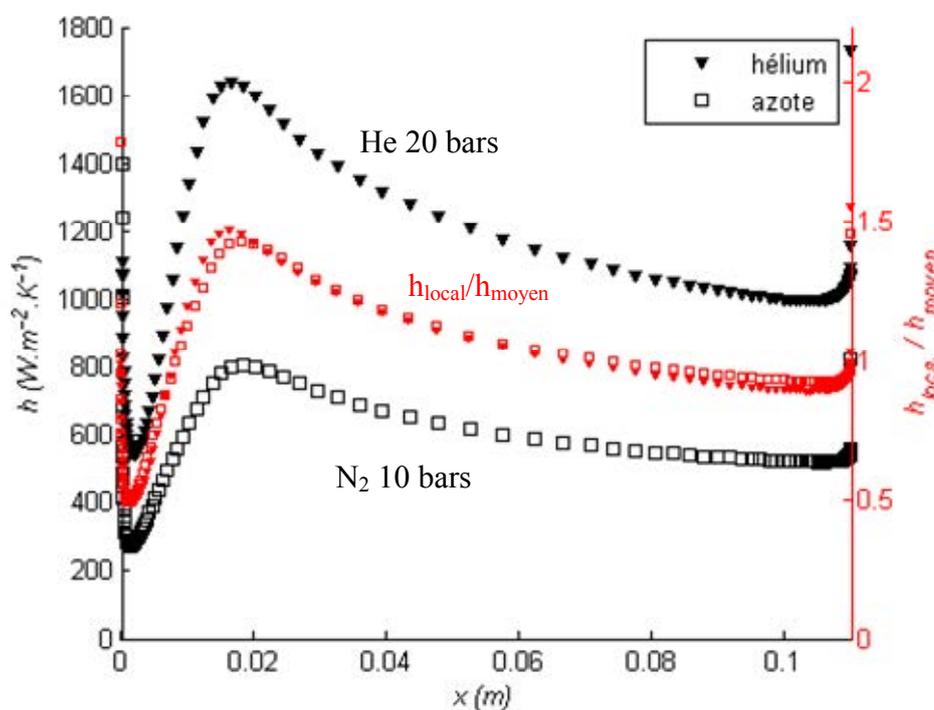


figure 37 Profils de coefficient de transfert de chaleur locaux et des coefficients adimensionnels correspondants (adimensionnés ou non) calculés sur la surface coaxiale pour des écoulements d'azote et d'hélium à vitesse d'entrée constante ($U_{\infty} = 25 m.s^{-1}$)

La figure 38 montre que, pour un écoulement d'hélium à 20 bars, les évolutions des contraintes pariétales τ_p et des coefficients de transferts locaux h ont des allures similaires à celles obtenues pour les écoulements d'azote à 10 bars (figure 37) ce qui traduit des morphologies d'écoulements équivalentes.

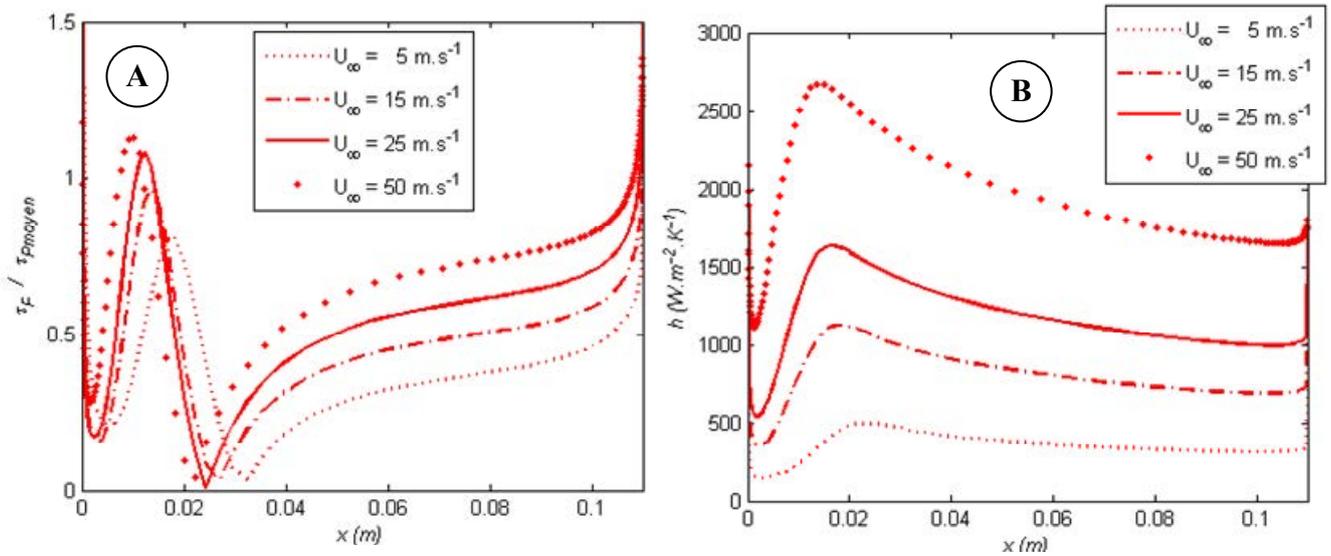


figure 38 Evolutions de la norme de la contrainte pariétale normalisée (A) et du coefficient de transfert de chaleur (B) calculé avec le modèle $k-\omega$ pour différentes vitesses d'injection d'hélium à 20 bars

En conclusion, la configuration parallèle permet d'obtenir une structure d'écoulement et des distributions du coefficient transfert de chaleur plus homogènes et indépendantes du nombre de Reynolds (soit de la vitesse d'injection, de la nature du gaz et de la pression). Elle est de plus, si l'on compare les coefficients de transferts moyens obtenus dans les deux configurations (figure 39), pratiquement aussi efficace en termes de vitesse de refroidissement que la configuration perpendiculaire.

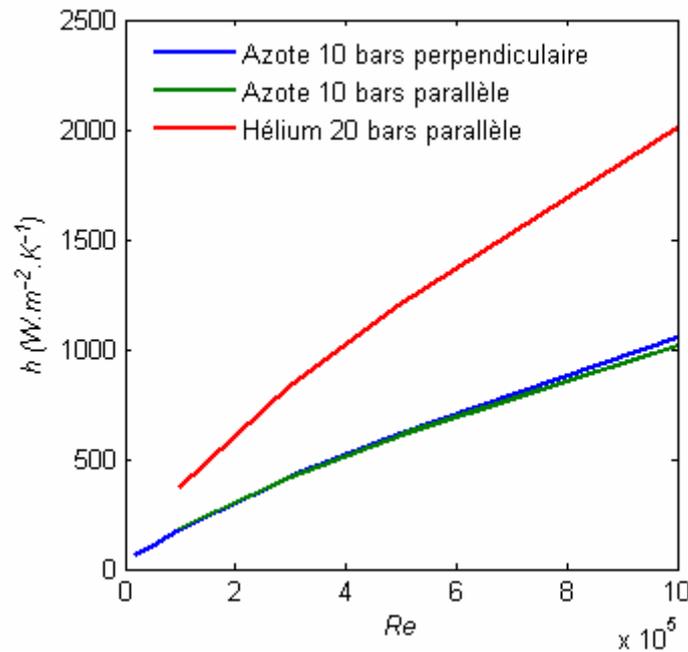


figure 39 Variation du coefficient de transfert de chaleur moyen en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes configurations de trempe considérées

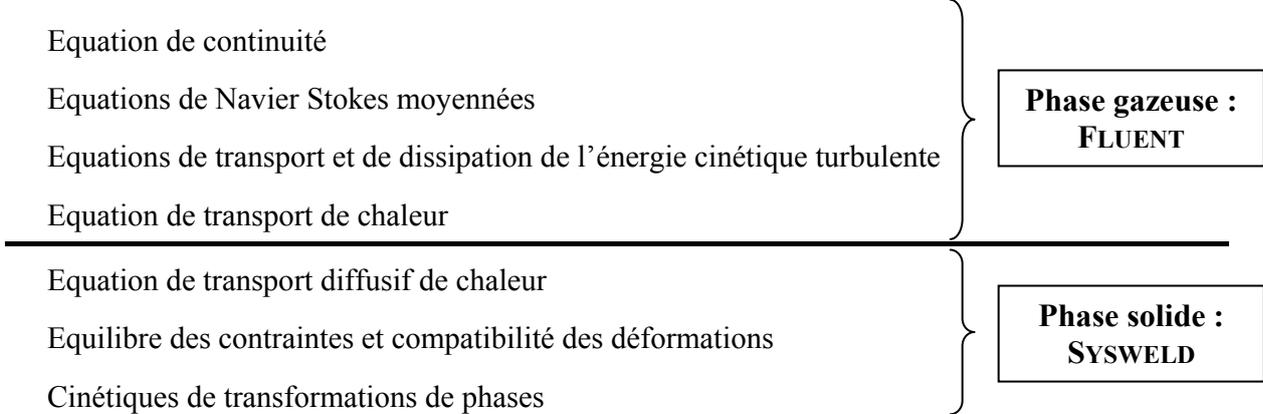
B. II. Couplage des deux codes de calcul Fluent (écoulement) et Sysweld (thermique – métallurgie – mécanique)

Après avoir mis en place les hypothèses et modèles utilisés pour les calculs d'écoulements, nous progressons dans la modélisation de la trempe gazeuse en prenant en compte des transferts thermiques conjugués entre la phase fluide et la phase solide. Ceci est un aspect crucial de la modélisation car l'échange de chaleur couple le comportement du gaz et du solide, et nécessite le couplage entre les deux codes de calculs commerciaux.

1. Introduction au couplage des codes de calcul Fluent et Sysweld

Le calcul de l'écoulement gazeux, que nous avons étudié préalablement, est primordial pour estimer les transferts de chaleur en cours de trempe. Nous avons vu qu'en régime permanent, le régime d'écoulement et les zones de recirculation de gaz en particulier pouvaient conduire à de fortes variations du coefficient de transfert de chaleur local et/ou global. Les variations des propriétés thermophysiques du gaz avec la température influent également de façon sensible sur le calcul des transferts de chaleur. Il est donc nécessaire d'associer un calcul précis des transferts thermiques en couche limite à la simulation du comportement de la pièce solide en termes de transferts thermiques, transformations de phases et déformations. A l'heure actuelle, aucun code commercial de calcul multiphysique ne permet de modéliser ces phénomènes dans leur ensemble. C'est pourquoi les codes spécialisés de mécanique des fluides numérique Fluent et de thermométallurgie et de mécanique Sysweld ont été choisis et couplés.

Les équations ainsi résolues en régime transitoire par ce couplage sont les suivantes :



Dans un premier temps, nous avons choisi délibérément de ne pas modéliser les cinétiques de transformations de phases et les contraintes et déformations, de manière à pouvoir analyser plus aisément le comportement du couplage des deux codes de calcul commerciaux. L'étude de cette situation simplifiée a pu être menée suivant deux approches. La première pour laquelle l'équation de transfert thermique dans le solide est aussi résolue par Fluent (transferts conjugués), si bien que l'ensemble du calcul est effectué par ce code et sert de résultat de référence. La deuxième où le couplage entre les deux codes est appliqué.

2. Démarche et hypothèses

a) Approximation des régimes quasi-stationnaires

Le temps de séjour caractéristique d'une particule fluide au contact du solide (τ_{sejour}), caractéristique de la durée pendant laquelle une particule fluide peut refroidir le solide est apparu négligeable (pour les vitesses d'écoulement et la dimension caractéristique L des pièces usuellement employées) devant le temps caractéristique de diffusion de la chaleur ($\tau_{\text{diffusion}}$) au sein de la pièce d'acier. Autrement dit, une particule fluide ne ressent pratiquement pas les évolutions temporelles de température de la surface de la pièce. L'écoulement du fluide se fait donc en régime quasi-stationnaire (mises à part les fluctuations turbulentes qui ne sont pas calculées explicitement avec le modèle $k-\omega$). L'échelle de temps pour le système fluide/solide est donc imposée par les transferts thermiques conductifs dans le solide.

$$\tau_{\text{diffusion}} = \frac{\rho_s C_{p_s} L^2}{\lambda_s} \gg \tau_{\text{sejour}} = \frac{L}{U_\infty}$$

Cette analyse permet de réaliser un gain conséquent en temps de calcul. Puisque la dynamique globale du système solide/gaz est gouvernée par le transport conductif à l'intérieur du matériau, le pas de temps fluide dt_f peut être choisi égal voire supérieur au pas de temps solide dt_s .

b) Méthode initiale de couplage entre Fluent et Sysweld

Le schéma de couplage est présenté sur la figure 40. Au terme du pas de temps dt_f , la densité de flux de chaleur calculée le long de l'interface par Fluent est utilisée par Sysweld comme condition à la limite. Après n itérations temporelles ($n = dt_f / dt_s$), le profil thermique prédit par Sysweld en surface de la pièce est imposé comme condition de Dirichlet pour le calcul dans la phase gazeuse.

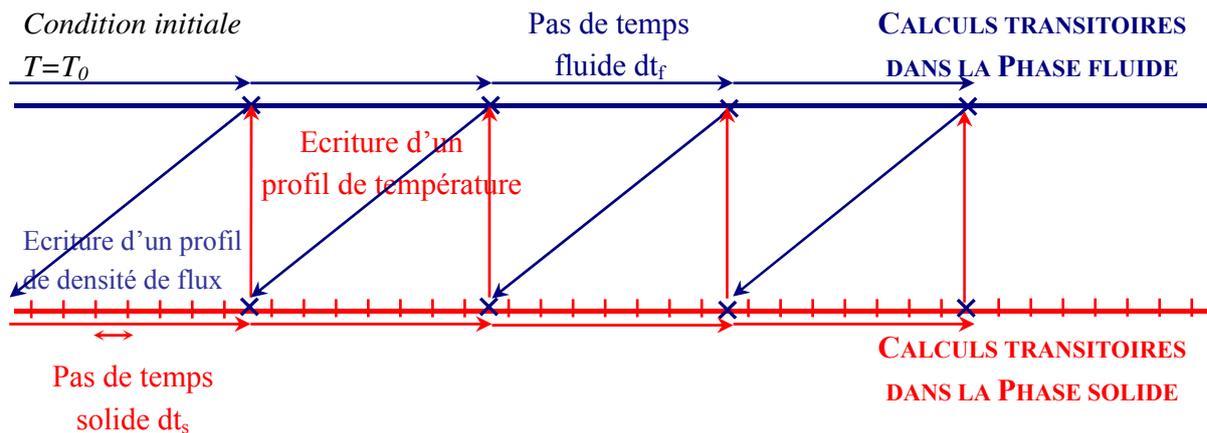


figure 40 Principe de la méthode initiale de couplage entre Fluent et Sysweld

Cette méthode de couplage permet de bien décrire l'évolution temporelle de température de la pièce trempée pour des pas de temps de couplage faibles. Toutefois, l'augmentation de ce paramètre entraîne rapidement des écarts de températures conséquents et des instabilités numériques lors du calcul couplé Fluent – Sysweld, surtout au cours de refroidissements rapides comme nous le verrons par la suite.

La diminution rapide du flux de chaleur cédé par le solide au fluide lors de la trempe (figure 41) est à l'origine de ces instabilités. En effet, le flux de chaleur imposé comme condition aux limites à la surface du solide sur un pas de temps dt_f , est supposé constant si bien que la densité de flux de chaleur est surestimée pendant cette période et ce tout au long de la trempe. Plus dt_f croît et plus le flux sera surestimé, donc plus la température du solide sera sous-estimée (figure 42).

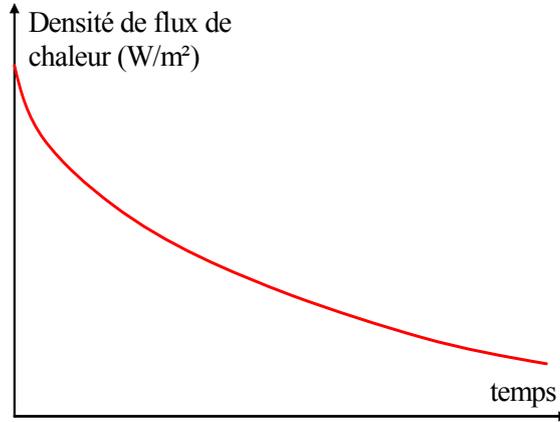


figure 41 Schéma de l'évolution temporelle du flux de chaleur transféré au cours de la trempe (schéma)

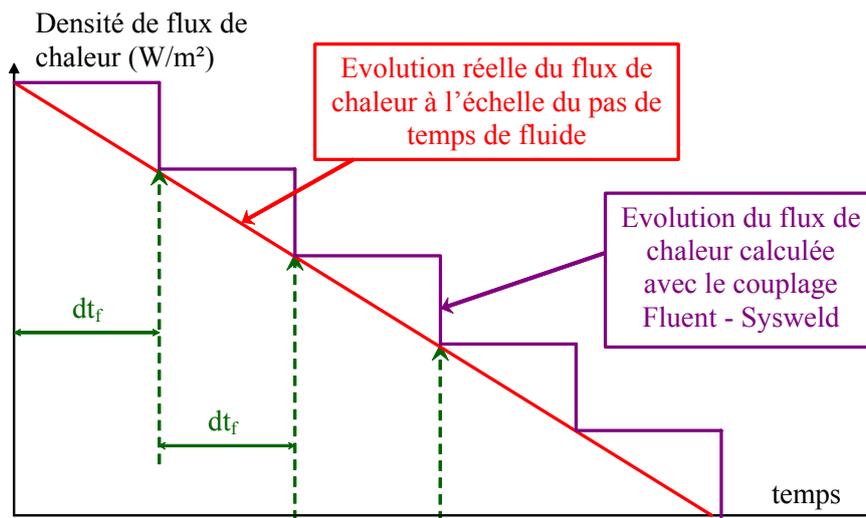


figure 42 Comparaison schématique de l'évolution temporelle de la densité de flux de chaleur réellement transféré et calculé avec le couplage Fluent – Sysweld à l'échelle du pas de temps fluide

c) Méthode de couplage améliorée

Afin de réduire la dépendance de la condition à la limite avec la température, un profil de coefficient de transfert h a été imposé à la surface du solide à la place du profil de densité de flux de chaleur. Ainsi, lors d'un pas de temps de couplage, la densité de flux de chaleur (φ) imposée n'est plus constante, mais varie proportionnellement à la température.

$$\varphi = h(T - T_{\infty})$$

Ce changement permet d'obtenir une meilleure estimation de la densité de flux réellement transférée au cours du pas de temps fluide, bien qu'elle soit, à l'échelle du cylindre, légèrement sous-estimée (figure 43).

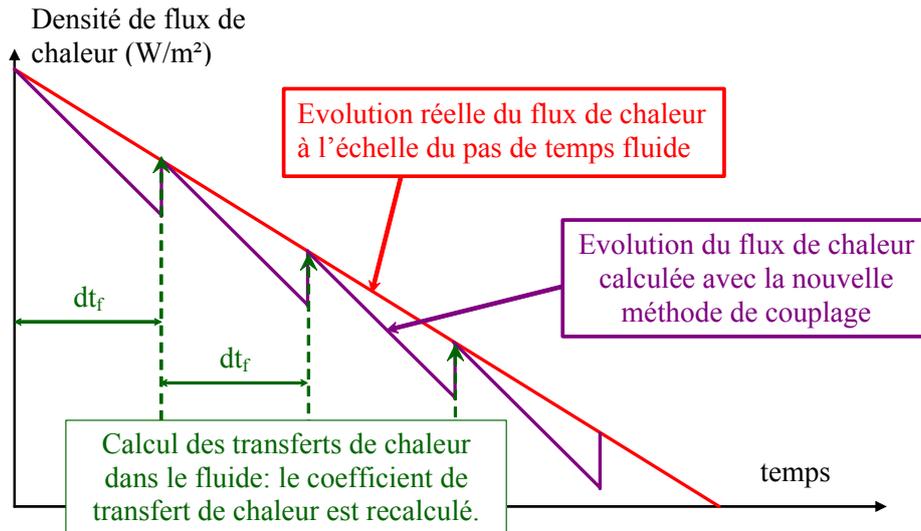


figure 43 Comparaison schématique de l'évolution temporelle de la densité de flux de chaleur réellement transféré et calculé avec le couplage Fluent – Sysweld à l'échelle du pas de temps fluide avec la méthode de couplage améliorée

La dépendance du coefficient de transfert de chaleur avec la température explique la sous-estimation de la température schématisée sur la figure 43. Son évolution, de la forme :

$$h \propto T^{-m} \text{ (avec } 0,2 < m < 0,3)$$

montre cependant que la dépendance de la condition limite avec la température est bien réduite, puisque la densité de flux de chaleur a pour loi d'évolution :

$$\varphi \propto T^n \text{ (avec } 0,7 < n < 0,8).$$

Nous comparons les performances respectives des ces deux méthodes de couplage dans le paragraphe suivant.

3. Choix de la méthode de couplage

a) Présentation du calcul de référence

Nous adoptons à nouveau pour cette simulation le cas d'un cylindre de diamètre 30 mm et de longueur 110 mm (géométrie 2D axisymétrique) placé dans un écoulement uniforme parallèle à son axe. Les propriétés thermiques de l'acier ont été prises constantes à ce stade de l'étude. Nous avons considéré dans un premier temps une trempe à l'azote à 10 bars puis à l'hélium à 20 bars, trempe parmi les plus rapides utilisées actuellement dans les industries de traitements thermiques, qui nous permet de confronter la technique de couplage à une situation où les vitesses de refroidissement sont les plus élevées. Le tableau 4 rassemble les conditions appliquées à ce calcul.

Conditions aux limites	<u>Gaz de l'enceinte</u> : N ₂ 10bars ; He 20 bars (absolu) <u>Vitesse d'entrée</u> : 25 m.s ⁻¹ <u>Intensité turbulente amont</u> : 1% <u>Température du fluide en entrée</u> : 27°C
Conditions initiales	<u>Température du solide</u> : 927°C
Propriétés thermophysiques	<u>Gaz</u> : ρ_g , λ_g et μ_g variables avec la température, C _{pg} constant <u>Acier</u> : constantes avec $\lambda_s=16,3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\rho_s=8030 \text{ kg.m}^{-3}$ et C _{ps} =500 J.kg ⁻¹ .K ⁻¹

tableau 4 Paramètres utilisés pour la simulation des transferts conjugués entre le fluide et le solide

b) Premiers résultats

La figure 44 présente l'ensemble des résultats du calcul pour une trempe à l'hélium 20 bars : les vecteurs vitesses de l'écoulement et les distributions de température dans le gaz et dans le cylindre.

La figure 45 représente plus en détail l'évolution temporelle de température au sein du cylindre. L'orientation de l'écoulement (du bas vers le haut de la figure 44) induit un échange de chaleur plus important sur la face d'attaque du cylindre (coefficient de transfert de chaleur moyen : 1650 W/m²/K) que sur les autres faces (respectivement 1040 et 1100 W/m²/K pour la face latérale et la face de fuite). Ceci provoque un gradient thermique longitudinal et translate le point le plus chaud (par rapport à une condition d'échange de chaleur uniforme sur toute la surface du cylindre) sur l'axe au 2/3 de la longueur totale du cylindre. Ces résultats, obtenus avec le couplage Fluent – Sysweld, illustrent également l'impact du bulbe de décollement sur la température du cylindre, plus faible, au point de recollement et montrent la cohérence physique des distributions de températures calculées.

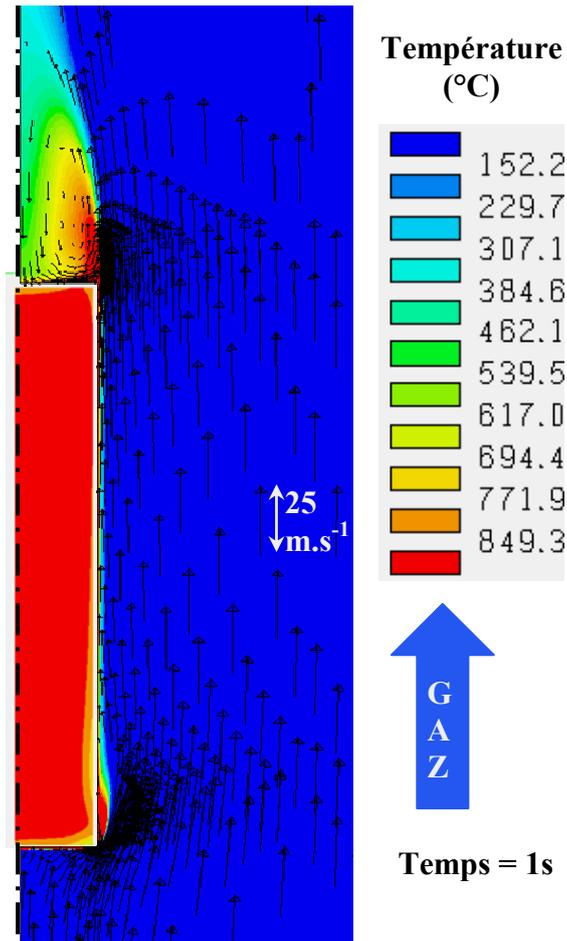


figure 44 Champs de température dans le cylindre et dans le gaz et distribution de vecteurs vitesses au voisinage du cylindre (trempe à l'hélium 20 bars)

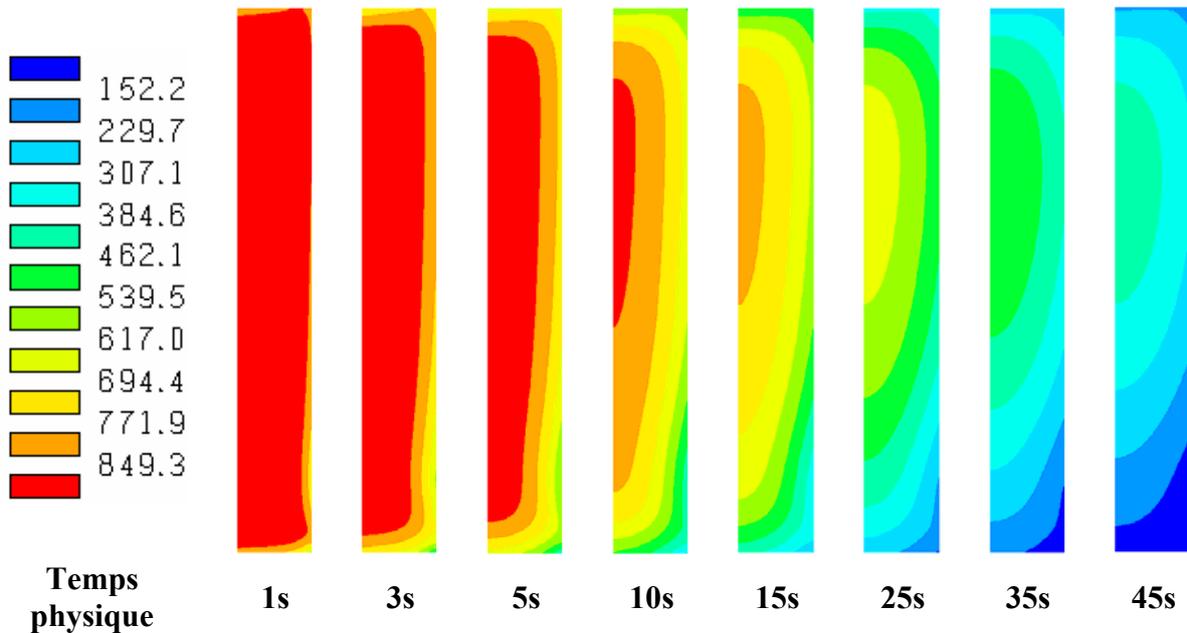


figure 45 Evolution temporelle de la température dans le solide au cours d'une trempe à l'hélium à 20 bars

Dans la suite nous comparerons les résultats obtenus avec le couplage Fluent – Sysweld (2 méthodes) et le calcul de référence (Fluent seul).

c) Comparaison des thermogrammes

La comparaison des résultats obtenus avec le couplage Fluent – Sysweld (2 méthodes) et le calcul de référence (Fluent seul) s’effectue à partir des thermogrammes enregistrés en différents points de la surface et de l’axe du solide. La comparaison obtenue pour des trempes relativement lentes (azote 10 bars) met en évidence l’impact de la condition aux limites utilisée lors du couplage entre les deux codes de calcul Fluent et Sysweld (figure 46). En effet, lorsqu’une densité de flux de chaleur est imposée à l’interface, les échanges de chaleur sont surestimés (voir figure 42) et les évolutions de températures sous-estimées (figure 46). A l’inverse, lorsqu’un coefficient de transfert de chaleur est imposé à l’interface, l’effet est inversé. Toutefois, les écarts de températures observés par rapport au calcul des transferts conjugués servant de référence, restent très faibles (<10°C) quelle que soit la méthode de couplage utilisée. Les deux méthodes sont donc viables dans ces conditions de trempe.

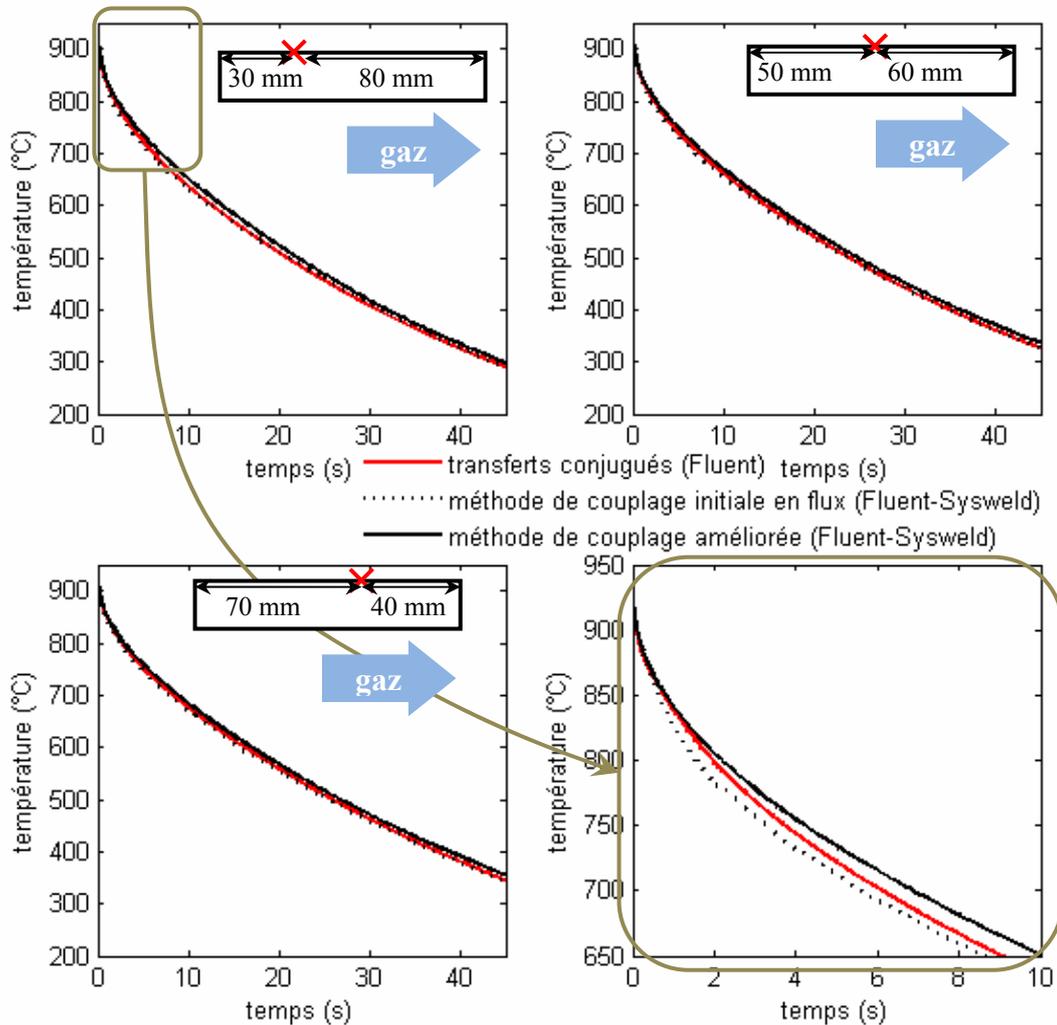


figure 46 Confrontation des évolutions de températures calculées avec les deux méthodes de couplage entre Fluent et Sysweld au calcul des transferts conjugués (Fluent seul) pour une trempe à l’azote à 10 bars en différents points de la surface coaxiale et de l’axe du cylindre

Dans le cas de trempe plus rapide (He 20 bars) l'examen des thermogrammes (figure 47) met en évidence un écart systématique faible entre les différentes évolutions de températures calculées, sous-estimées avec les deux méthodes de couplage par rapport au calcul des transferts conjugués qui conduisent à des résultats pratiquement identiques.

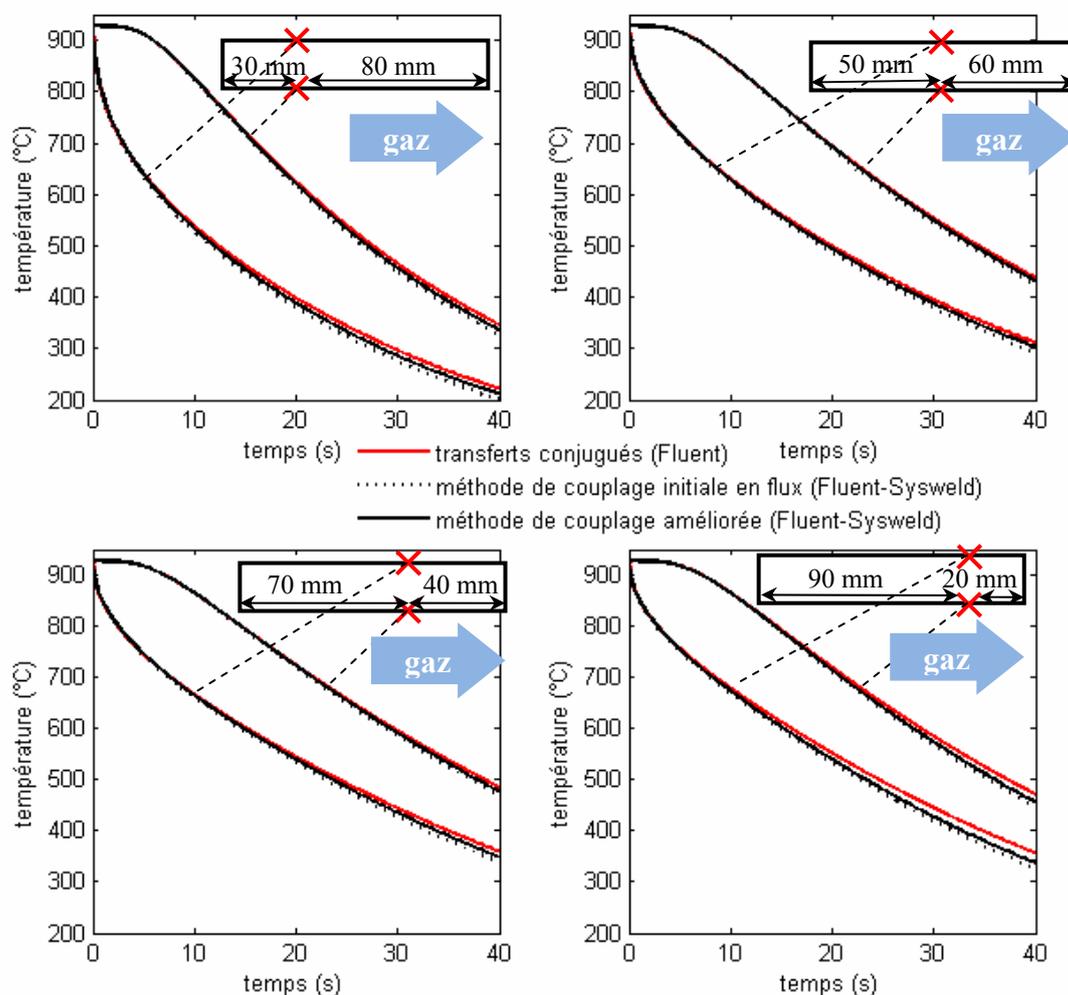


figure 47 Confrontation des évolutions de températures calculées avec les différentes méthodes de couplage entre Fluent et Sysweld au calcul des transferts conjugués (Fluent seul) pour une trempe à l'hélium à 20 bars en différents points de la surface coaxiale du cylindre

Ces écarts systématiques peuvent atteindre, dans les zones du cylindre où le refroidissement est le plus rapide, des valeurs dépassant 20°C. Pour comprendre ces écarts, nous avons cherché à savoir s'ils pouvaient résulter d'une différence de calcul des transferts conductifs entre Fluent et Sysweld ou s'ils résultaient de la méthode de couplage elle-même. L'équation de conduction de la chaleur a donc été résolue avec Fluent et Sysweld dans un cylindre. Les évolutions de températures obtenues à cœur et en surface (figure 48) montrent que si les deux codes de calcul ne conduisent pas exactement aux mêmes résultats, les écarts minimaux (< 2°C) qui sont observés ne permettent pas d'expliquer les différences systématiques rencontrées lors de la trempe rapide.

Nous avons dans un deuxième temps mené la simulation de la trempe à l'hélium à 20 bars en utilisant la même méthode de couplage avec le code Fluent uniquement, d'un côté pour calculer l'écoulement en phase gazeuse et de l'autre les transferts conductifs au sein du cylindre. La concordance presque exacte des résultats ainsi obtenus avec ceux observés pour le couplage entre

Fluent et Sysweld (figure 49), démontre que les écarts systématiques constatés par rapport au calcul des transferts conjugués est inhérent à la démarche de couplage elle-même. La limite de validité de l'hypothèse des écoulements quasi-stationnaires est ainsi probablement atteinte pour ces refroidissements rapides.

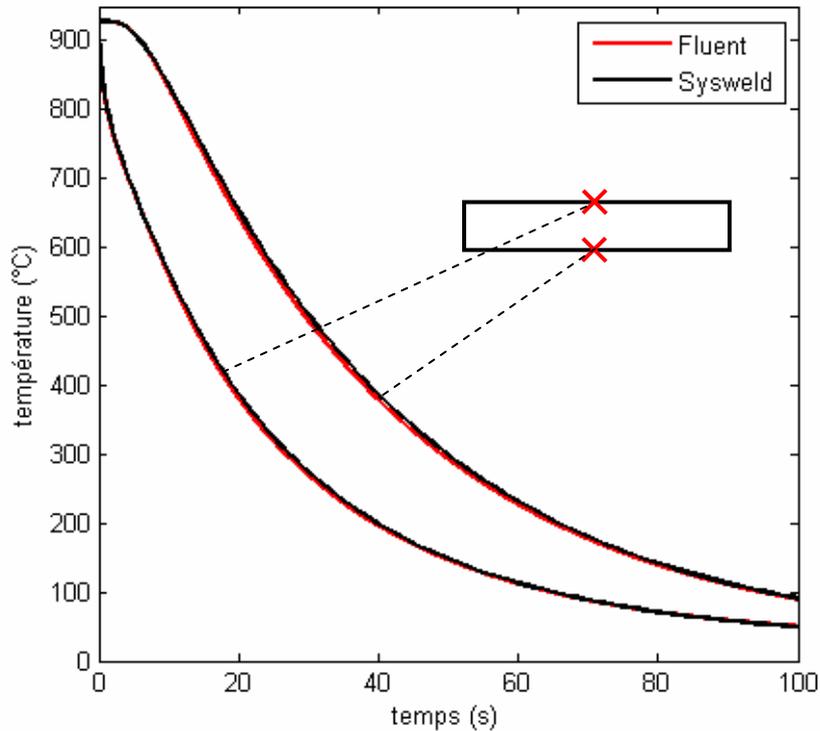


figure 48 Comparaison d'un calcul de transferts de chaleur conductifs calculés avec *Fluent* et *Sysweld*

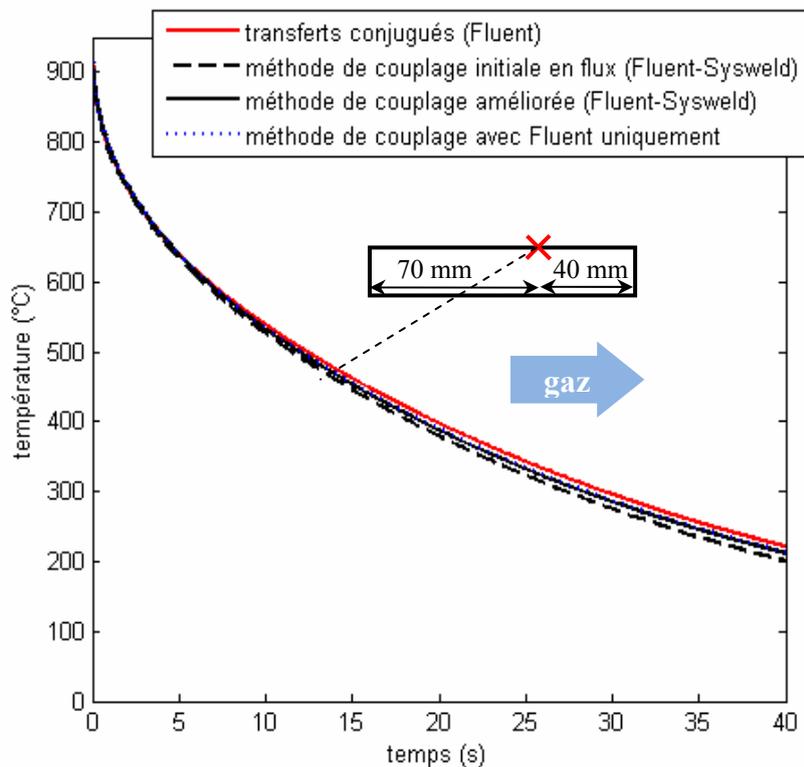


figure 49 Comparaison des évolutions de températures calculées avec différentes méthodes de couplage et avec le calcul des transferts conjugués

Cette analyse ne nous permet donc pas de choisir la méthode de couplage apportant la plus grande précision, quelle que soit la vitesse de refroidissement considérée. Toutefois, en examinant les thermogrammes au point où la vitesse de refroidissement est la plus élevée (à savoir le coin entre la surface d'attaque et la face coaxiale du cylindre), nous constatons des instabilités périodiques (la période correspond au pas de temps fluide), uniquement observées lorsque qu'une condition de densité de flux de chaleur est imposée à l'interface (figure 50).

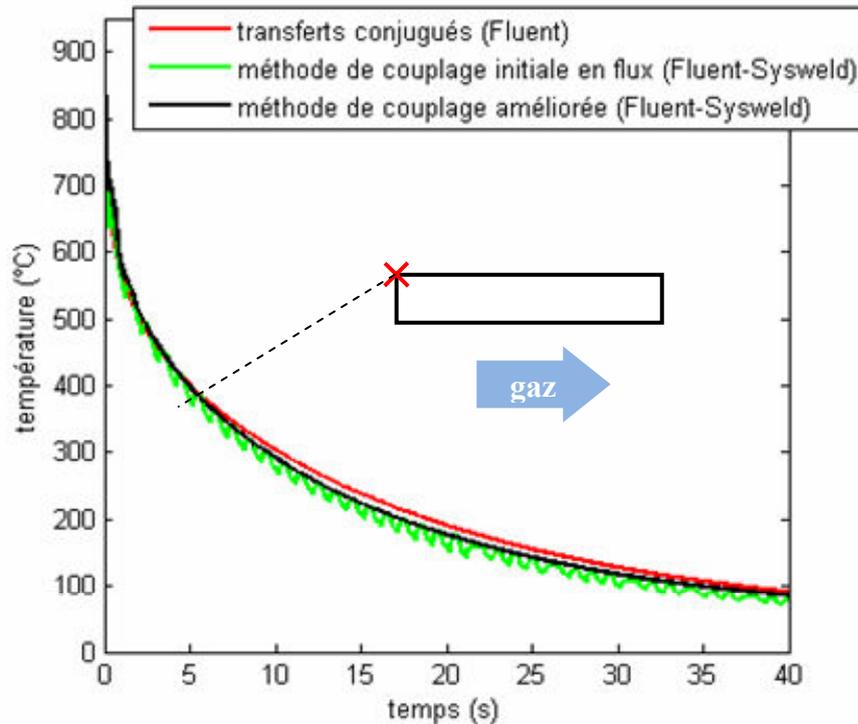


figure 50 Confrontation des évolutions de températures calculées avec les deux méthodes de couplage au calcul des transferts conjugués pour les vitesses de refroidissements locales les plus élevées

d) Influence du pas de temps fluide

Pour étudier l'impact du pas de temps fluide sur les évolutions de température dans le cylindre, la méthode de couplage améliorée (condition aux limites de Fourier) a donc été retenue pour éviter les instabilités numériques observées pour les vitesses de refroidissement locales les plus élevées.

L'augmentation du pas de temps fluide dt_f d'une valeur de 0,02s (valeur qui correspond au pas de temps appliqué dans le calcul de référence) à 2s n'a pratiquement aucun effet sur les thermogrammes comme le montre la figure 51. L'écart maximal entre les résultats obtenus pour les différentes valeurs du pas de temps est de 3°C. Toutefois, l'utilisation de ce pas de temps engendre quelques instabilités dans la prédiction de l'évolution de température au niveau du coin d'attaque du fluide (figure 52), qui restent néanmoins moins marquées que lorsqu'une condition aux limites de densité de flux de chaleur est imposée avec un pas de temps de 0,5s. On peut donc considérer que, pour les conditions de traitement envisagées ici, le pas de temps fluide de 2s est une valeur limite à ne pas dépasser. L'utilisation d'un pas de temps adaptatif, plus faible au début

de la trempe où les gradients thermiques sont plus élevés et plus important en fin de trempe est également recommandée aux vues de ces résultats.

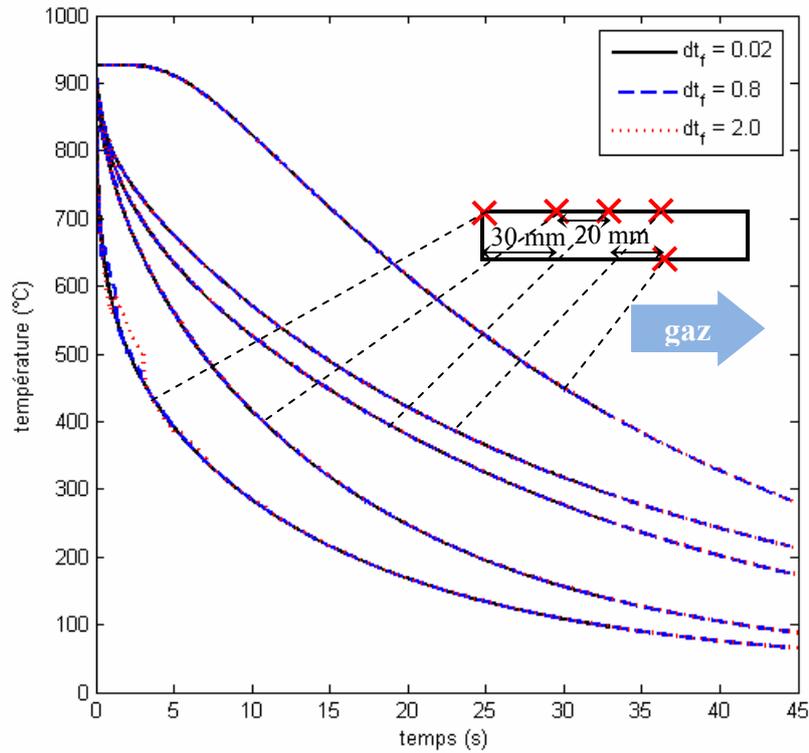


figure 51 Effet de l'augmentation du pas de temps fluide (0,02 s à 2 s) sur les évolutions temporelles de températures (trempe hélium 20 bars)

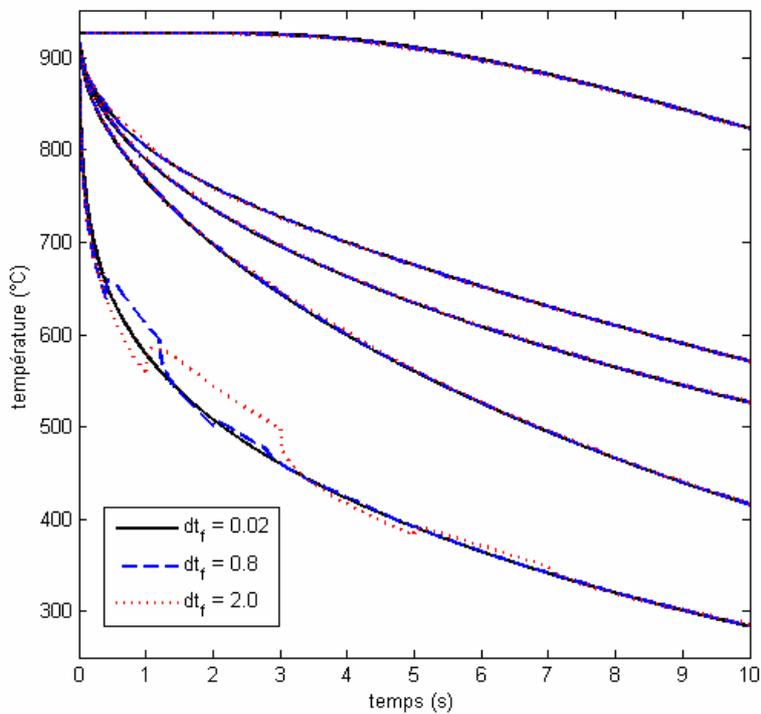


figure 52 Effet de l'augmentation du pas de temps fluide (0,02 s à 2 s) sur les évolutions temporelles de températures (agrandissement de la figure précédente entre 0 et 10 s)

e) *Comparaison des évolutions du coefficient de transfert de chaleur pariétal*

L'évolution du coefficient de transfert de chaleur est globalement bien représentée avec la méthode de couplage Fluent – Sysweld améliorée (figure 53) pour la majorité des points de la surface du cylindre. Toutefois, le coefficient de transfert est sensiblement surestimé dans les zones où l'intensité turbulente de l'écoulement est élevée, à savoir le bulbe de recollement, la face d'attaque et la face de fuite. L'approximation des régimes quasi-stationnaires est sans doute mise en défaut dans ces zones fortement instationnaires.

Nous avons vu au chapitre B-1, que les corrélations établies par Achenbach et Zukauskas, donnant le coefficient de transfert de chaleur moyen à la surface d'un cylindre en configuration perpendiculaire, représentaient également bien les échanges de chaleur pour un cylindre placé en configuration parallèle. Il nous a ainsi paru intéressant de comparer l'évolution calculée du coefficient de transfert de chaleur avec la température à celle donnée par ces corrélations empiriques (figure 54). Nous avons ainsi cherché à voir si les évolutions locales des transferts thermiques pouvaient être représentées de façon satisfaisante par une relation donnant une bonne estimation des évolutions moyennées des échanges de chaleur. Si l'on prend en compte l'évolution des propriétés thermophysiques du gaz dans la corrélation

$$Nu = C Re_L^m Pr^{1/3}$$

on obtient pour un nombre de Prandtl constant

$$h = B \lambda_g (\rho_g U_\infty)^m \mu_g^{-m} L^{m-1} ..$$

Pour cet écoulement, le nombre de Reynolds vaut $1,2 \cdot 10^5$ donc m vaut 0,6. En approximant les lois d'évolution de la théorie cinétique des gaz par une loi puissance ($\mu_g/\lambda_g = aT^{-n}$) où $n=0,6$ on trouve donc

$$h = AT_{film}^{n-(1+n)m} = AT_{film}^{-0,36}$$

Sur la figure 54, la constante A est calculée pour que le coefficient de transfert local calculé par cette méthode corresponde à celui calculé initialement (à $T_{film} = 750$ K) avec Fluent.

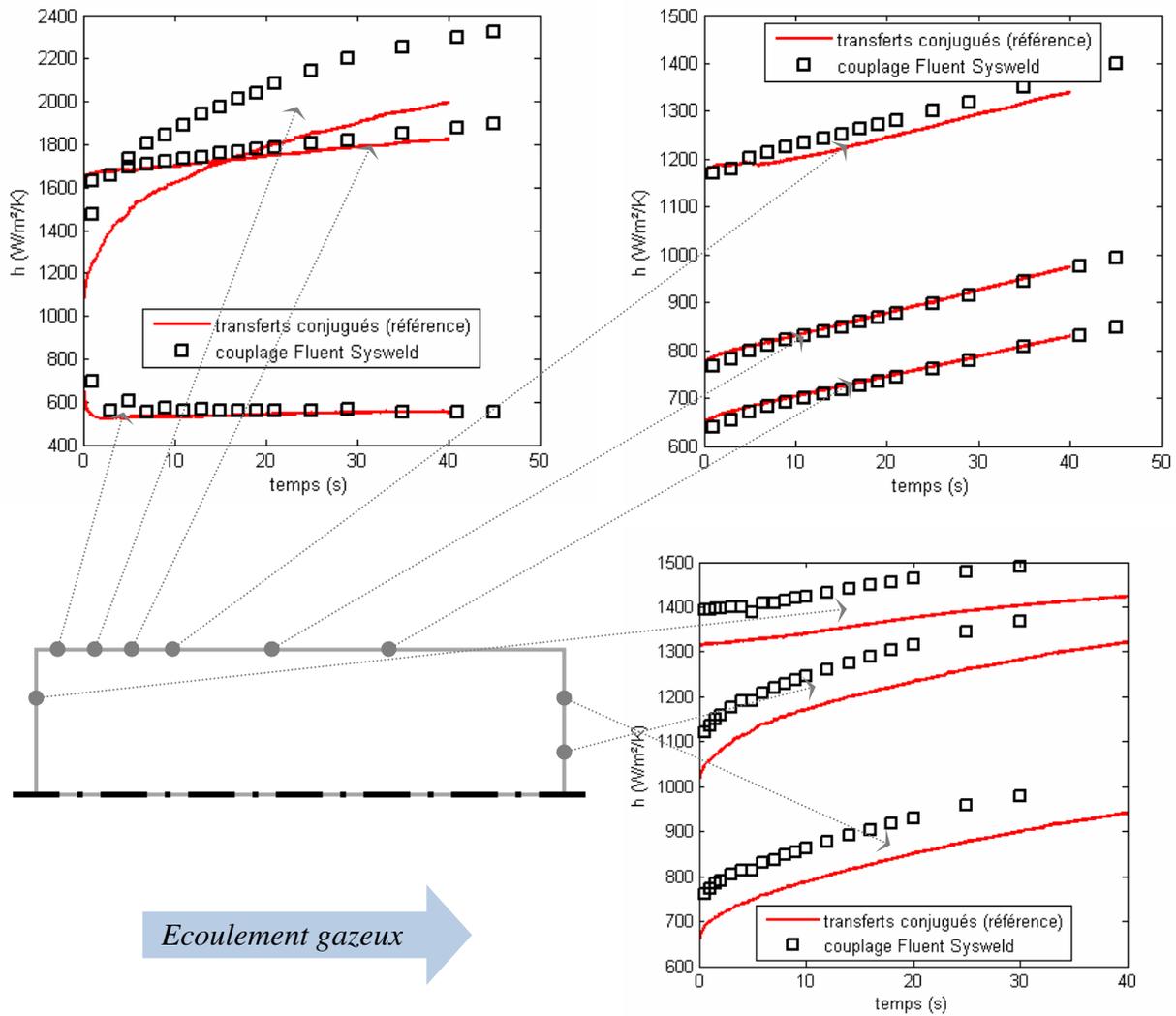


figure 53 Evolutions temporelles du coefficient de transfert de chaleur en divers points de la surface du cylindre

La figure 54 illustre l'incapacité des méthodes empiriques à bien représenter l'évolution du coefficient de transfert local (courbes pointillées), malgré la bonne prédiction des échanges de chaleur moyens sur la surface du cylindre (chapitre B-1). Seules les évolutions calculées avec les lois de corrélations après le point de recollement de couche limite se rapprochent de celles calculées avec notre méthode couplant Fluent et Sysweld (traits pleins). De plus, lorsque l'écoulement du gaz n'est plus parallèle à la surface du solide (face d'attaque, zones de recirculation,...) l'évolution du coefficient de transfert avec la température n'est plus représentée correctement par la corrélation. Le recours aux corrélations empiriques engendrera donc localement une prédiction erronée des évolutions de température en trempe gazeuse.

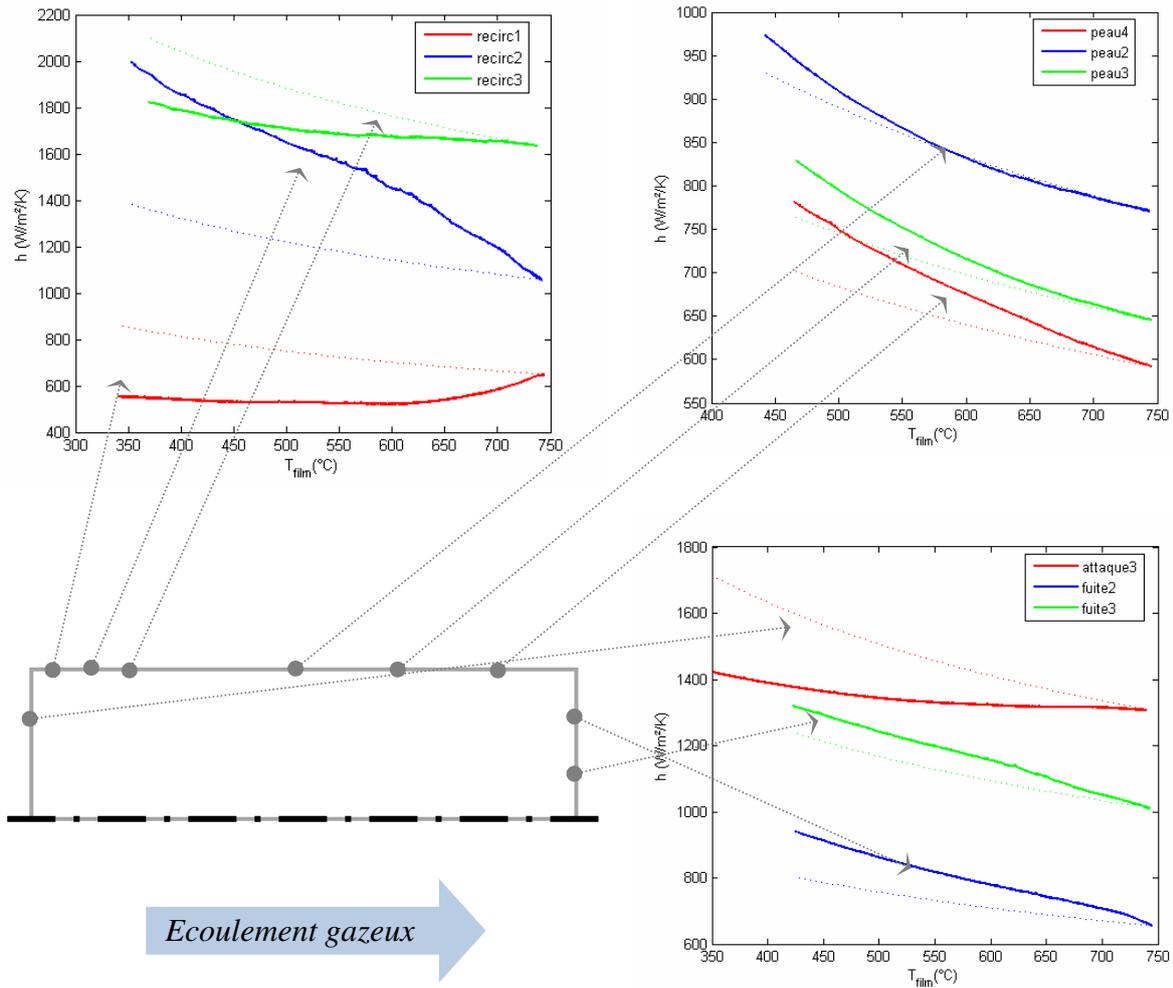


figure 54 Comparaison des évolutions de coefficient de transfert avec la température de film calculés avec la méthode couplant Fluent et Sysweld (traits pleins) et à partir des lois de corrélations d'Achenbach (pointillés)

B. III. Calcul thermo-métallurgique couplé à un calcul d'écoulement

Nous décrivons succinctement le modèle métallurgique et présentons une première application du couplage fluide – thermique – métallurgie au cas du refroidissement d'une pièce en acier.

1. Modèle employé pour le calcul thermo-métallurgique

a) Phénomènes physiques mis en jeu

La prédiction des transformations de phases lors du refroidissement d'un acier est avant tout déterminée par la prédiction de l'évolution de température de la pièce refroidie. Ces deux phénomènes sont couplés dans la mesure où les transformations de phases induisent des variations des propriétés thermophysiques de l'acier (celles-ci étant différentes pour chacune des phases de l'acier) et des chaleurs latentes de transformations leurs sont associées (figure 55).

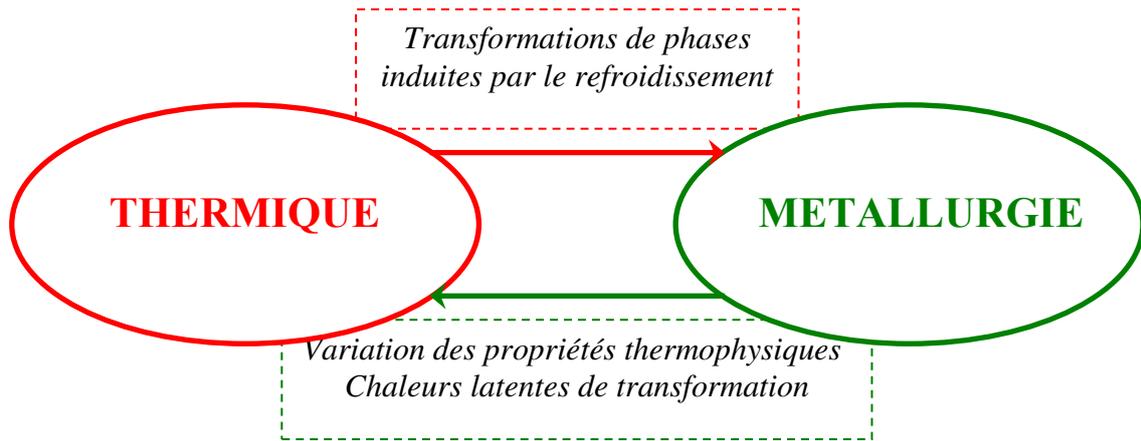


figure 55 Couplage thermique – métallurgie lors de la trempe d’un acier

L’équation de conduction de la chaleur appliquée au cylindre devient donc

$$\rho(T)C_P(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda(T)\mathbf{grad}T) + \dot{Q}(r,t) \text{ avec } \begin{cases} C_P(T) = \sum C_{P_k}(T)y_k \\ \lambda(T) = \sum \lambda_k(T)y_k \\ \rho(T) = \sum \rho_k(T)y_k \end{cases}$$

où k désigne la phase considérée et $\dot{Q}(r,t)$ la puissance thermique dégagée lors de la transformation de phase r, à l’instant t.

Les propriétés thermophysiques utilisées pour la résolution de cette équation sont les moyennes pondérées par les taux de phases des propriétés thermophysiques des différentes phases de l’acier. Ces dernières varient en fonction des températures et diffèrent parfois fortement d’une phase à l’autre.

Pour calculer l’évolution de température du cylindre ainsi que les évolutions des taux de phases au cours de la trempe, nous utilisons le code de calcul Sysweld qui propose plusieurs modèles de cinétiques de transformations de phases. Nous avons retenu le modèle PhaseRC développé au sein du LSG2M.

b) Modèle PhaseRC (LSG2M) [1]-[3], [68], [73]

Ce modèle utilise les cinétiques de transformation en conditions isothermes (diagramme TTT) pour prévoir les cinétiques en conditions anisothermes. La prédiction des cinétiques de transformations de phases est donc tout d’abord fondée sur l’exploitation des données expérimentales servant à construire un diagramme TTT de l’acier.

Un diagramme TTT est obtenu expérimentalement en suivant la démarche suivante. L’éprouvette d’acier, initialement portée à sa température d’austénitisation, est refroidie brutalement jusqu’à la température désirée. Elle est ensuite maintenue à cette température à laquelle se produit la transformation de phases. Pendant tout le cycle thermique, on enregistre les variations de longueur de l’éprouvette. En supposant que celles-ci sont proportionnelles au taux de phase formé, on détermine la cinétique de transformation de phases. Les temps de début et les

temps de fin de transformation obtenus à différentes températures permettent la construction du diagramme TTT.

Cette cinétique est modélisée par la loi de Johnson-Mehl-Avrami

$$y_k = y_{\max k} \left[1 - \exp\left(-b_k (t - t_{\text{début}})^{n_k}\right) \right]$$

qui fait intervenir les paramètres b_k et n_k et où $y_{\max k}$ est le taux de phase maximal qui peut être formé à la température considérée (donnée d'équilibre). Cette loi est utilisée pour les transformations ferritiques, perlitiques et bainitiques.

Les paramètres n_k et b_k sont déterminés à partir des points correspondants à 10% et 90% de transformation sur la cinétique expérimentale (figure 56).

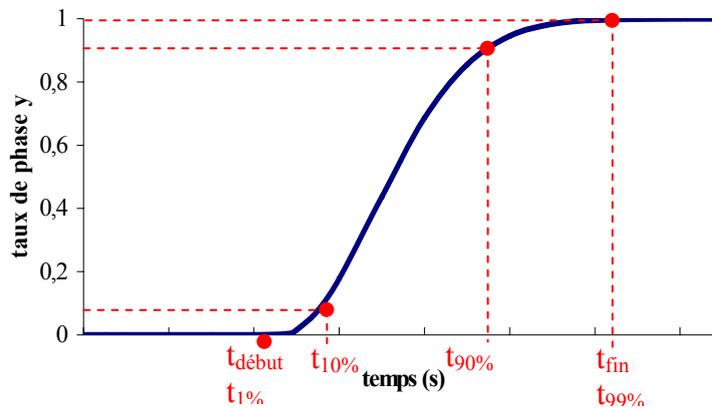


figure 56 Représentation graphique d'une cinétique de transformation de phase en condition isotherme ($y_{\max} = 1$)

Les cinétiques de transformation en conditions anisothermes sont déduites des cinétiques en conditions isothermes (connues) en décomposant le refroidissement en une somme de refroidissements par paliers isothermes. En appliquant ainsi le principe d'additivité, on peut en déduire le modèle correspondant aux cinétiques de refroidissement en conditions anisothermes.

La cinétique de la transformation martensitique (indépendante des temps) est décrite par la relation de Koïstinen et Marburger

$$y_k = y_\gamma \left[1 - \exp\left(-A_m (M_s - T)\right) \right]$$

où A_m est le coefficient de Koïstinen et Marburger et M_s est la température de début de transformation martensitique. Les paramètres A_m et M_s sont tirés d'une expérience de dilatométrie réalisée en refroidissement continu.

La puissance de transformation s'exprime alors en fonction de la dérivée temporelle des taux de phases

$$\dot{Q}(r, t) = \sum \Delta H_k \frac{\partial y_k}{\partial t}$$

On notera que cette énergie est bien nulle en dehors de l'intervalle de temps pendant lequel a lieu la transformation.

L'utilisation du modèle PhaseRC du LSG2M nécessite donc la constitution d'un fichier de données relatif à l'acier pour lequel on effectue un calcul thermo-métallurgique. Ce fichier doit renseigner :

- ✚ les températures caractéristiques (figure 57) :
 - ✓ températures d'équilibre AC_1 et AC_3 (figure 57),
 - ✓ température d'Hultgreen T_H , en dessous de laquelle la transformation perlitique n'est plus précédée d'une formation de constituant proeutectoïde (figure 57),
 - ✓ température B_S pour le début du domaine bainitique et température B_F délimitant le domaine dans lequel la transformation peut être incomplète,
 - ✓ température de début de transformation martensitique M_S
 - ✚ les données cinétiques pour chaque transformation
 - ✓ $t_{début}$, le temps de début de transformation,
 - ✓ $t_{10\%}$ et $t_{90\%}$, les temps auxquels la transformation s'est effectuée à 10% et 90%,
 - ✓ $y_{max k}$, le taux de phase maximal formé au cours de la transformation,
- Pour la transformation ferritique, ces données sont tirées du diagramme d'équilibre et de son extrapolation et/ou de résultats expérimentaux. Pour la transformation bainitique, y_{max} est mesuré.
- ✓ A_m le coefficient de Koïstinen Marburger pour la transformation martensitique
- ✚ les propriétés thermophysiques de l'acier, à savoir, pour chaque phase :
 - ✓ $\lambda_k(T)$, la conductivité thermique en fonction de la température,
 - ✓ $\rho_k(T)$, la masse volumique en fonction de la température,
 - ✓ $C_{Pk}(T)$, la chaleur spécifique massique en fonction de la température,
 - ✓ $DURT_k(T)$, la dureté en fonction de la température de formation du constituant considéré (ferrite, perlite, bainite) pour calculer la dureté après refroidissement.

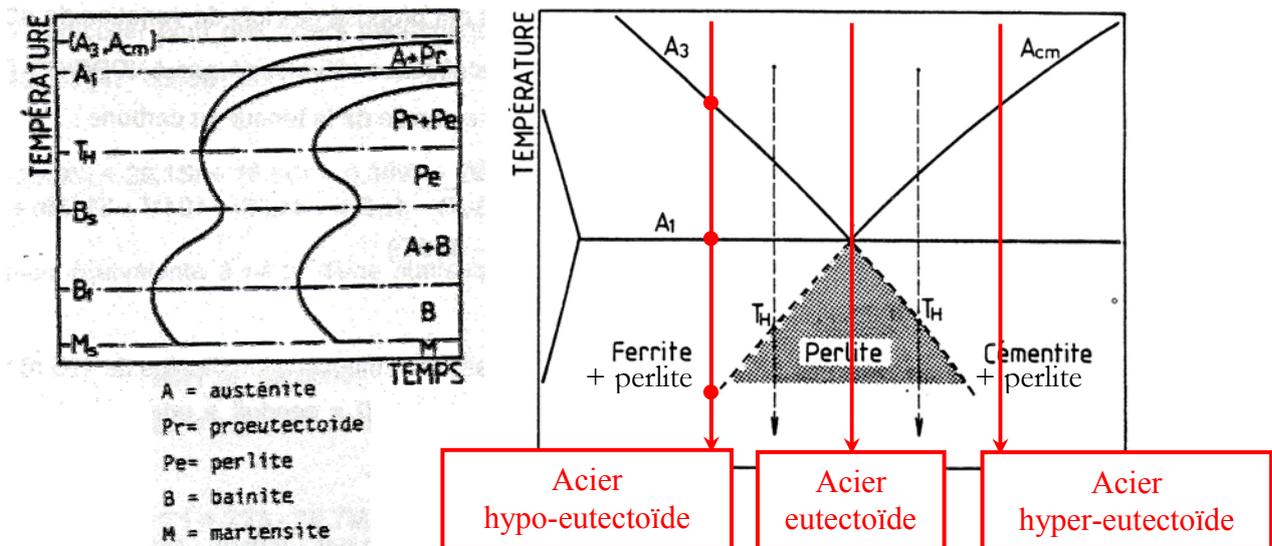


figure 57 Diagramme TTT schématisé et diagramme fer-carbone (avec l'extrapolation d'Hultgreen) et définition des températures utilisées comme données d'entrée pour le modèle PhaseRC

2. Application à la trempe d'un cylindre en acier C80

La particularité de l'acier eutectoïde C80 (0,8% C) est de ne présenter qu'une transformation de phase (austénite \Rightarrow perlite) dans le domaine de vitesses de refroidissement que nous explorons, qui, de plus, est fortement exothermique. Cette caractéristique a guidé le choix de cet acier pour cette première étude, pour permettre d'étudier l'influence des variations de températures lors des transformations de phases sur les évolutions du coefficient de transfert de chaleur. Cet acier avait également été choisi à l'occasion d'une étude antérieure (Azim [64]) dans laquelle les coefficients de transfert de chaleur ont été mesurés par méthode inverse. La discussion de nos résultats s'appuie grandement sur ce travail.

L'ensemble des données métallurgiques et thermophysiques de cet acier sont tirées d'un travail antérieur [74]. Les évolutions des propriétés thermophysiques des différentes phases de cet acier en fonction de la température sont représentées sur la figure 58. La température AC1 de cet acier est de 720°C. Comme le montre le diagramme TTT de cet acier (figure 59), les cinétiques de transformations sont très rapides à 550 °C (environ 3s pour une transformation totale au nez du diagramme). En conséquent, il serait nécessaire, pour éviter la transformation perlitique, de refroidir la pièce d'acier de 720°C à 550°C en moins d'une seconde et demie, soit un refroidissement à plus de 110°C/s. Ces vitesses de refroidissement ne sont actuellement pas envisageables en trempe gazeuse, ce qui implique que la composition finale d'une pièce en acier C80 trempée au gaz sera systématiquement totalement perlitique.

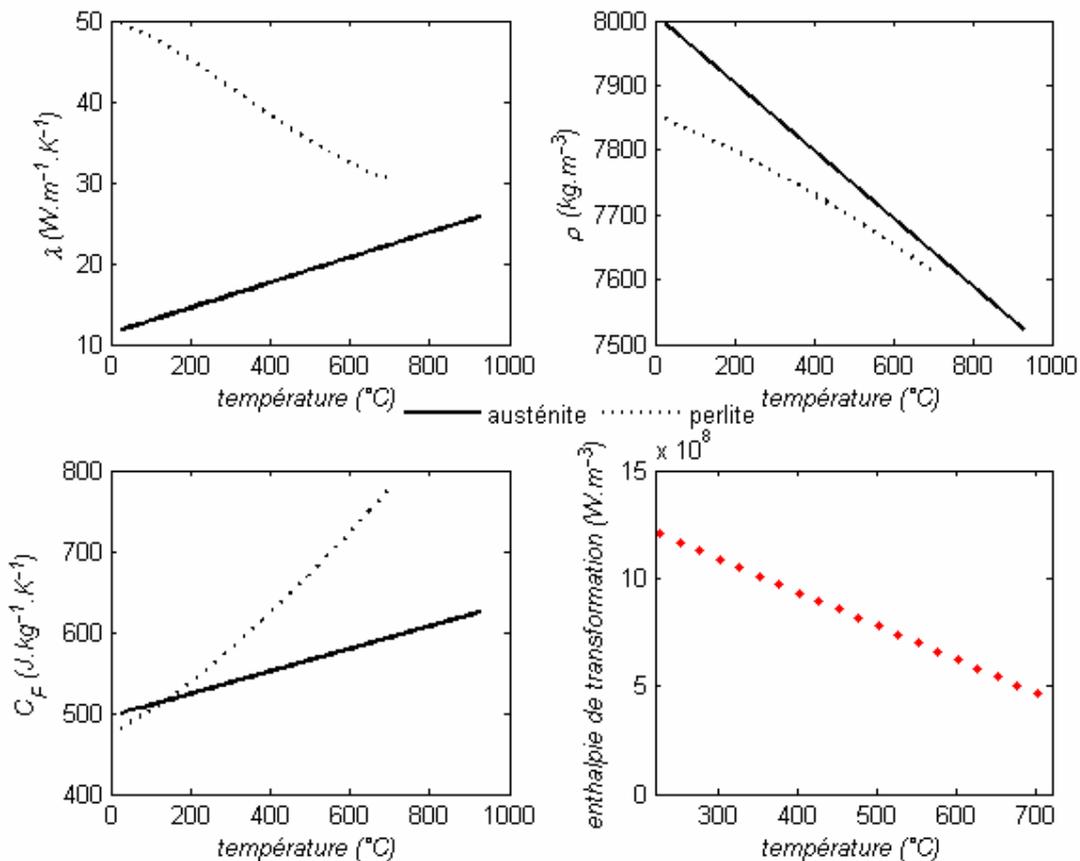


figure 58 Evolution des propriétés thermophysiques des différentes phases de l'acier C80 en fonction de la température [74]

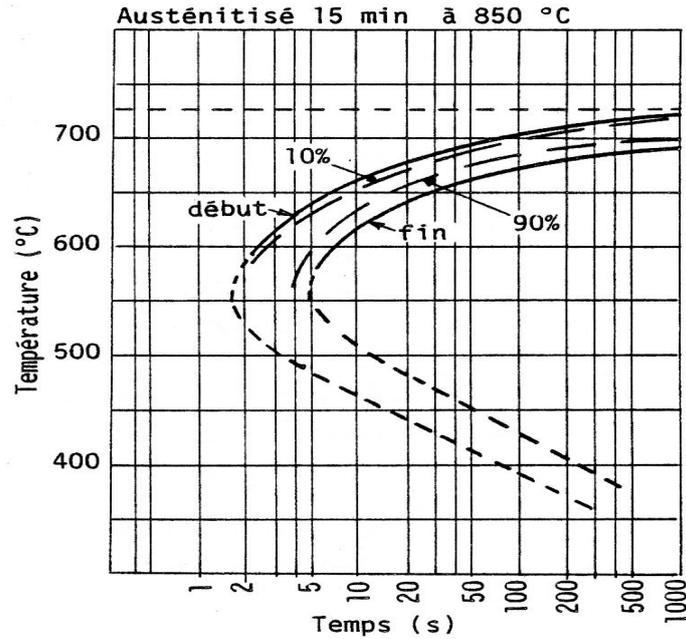


figure 59 Diagramme TTT de l'acier C80 [74]

a) Résultats

Nous considérons la trempe à l'azote à 10 bars (vitesse d'injection = $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\text{Re} = 5 \cdot 10^5$) d'un cylindre, toujours de géométrie identique, de diamètre 30 mm et de longueur 110 mm, à la température initiale de 930°C .

L'écoulement autour de ce cylindre en configuration parallèle est, conformément aux résultats présentés au paragraphe B.I.4., caractérisé par la présence de deux zones de recirculation (figure 60). La première est située au début de la face coaxiale, directement en aval de la face d'attaque. La seconde correspond au sillage de l'écoulement en aval de la face de fuite. Le coefficient de transfert de chaleur augmente rapidement dans ces deux régions et atteint son maximum au point de recollement de la couche limite. Ceci est dû aux transferts turbulents accrus dans ces zones et à l'apport de gaz froid directement au contact des parois.

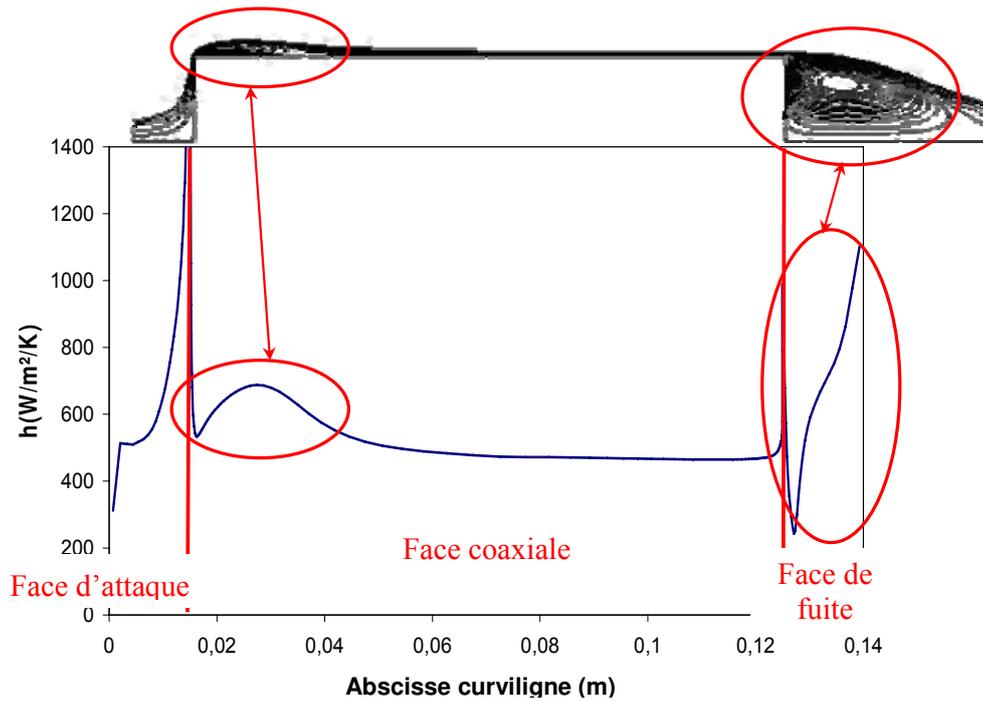


figure 60 Evolution du coefficient de transfert de chaleur local le long de la paroi du cylindre en C80 trempé à l'azote à 10 bars en lien avec les lignes de courant de l'écoulement

Les résultats des simulations (figure 61) montrent que la transformation d'austénite en perlite est bien totale. Elle intervient en premier lieu dans les zones où le refroidissement est le plus rapide, à savoir le coin sur la face d'attaque, le coin sur la face de fuite, puis la surface du cylindre.

La transformation de phases étant unique, seule la température de transformation diffère et est à l'origine des gradients de dureté au sein du cylindre en fin de trempe qui sont reportés sur la figure 62. Les zones où le refroidissement est le plus rapide et donc les températures de transformations les plus basses sont logiquement les plus dures.

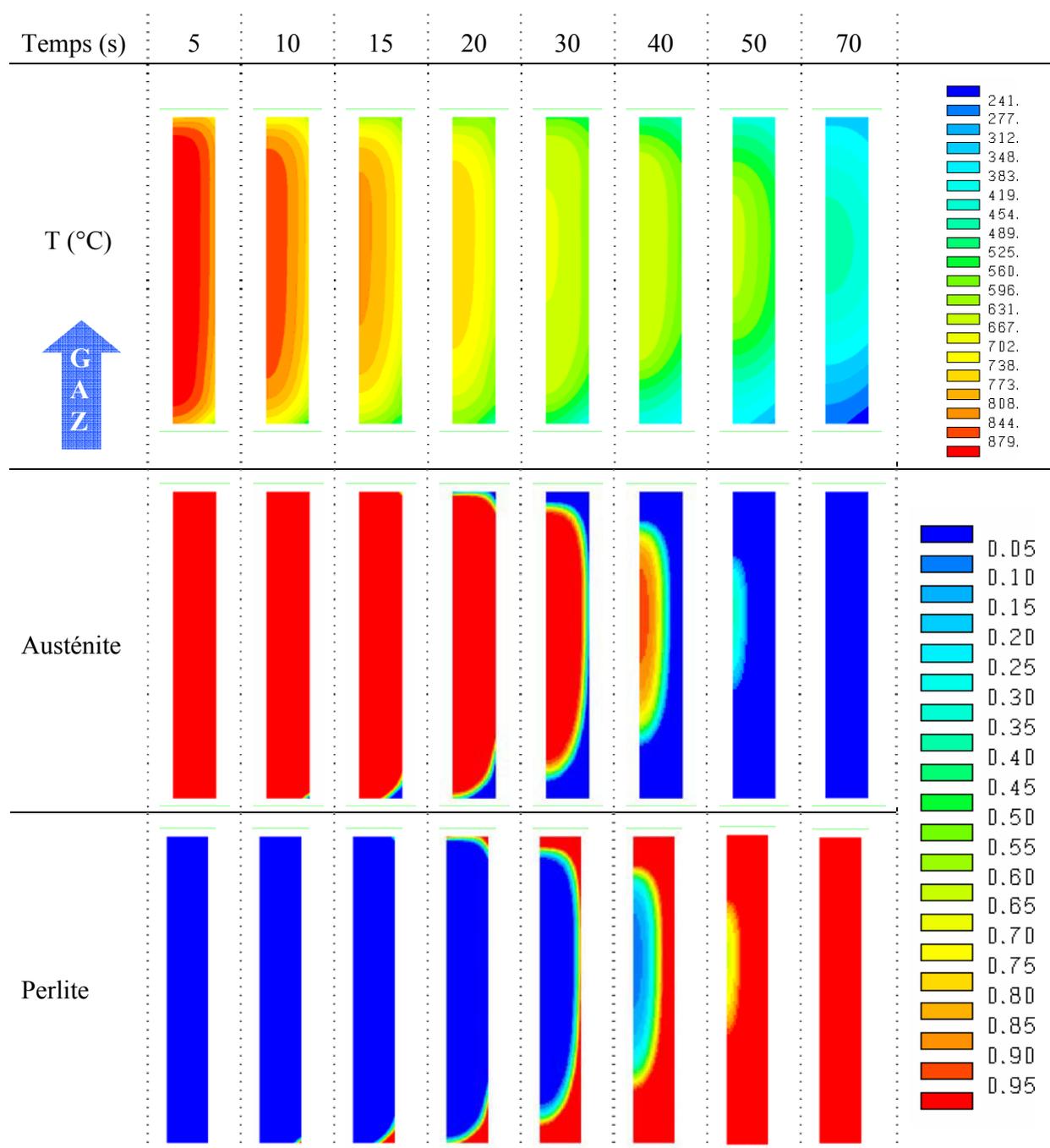


figure 61 Champs de températures (°C), de taux d'austénite et de perlite calculés lors de la trempe d'un cylindre en acier C80 avec de l'azote à 10 bars

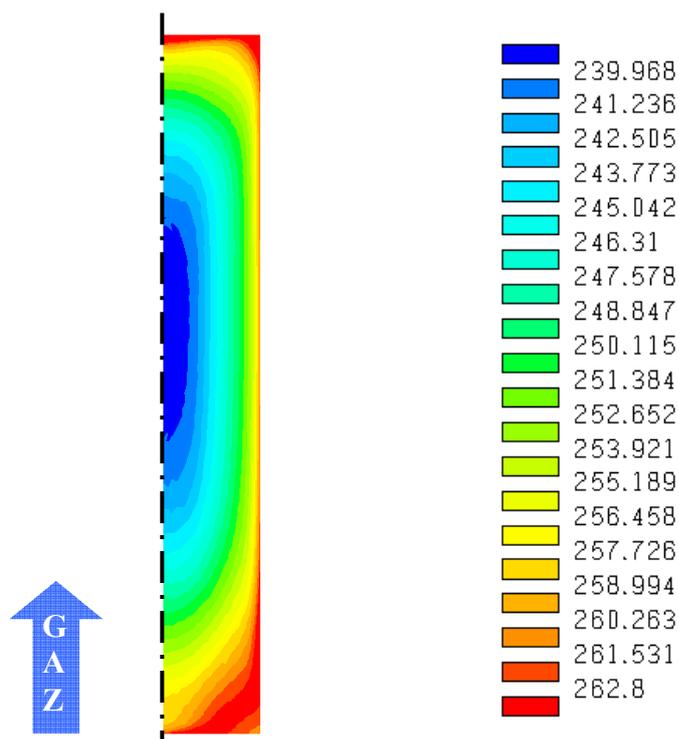


figure 62 Champ de dureté (HV) en fin de trempe

Le tracé des évolutions de températures en différents points du cylindre (figure 63) permet de bien mettre en évidence l'important dégagement de chaleur associé à la transformation de phases (phénomène de recalescence). Ces phénomènes sont particulièrement visibles sur la section radiale la plus chaude du cylindre (points « centre 6 » et « peau 3 ») où l'augmentation de température s'échelonne entre 15 et 35°C. Comme nous l'avons vu au chapitre B.II., la variation de la température de surface du cylindre induit une variation du coefficient de transfert de chaleur. La figure 64 montre que le refroidissement du cylindre engendre ici également une augmentation globale du coefficient de transfert, qui est ralentie par le phénomène de recalescence au moment de la transformation de phases. C'est également au point « peau 3 » que ce phénomène est le plus marqué.

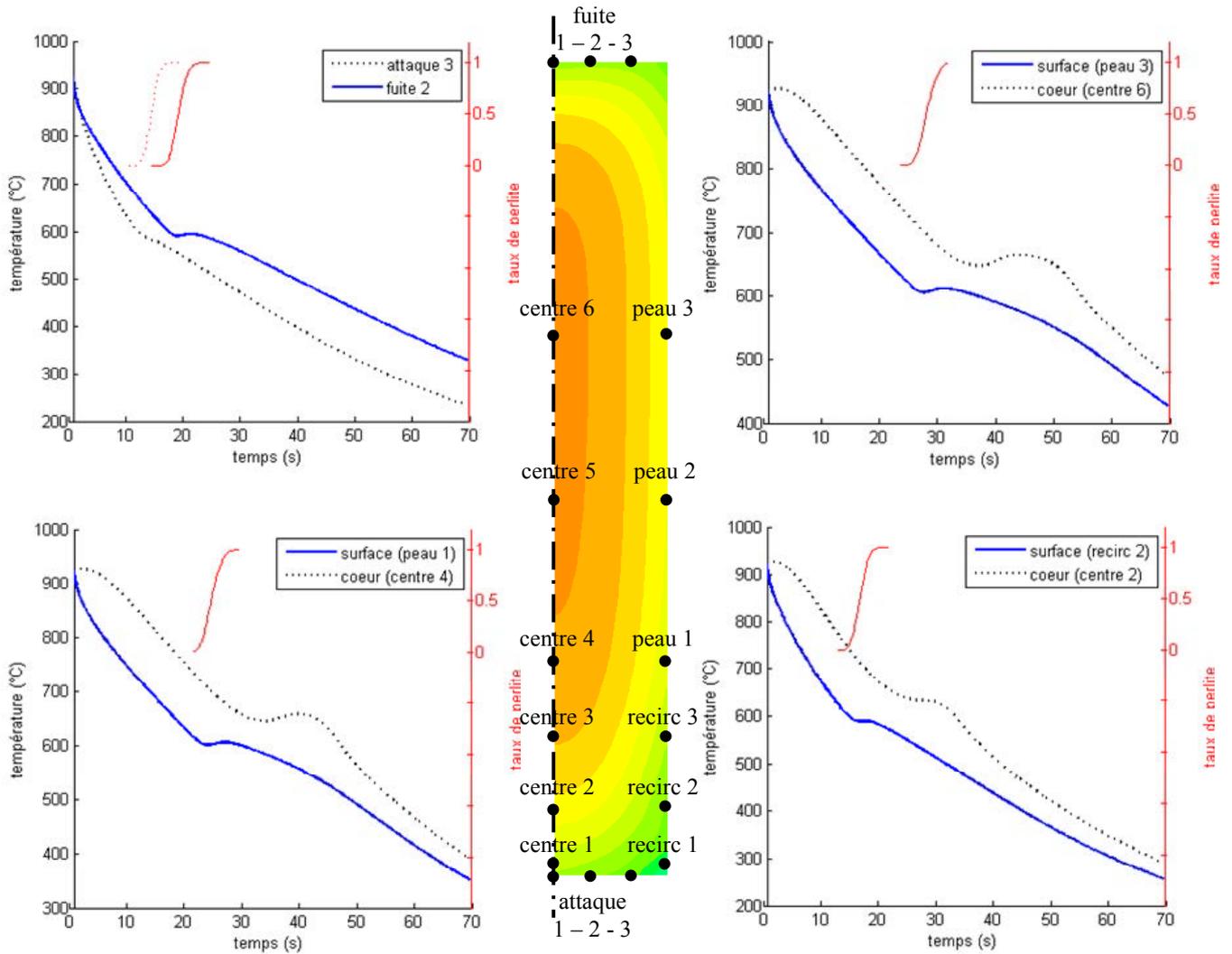


figure 63 Evolutions temporelles de température en différents points du cylindre et évolution du taux de perlite

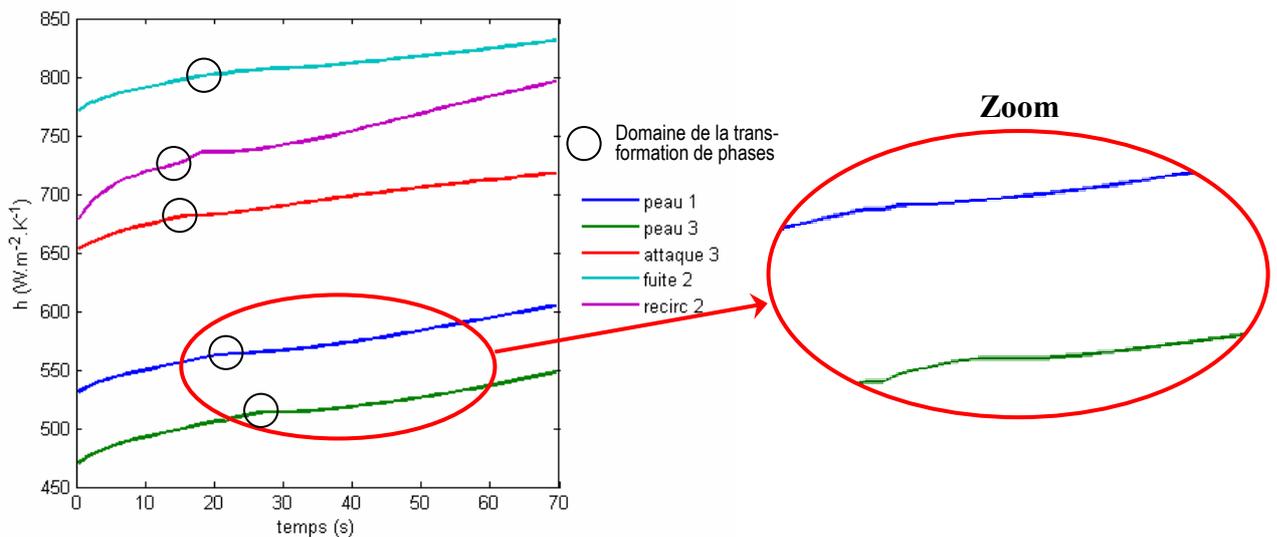


figure 64 Evolutions temporelles du coefficient de transfert de chaleur local ($W/m^2/K$) en différents points de la surface du cylindre

La transformation de phases, qui a dans le cas de l'acier C80 des effets importants sur l'évolution de température, a donc également un effet indirect sur le coefficient de transfert. Cet effet est observé lorsque l'on trace le coefficient de transfert en fonction de la température de surface (figure 65). Ainsi, l'évolution de h est légèrement modifiée à la température de transformation de phases.

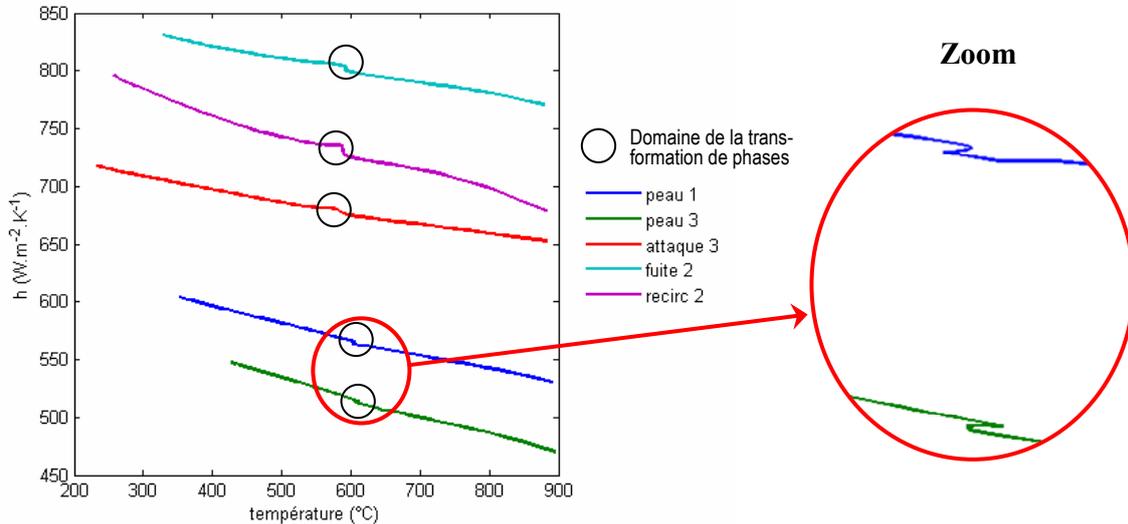


figure 65 Evolutions du coefficient de transfert de chaleur avec la température de paroi en différents points de la surface du cylindre

3. Discussion

Cette évolution particulière du coefficient de transfert au moment de la transformation de phases a spécialement retenu notre attention. Nous avons cherché à en déterminer l'origine en comparant trois calculs différents : le premier prend en compte les transformations de phases, le second considère l'enthalpie de transformation de phases nulle et le dernier ne prend pas en compte les transformations de phases.

Les évolutions temporelles de températures et de coefficient de transfert de chaleur obtenues au point « peau 3 » avec les trois calculs (figure 66) montrent que même si le changement de propriétés thermophysiques intervenant au moment de la transformation de phases induit une variation dans l'évolution de température, c'est réellement l'enthalpie de transformation de phases qui a l'effet le plus important. Ainsi, l'écart maximum entre la température calculée avec et sans changement de phase est de 120°C et de 30 W.m⁻².K⁻¹ en ce qui concerne le coefficient de transfert. Si l'on reporte le coefficient h en fonction de la température, cet écart est divisé par 10 (figure 67). En conclusion, si la transformation de phases a un effet indéniable sur l'évolution du coefficient de transfert avec la température, cet effet reste très faible, à tel point que nous avons cherché à vérifier s'il n'était pas d'origine purement numérique.

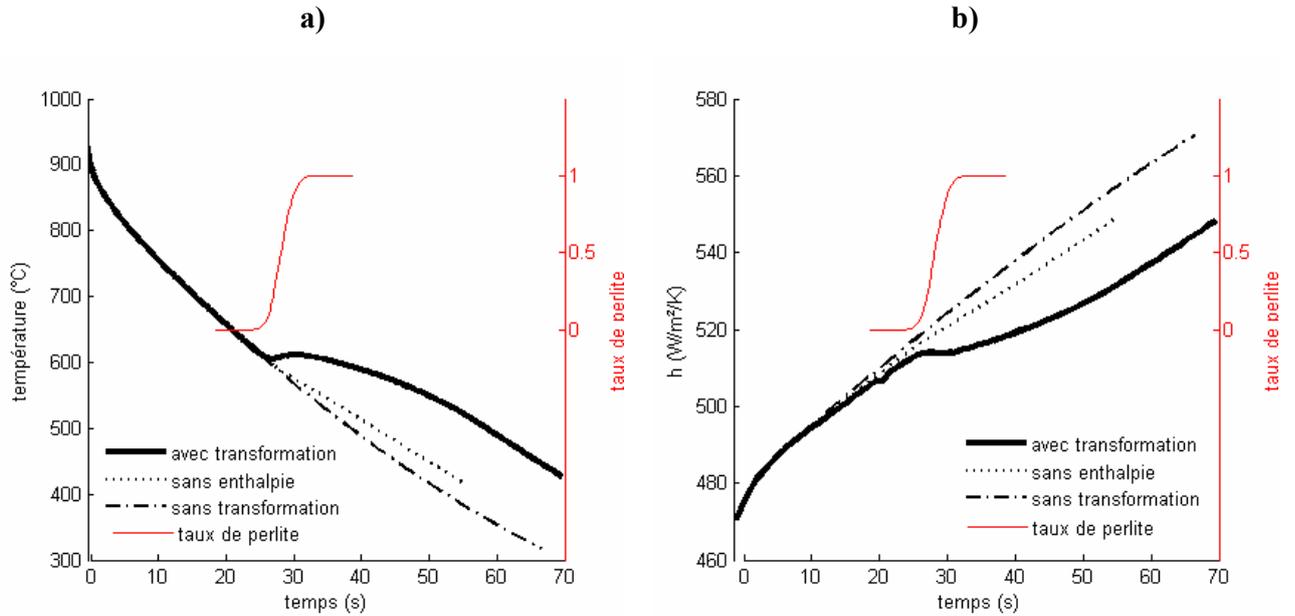


figure 66 Evolutions temporelles de la température (a) et du coefficient de transfert de chaleur (b) au point « peau 3 » calculées avec et sans transformations de phases et en considérant une enthalpie de transformation de phases nulle (l'évolution du taux de perlite est également représentée)

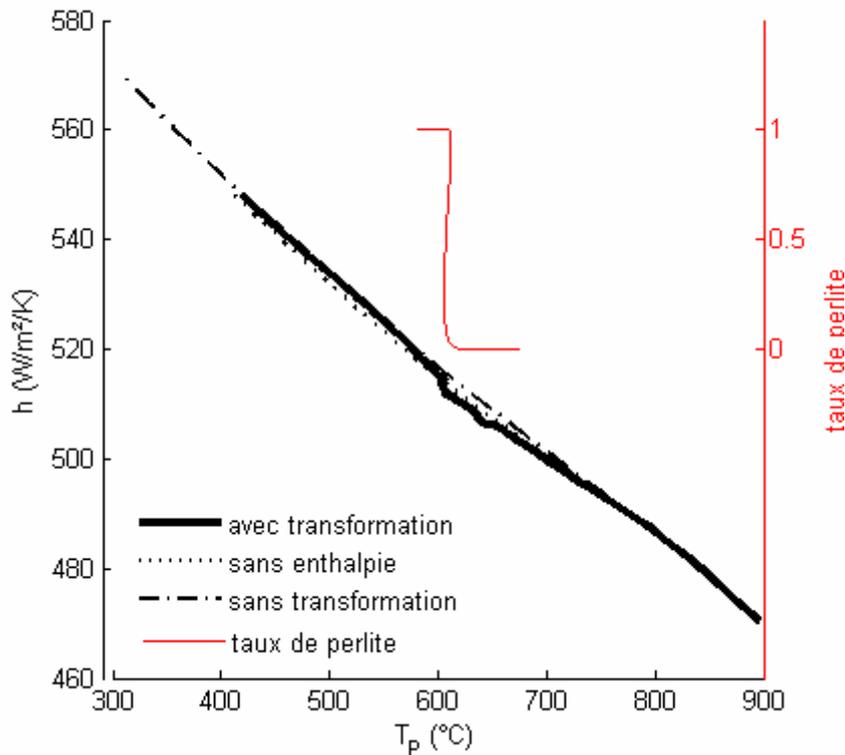


figure 67 Evolution du coefficient de transfert de chaleur avec la température au point « peau 3 » calculée avec et sans transformations de phases et en considérant une enthalpie de transformation de phases nulle (l'évolution du taux de perlite est également représentée)

Afin de vérifier si cette évolution de h n'était pas la conséquence d'un artefact numérique, nous avons augmenté artificiellement ($\times 2$ et $\times 5$) l'enthalpie de transformation de phases du C80 et nous avons observé les conséquences sur les évolutions du coefficient de transfert avec la

température (figure 68). Les phénomènes que nous avons précédemment observés à la température de transformation de phases ont tous été exacerbés en amplitude, sans pour autant modifier les évolutions avant et après transformation. Ce phénomène ne peut donc être d'origine purement numérique et doit résulter d'une modification ponctuelle de l'écoulement au voisinage du point considéré.

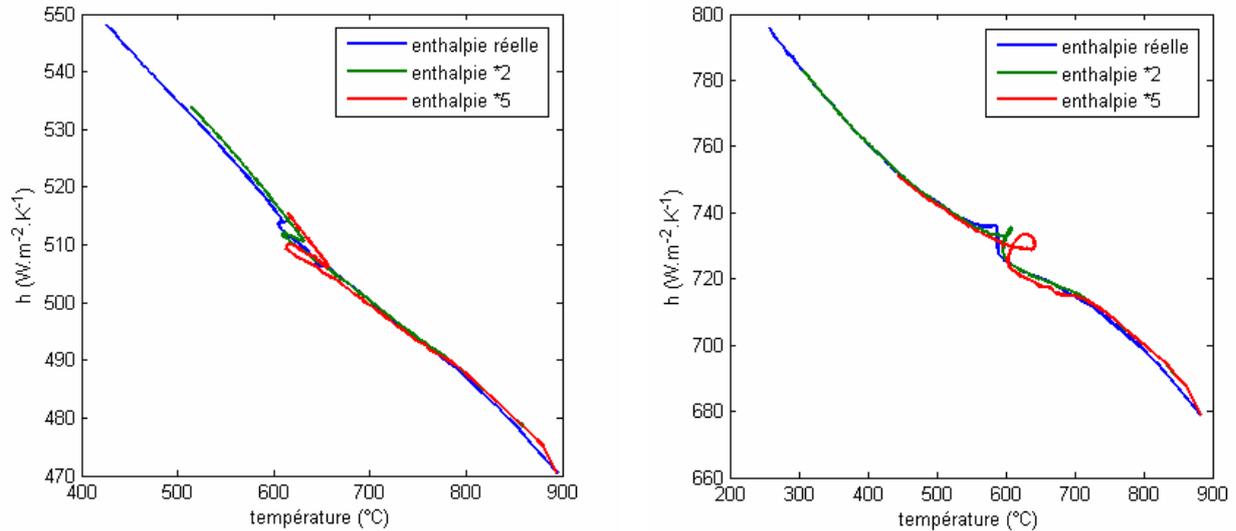


figure 68 Evolution du coefficient de transfert de chaleur avec la température aux points « peau 3 » (a) et « recirc 2 » (b) pour trois différents niveaux d'amplification de l'enthalpie de transformation de phases ($\times 1$, $\times 2$ et $\times 5$)

Une étude antérieure menée au LSG2M lors de la thèse de doctorat d'Azédine Azim [64], avait montré que la densité de flux de chaleur échangée et le coefficient de transfert de chaleur variaient de façon importante lors de la transformation de phases (figure 69). Ces résultats ont été établis par résolution inverse de l'équation de conduction de la chaleur, en prenant en considération un terme source correspondant à la chaleur latente de transformation de phases et en se basant sur des mesures de températures dans un cylindre en C80 trempé à l'hélium 5 bars. Le cylindre était de plus supposé infiniment long. Afin de confronter nos résultats à ceux d'A. Azim, nous avons représenté d'une part les évolutions temporelles de h/\bar{h} , où \bar{h} représente la valeur moyenne temporelle du coefficient de transfert de chaleur, afin de s'affranchir des différences de normes de h . Le coefficient de transfert local calculé au point « peau 3 » (probablement le moins affecté par les effets de bords dans notre simulation) et le coefficient de transfert moyen de la surface coaxiale du cylindre ont été choisis pour être comparés au coefficient de transfert déterminé par A. Azim.

La comparaison des trois résultats (figure 70) montre de très nettes différences. En effet, nos résultats font apparaître une diminution très régulière du coefficient de transfert avec la température correspondant à son augmentation en cours de trempe. Les résultats expérimentaux d'A. Azim font d'abord apparaître une décroissance de h/\bar{h} avant la transformation de phases lorsque la température diminue de 850 à 625°C. Puis, une « rupture », marquée par une augmentation brutale du coefficient de transfert, est observée dans le domaine de transformation de phases et un niveau plus élevé de après la transformation qu'avant. Cette évolution du coefficient de transfert lors de la transformation de phases avait été attribuée à une éventuelle

modification de l'état physico-chimique de la surface de l'échantillon (oxydation superficielle). Dans notre simulation, nous n'observons pas de « saut » de coefficient de transfert ni de fortes variations dans le domaine de transformation. La diminution du coefficient de transfert mesuré par A. Azim avec la température pour les fortes températures ($> 750^{\circ}\text{C}$) est probablement due aux transferts thermiques par rayonnement, dont nous ne tenons pas compte dans la simulation.

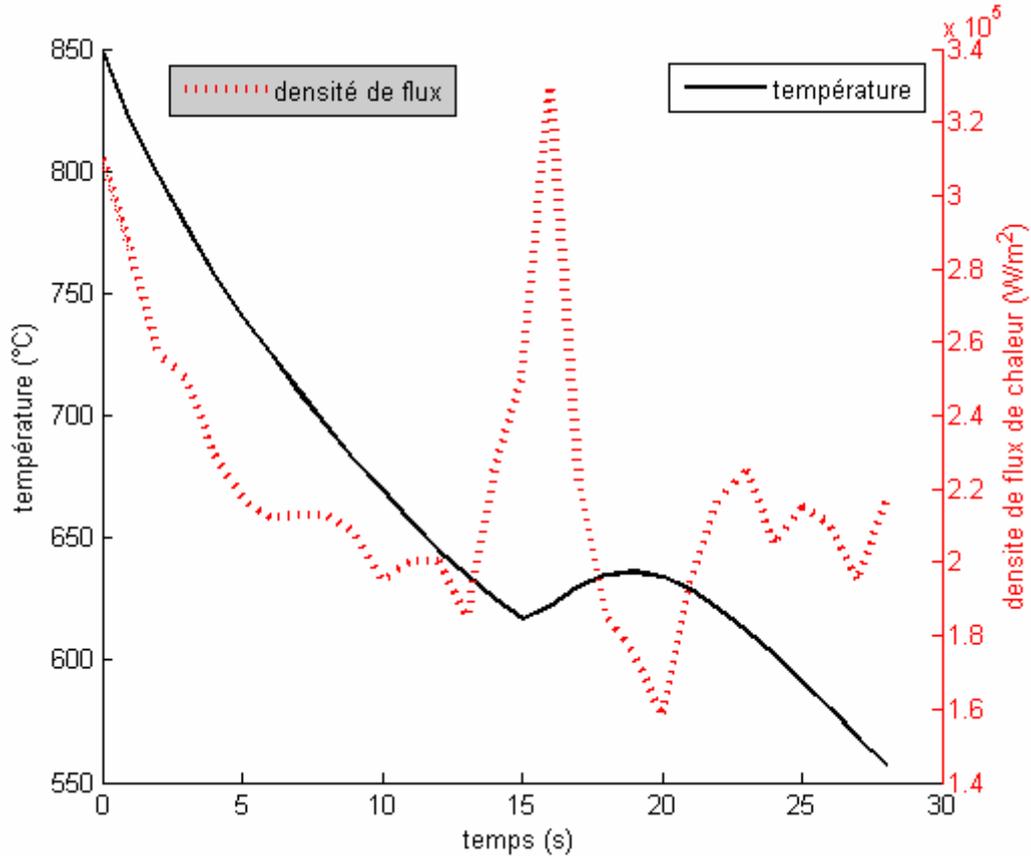


figure 69 Evolutions temporelles mesurées par A. Azim [64] de la température de surface et densité de flux de chaleur échangée à la surface du cylindre calculée par méthode inverse

Compte tenu de la marge d'erreur concernant les méthodes inverses et des hypothèses simplificatrices de notre modèle, il est difficile de déterminer dans quelle mesure le coefficient de transfert est réellement affecté lors de la transformation de phases. Quoiqu'il en soit, une perturbation telle que celle observée par A. Azim ne peut être induite par les seuls phénomènes d'écoulement gazeux et de thermique. Ainsi, si l'on admet que ces phénomènes sont les seuls qui influent sur les échanges de chaleur gaz – solide et que la transformation de phases puisse modifier, alors nos résultats montrent que les transformations de phases, bien qu'elles puissent être fortement exothermiques, ont une influence négligeable sur l'évolution du coefficient de transfert de chaleur avec la température de paroi.

A l'issue de cette première application du modèle couplé fluide – thermique – métallurgie, il convient néanmoins de noter que le couplage contrainte – cinétique ne peut pas être négligé dans la prévision des cinétiques de transformation perlitique et donc des cinétiques thermiques dans une éprouvette massive [3], [75]-[77]. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

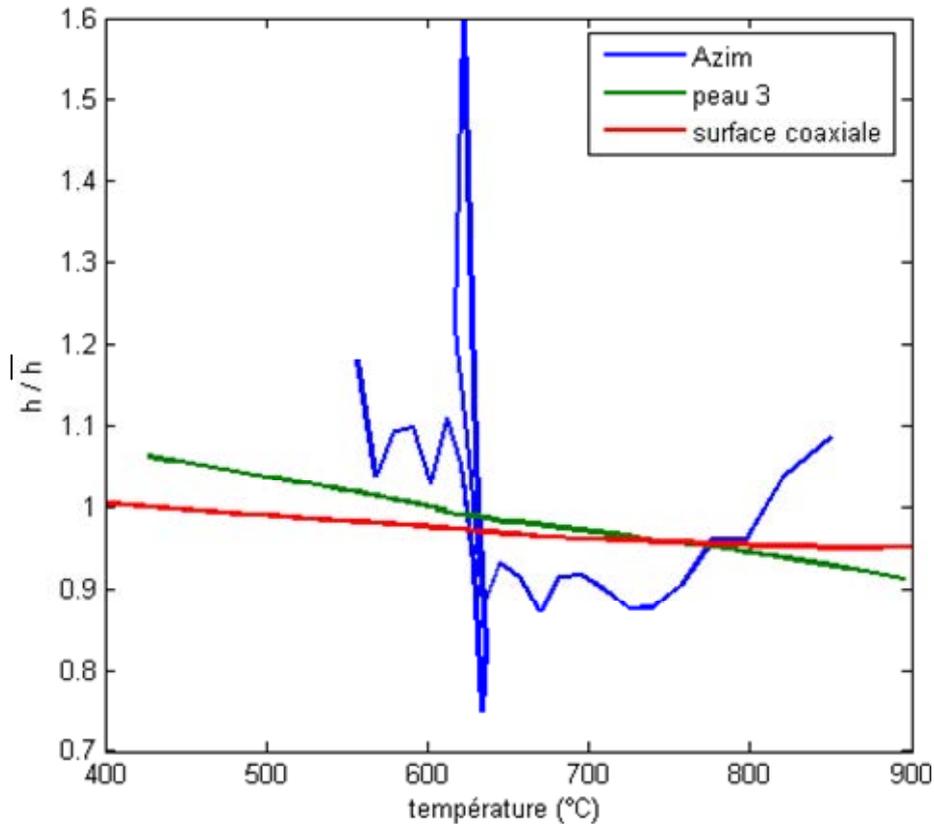


figure 70 Evolution du coefficient de transfert de chaleur normalisé calculé au point « peau 3 » et sur la surface coaxiale et obtenu expérimentalement par A. Azim [64]

B. IV. Calcul couplé écoulement – thermique – métallurgie – mécanique

Le schéma de la figure 71 rappelle les couplages thermique – métallurgie – mécanique qui interviennent dans un solide au cours de la trempe [1]-[3]. Nous avons précédemment détaillé le couplage thermique métallurgie. Ici, nous ajoutons le couplage avec la mécanique. En effet, les gradients thermiques ainsi que les transformations de phases engendrent des contraintes internes et inversement ces contraintes affectent les transformations de phases. Nous avons cependant limité le niveau de couplage pour deux raisons principales. D'une part, la chaleur de déformation est négligeable en traitement thermique (du fait des faibles déformations plastiques générées). D'autre part, les interactions entre contraintes et transformations de phases n'ont pu être prises en compte puisqu'elles faisaient appel à une version β de Sysweld développée dans le cadre de la thèse de M. Veaux [76] en collaboration avec ESI (ce qui aurait compliqué notablement la procédure de couplage entre Fluent et Sysweld).

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons d'abord succinctement le modèle mécanique, puis nous développons une application du modèle couplé fluide – thermique – métallurgie – mécanique.

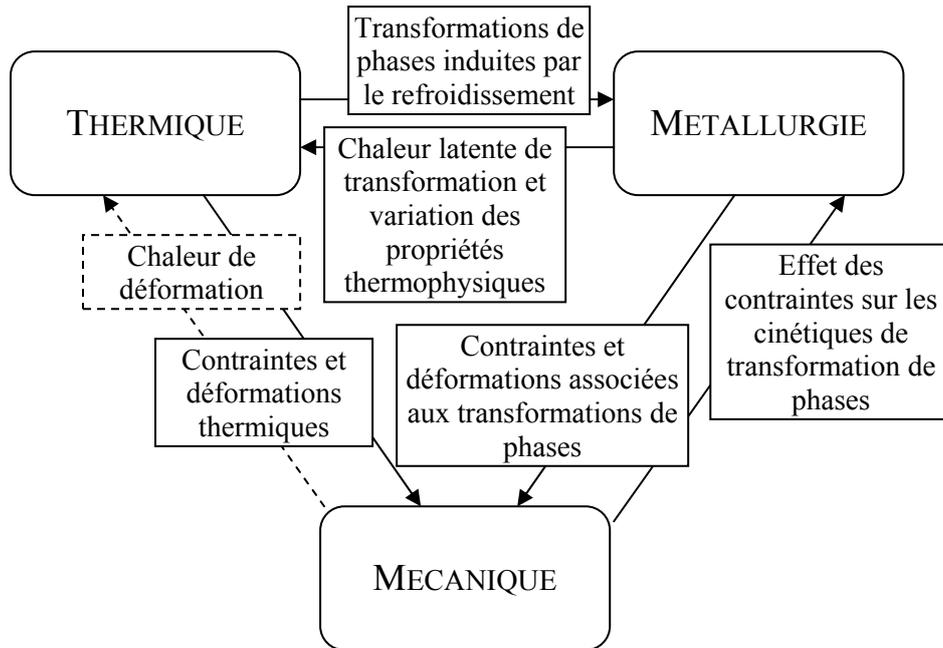


figure 71 Schéma des couplages thermique – métallurgie – mécanique dans un solide trempé

1. Modèle employé pour le calcul mécanique

Les déformations et contraintes mécaniques induites par la trempe gazeuse sont calculées par un modèle thermo-elasto-plastique appliqué à un matériau multiphasé. La vitesse de déformation totale $\dot{\epsilon}_{ij}^t$ est supposée résulter de l'addition de plusieurs contributions.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^t = \dot{\epsilon}_{ij}^e + \dot{\epsilon}_{ij}^{th} + \dot{\epsilon}_{ij}^p + \dot{\epsilon}_{ij}^{tr} + \dot{\epsilon}_{ij}^{pt} \text{ où}$$

- **La déformation élastique** ϵ_{ij}^e est reliée à l'état de contrainte par la loi de Hooke faisant intervenir le module d'Young et le coefficient de Poisson dépendant de la température et de l'état microstructural.
- **La déformation thermique**

$$\epsilon_{ij}^{th} = \sum_k y_k \int_0^{T(t)} \alpha_k(T) dT$$

prend en compte le coefficient d'expansion thermique des différentes phases et leur variations avec la température ($\alpha_k(T)$).

- **La vitesse de déformation plastique** (dite classique) $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ est calculée par le modèle de Leblond [79]-[81] fondé sur une approche micromécanique à l'échelle des phases. Nous résumons ci-après les lois obtenues dans une hypothèse d'écrouissage isotrope.

Rappelons tout d'abord que la limite d'écoulement Σ^y est donnée par une loi des mélanges non linéaire des limites d'écoulement de chaque phase

$$\Sigma^y = (1 - f(y))\sigma_\gamma^y + f(y)\sigma_\alpha^y$$

où la fonction $f(y)$ permet de prendre en compte la non-linéarité et a été déterminée numériquement pour différents mélanges de phases [67]. σ_γ^y est la limite d'écoulement de l'austénite et σ_α^y la limite d'écoulement du mélange des autres phases dites « dures » (noté α).

Les lois d'écoulement plastique s'expriment alors de façons différentes selon que la contrainte équivalente Σ^{eq} est supérieure ou non à la limite d'écoulement.

Si $\Sigma^{eq} < \Sigma^y$ et $\dot{y} > 0$ ($y > 0,03$), les déformations plastiques classiques se décomposent en un terme « thermique » et un terme « mécanique » :

$$\dot{E}_T^{pc} = -\frac{3(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sigma_1^y} y \ln(y) \dot{T} S_{ij}$$

$$\dot{E}_\Sigma^{pc} = \frac{3(1-y)}{2\sigma_1^y} \frac{g(y)}{E} \dot{\Sigma}^{eq} S_{ij}$$

Si $\Sigma^{eq} > \Sigma^y$, les déformations plastiques s'écrivent classiquement :

$$\dot{E}_{ij}^p = \frac{3\dot{E}^{eq}}{2\Sigma^{eq}} S_{ij}$$

où S_{ij} sont les composantes du tenseur déviateur des contraintes,

$g(y)$, comme $f(y)$, est une fonction déterminée numériquement pour différents mélanges de phases introduisant la non-linéarité du comportement mécanique d'un matériau biphasé,

E^{ep} est la déformation plastique équivalente

et α_i sont les coefficients de dilatation thermique des différentes phases.

Le modèle prend en compte un effet de restauration au moment de la transformation de phases. Ainsi, la nouvelle phase formée lors d'une transformation ne se consolide pas des déformations plastiques créées préalablement dans l'austénite. Pour le modèle, les données d'entrée caractérisant la déformation plastique sont la limite d'élasticité et la courbe d'écrouissage, qui dépendent de la température et de la microstructure.

- **La déformation de transformation** induite par le changement de volume entre les différentes phases de l'acier est calculée par une loi de mélange linéaire entre les déformations associées à chaque transformation pondérées par le taux de phase.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{tr} = \sum_k y_k \dot{\epsilon}_{\gamma \rightarrow k}^{tr}$$

Dans le modèle mécanique utilisé, les déformations thermiques et de transformation sont données simultanément. En effet, la dilatation thermique en fonction de la température est renseignée pour chaque phase, de telle sorte que l'écart à 0°C corresponde à la déformation de transformation de phases (figure 72).

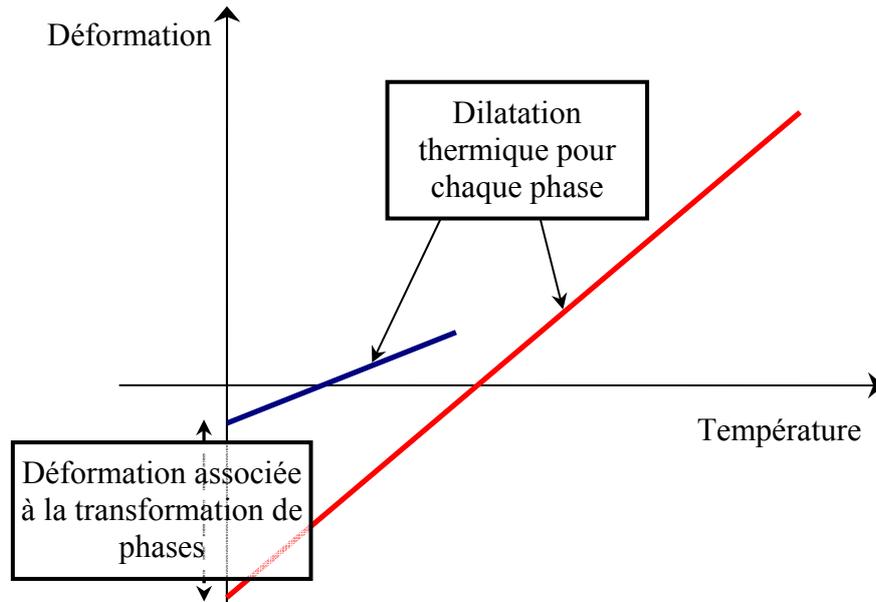


figure 72 Prise en compte des déformations thermiques et de transformations dans le code de calcul Sysweld

- La déformation associée à la plasticité de transformation $\dot{\epsilon}_{ij}^{pt}$ s'exprime sous la forme :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{pt} = \frac{3}{2} K \phi(y_k) \dot{y}_k S_{ij}$$

où K et $\Phi(y_k)$ sont des paramètres qui dépendent du type de transformation de phase et de la température à laquelle elles se produisent.

Par défaut, Sysweld utilise la formule donnée par le modèle de Leblond pour calculer le coefficient K :

$$K = \frac{2\Delta\epsilon^{th}}{\sigma_1^y},$$

Où $\Delta\epsilon^{th}$ est la variation de déformation thermique (intégrant la déformation de transformation – voir figure 72) entre les deux constituants à la température de transformation de phases.

Mais il est possible de lui donner une valeur fixe obtenue expérimentalement. La fonction $\Phi(y)$ est de la forme $y(1 - \ln(y))$ [67]

2. Application à la trempe d'un cylindre en acier 60NiCrMo11

a) Cas étudié

Pour mettre en œuvre une première simulation des contraintes et déformations d'une pièce d'acier trempée au gaz, nous avons choisi le cas de l'acier 60NiCrMo11 pour deux raisons majeures.

- Cet acier a la particularité de ne subir, pour la très large majorité des cinétiques de trempe, qu'une seule transformation de phases, martensitique. Cette caractéristique facilite grandement l'interprétation des évolutions de contraintes et déformations au sein de la pièce et permet, pour un premier cas de mise en place du calcul complet, de vérifier la cohérence physique du modèle.
- D'autre part, la trempe martensitique de l'acier 60NiCrMo11 a été étudiée en détail au LSG2M et nous disposons déjà d'une analyse fine de la genèse des contraintes et des déformations [82] qui ont par ailleurs aussi fait l'objet de validations expérimentales.

Afin d'obtenir des niveaux de déformations importants, nous avons choisi de simuler une trempe rapide à l'hélium pour une pression de 20 bars et une vitesse d'injection de gaz de 25 m.s^{-1} en entrée du domaine. La géométrie du cylindre est conservée, à savoir un diamètre de 30 mm et une longueur de 110 mm. Le domaine et le maillage utilisé pour ce calcul est bien sûr le même que celui décrit au chapitre B-1. La simulation couplée de l'écoulement gazeux et des transferts thermiques a été menée à l'aide du modèle décrit au chapitre B-2 et le calcul couplé des cinétiques de transformations de phases avec le modèle décrit au chapitre B-3. Pour cet acier, l'unique transformation d'austénite en martensite est décrite par la loi de Koistinen et Marburger et ne se produit qu'en deçà de la température M_s valant 247°C . L'ensemble des données thermophysiques, métallurgiques et thermomécanique de l'acier sont extraites d'études antérieures [82] et reportées en annexe 1.

b) Analyse des résultats

L'écoulement gazeux et les coefficients de transferts obtenus en début de trempe (figure 73 a) et b)) correspondent à ceux obtenus précédemment pour le cylindre en acier C80. Ainsi, les échanges de chaleur les plus importants sont obtenus sur la face d'attaque du cylindre, ce qui engendre une distribution de température asymétrique, où le point le plus chaud est décalé vers l'aval de l'écoulement. La présence de deux vortex engendre une augmentation du coefficient de transfert de chaleur local. Sur la face coaxiale, h atteint son maximum au point de recollement de la couche limite et les gradients de températures radiaux sont très importants sur la section passant par ce point. Nous avons ainsi choisi cette section et celle passant par le point le plus chaud du cylindre (visualisé en traits gras sur la figure 73) pour représenter les évolutions de températures en surface et à cœur de la pièce (figure 73 c)). Les cinétiques de refroidissement, avec des vitesses de l'ordre de 20°C/s à 30°C/s , sont caractéristiques de ce type de trempe. Nous noterons également, qu'à l'inverse de l'acier C80, la transformation de phase n'engendre pas de phénomène de recalescence bien qu'elle affecte les évolutions de température au sein de la pièce trempée, notamment à cœur (figure 73 c).

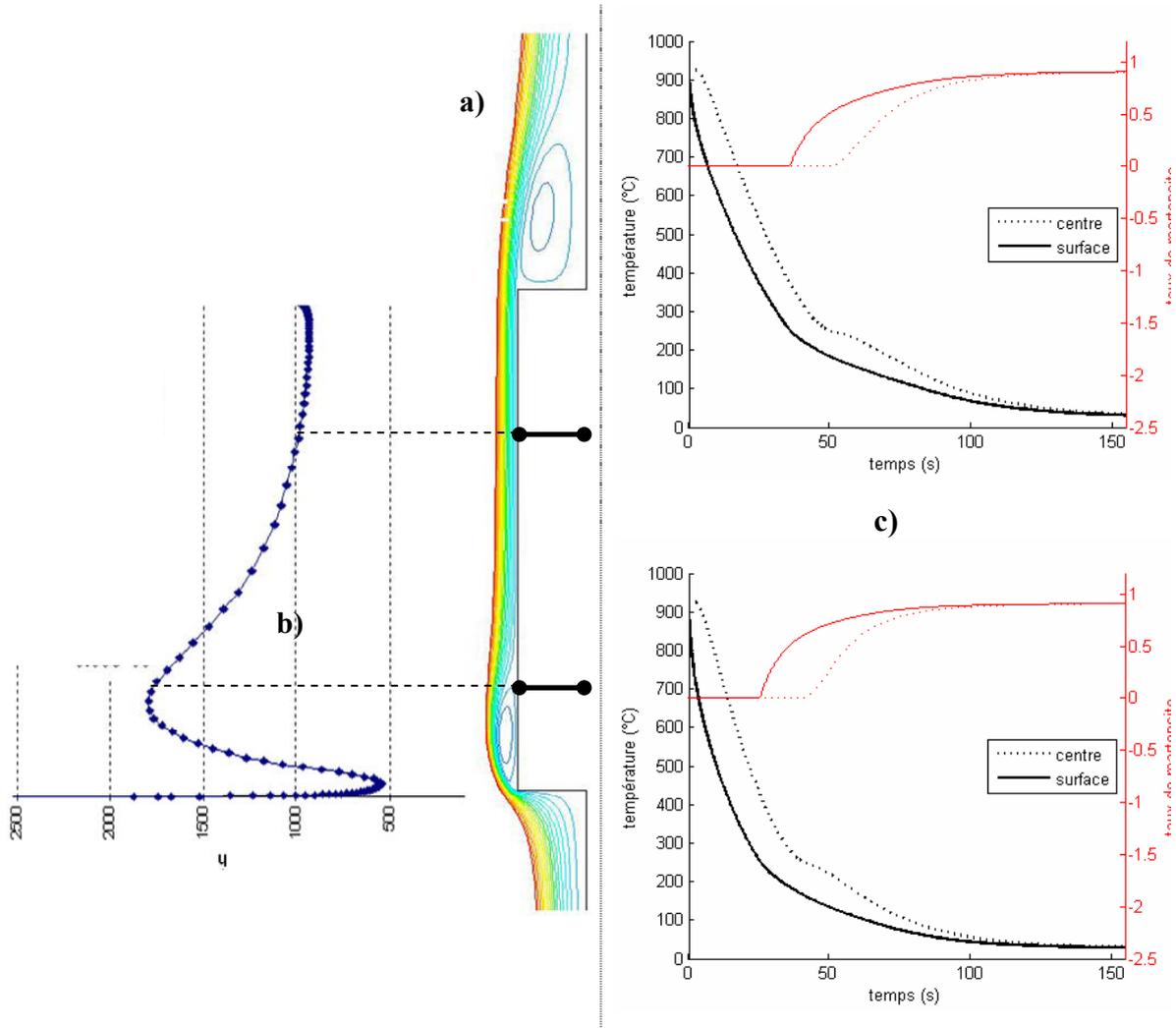


figure 73 Résultats du calcul d'écoulement et thermo-métallurgique :

a) Lignes de courant de l'écoulement autour du cylindre trempé

b) Profil de coefficient de transfert ($W.m^{-2}.K^{-1}$) obtenu au début de la trempe en surface du cylindre

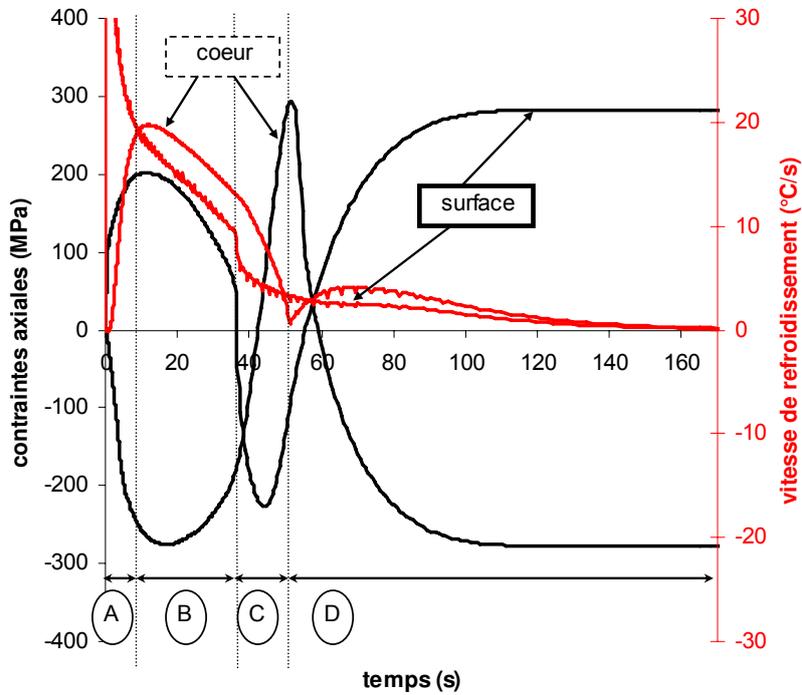
c) Evolutions temporelles de température et cinétiques de transformation en divers points du cylindre

La figure 74 présente l'évolution temporelle des contraintes axiales en surface et à cœur du cylindre pour les deux sections où ont été représentées les évolutions de température (passant par le point le plus chaud du cylindre et par le point de recollement de couche limite). Les vitesses de refroidissement instantanées ont été ajoutées pour faciliter l'analyse et la compréhension des évolutions de contraintes. Nous pouvons ainsi séparer la trempe en 4 étapes distinctes, quelle que soit la section du cylindre considérée.

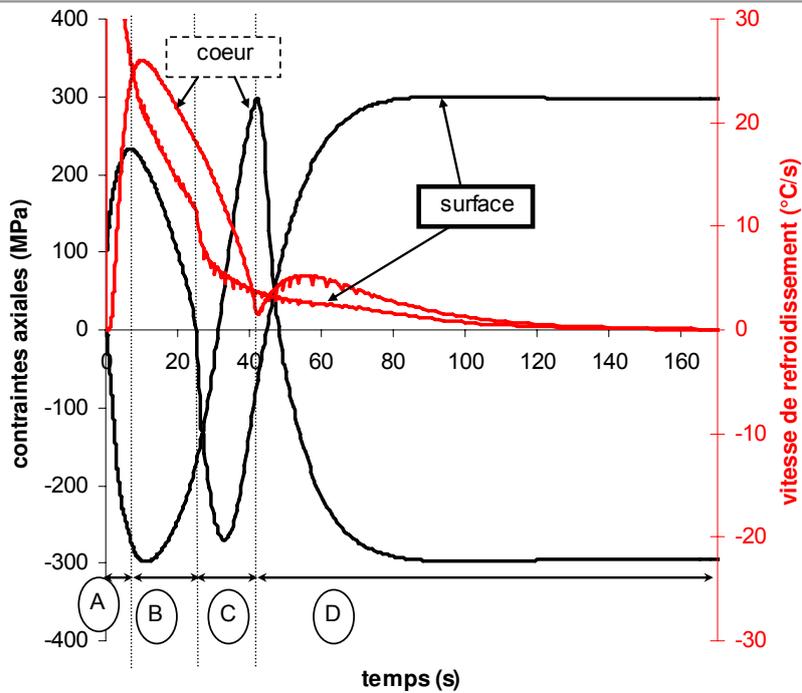
- A. La surface de la pièce, connaissant dans un premier temps les refroidissements les plus rapides, subit des contraintes de traction et le cœur du cylindre, par réaction, des contraintes de compression.
- B. Puis, les cinétiques de refroidissement deviennent plus rapides à cœur et les contraintes tendent à s'inverser, la compression diminue à cœur et la traction diminue en surface.
- C. La transformation martensitique se produit ensuite en surface de la pièce trempée et accélère la mise en compression de la surface. Quand la transformation progresse vers le cœur, la surface passe par un maximum en compression puis la contrainte de

compression diminue. Les contraintes de compression diminuent à cœur et il passe en traction.

- D. Quand la transformation martensitique se produit à cœur du cylindre, celui-ci se met en compression et, pour des raisons d'équilibre, la surface se met en traction.



A.



B.

figure 74 Evolution des contraintes axiales en cours de trempe à cœur et en surface su cylindre, pour deux sections : A. passant par le point le plus chaud du cylindre et B. par le point de recollement de couche limite

En fin de refroidissement, les distributions de contraintes résiduelles dans les deux sections considérées ainsi que dans toute l'éprouvette, à l'exception des extrémités (illustrées sur les cartes de contraintes axiales et longitudinales de la figure 75), sont caractérisées par des contraintes de traction en surface (plus élevées pour la section passant par le point de recollement de couche limite) et des contraintes de compression à cœur. Ces contraintes résiduelles proviennent des déformations permanentes qui se sont produites pendant le refroidissement (déformations plastiques et déformations de plasticité de transformation). Comme généralement en trempe [82], les déformations plastiques se produisent essentiellement en début du refroidissement quand l'acier est austénitique, comme l'illustre la figure 76 où nous comparons la contrainte équivalente de Von Mises à la limite d'élasticité de l'acier. En effet, nous notons que dans les 25 premières secondes du refroidissement, la contrainte équivalente est supérieure à la limite d'élasticité (du fait de l'érouissage par déformation plastique). Néanmoins, nos résultats laissent penser que ces déformations plastiques sont relativement faibles par rapport aux déformations de plasticité de transformation de phases, ce qui explique que les contraintes résiduelles de surface soient de traction en fin de refroidissement, si l'on se réfère aux analyses qu'avaient menées S. Denis dans ses travaux [82]. En effet, elle avait montré qu'en trempe martensitique, le profil de contraintes résiduelles pouvait être inversé par rapport à un profil où les contraintes sont d'origine thermique (sans transformation de phases), c'est-à-dire de traction à cœur et de compression en surface, du fait de la compétition entre les déformations plastiques générées dans l'austénite à haute température (quand elle est en traction) et les déformations de plasticité de transformation qui se produisent majoritairement quand le matériau est en compression.

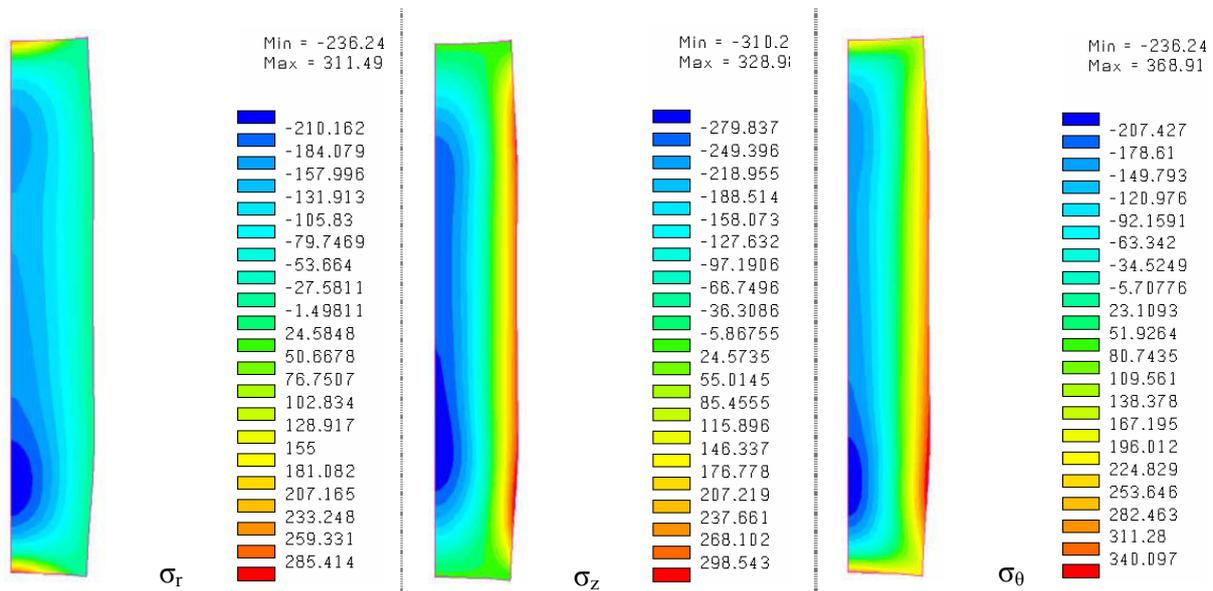


figure 75 Cartes de contraintes radiales (σ_r), axiales (σ_z) et tangentielles (σ_θ) en MPa en fin de trempe ($t=223s$)

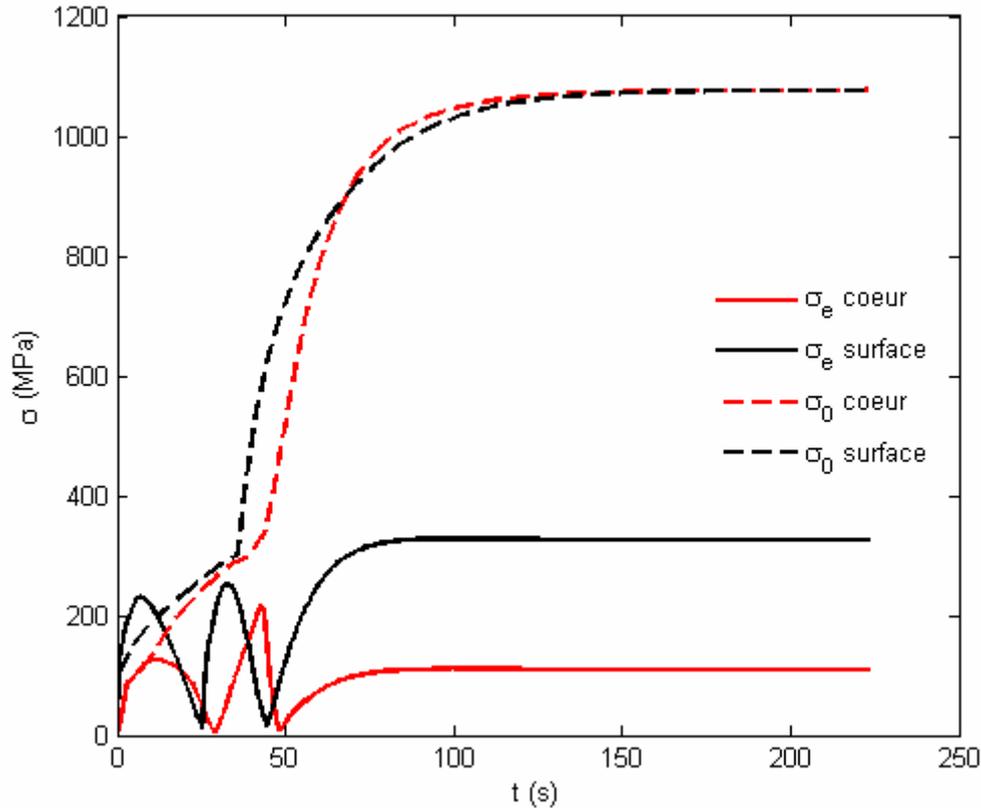
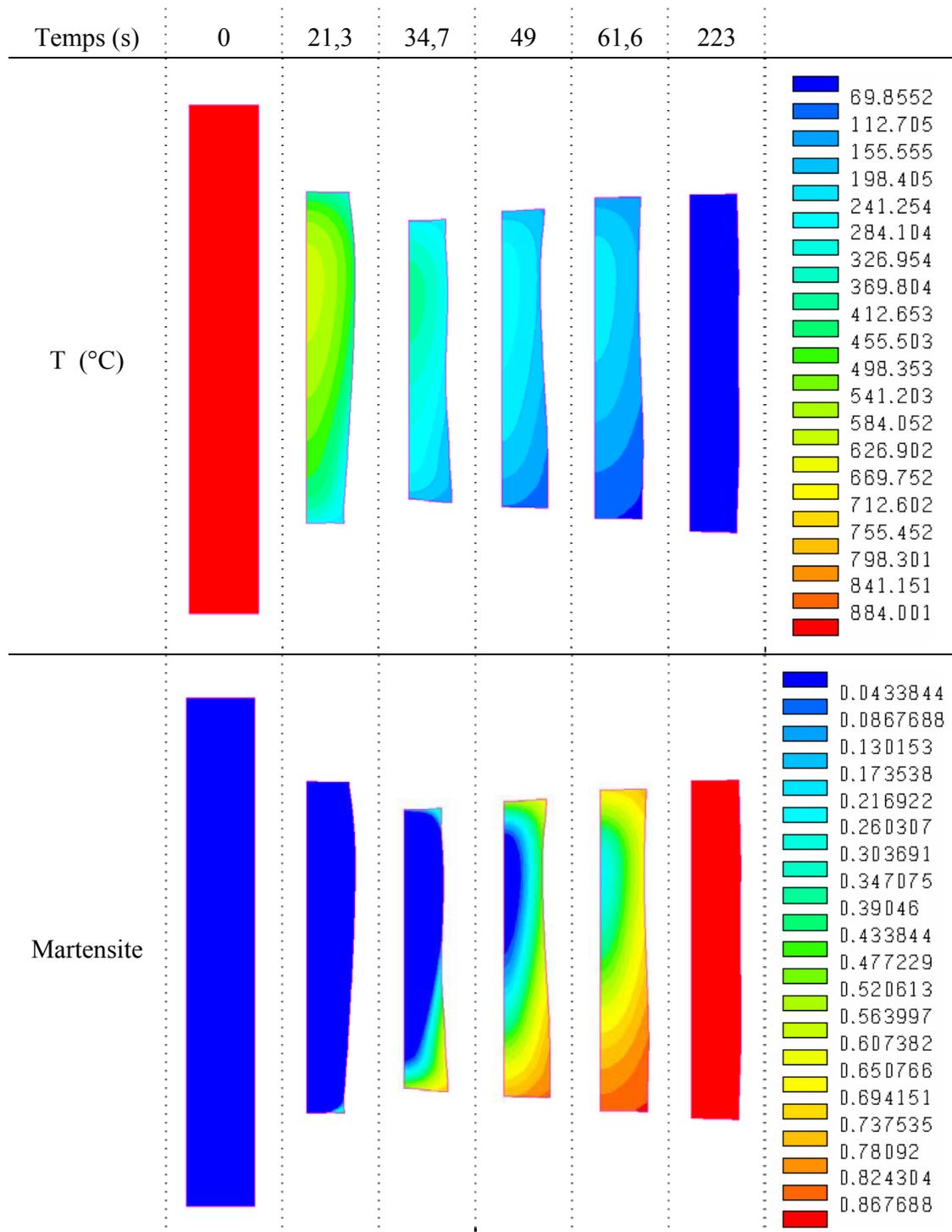


figure 76 Evolution de la contrainte équivalente de Von Mises (MPa) et de la limite d'élasticité (MPa) de l'acier 60NiCrMo11 en cours de trempe pour deux points à cœur et en surface de la section passant par le point de recollement de couche limite

On peut bien sûr analyser les champs de température, de fraction de phases et de contraintes sous la forme de cartes bidimensionnelles, comme celles reportées sur la figure 77. Sur toute la hauteur du cylindre, sauf bien sûr à proximité des extrémités, nous retrouvons les mêmes évolutions que celles analysées précédemment.

Nous pouvons aussi suivre sur cette figure la déformation globale du cylindre amplifiée d'un facteur 50. Nous observons ainsi dans un premier temps la contraction strictement thermique du cylindre, plus importante en surface de la pièce. La transformation martensitique engendre ensuite une dilatation locale qui se propage des zones les plus froides vers les zones les plus chaudes du cylindre et qui s'accompagne de la génération de contraintes de compression, comme observé sur la figure 74.



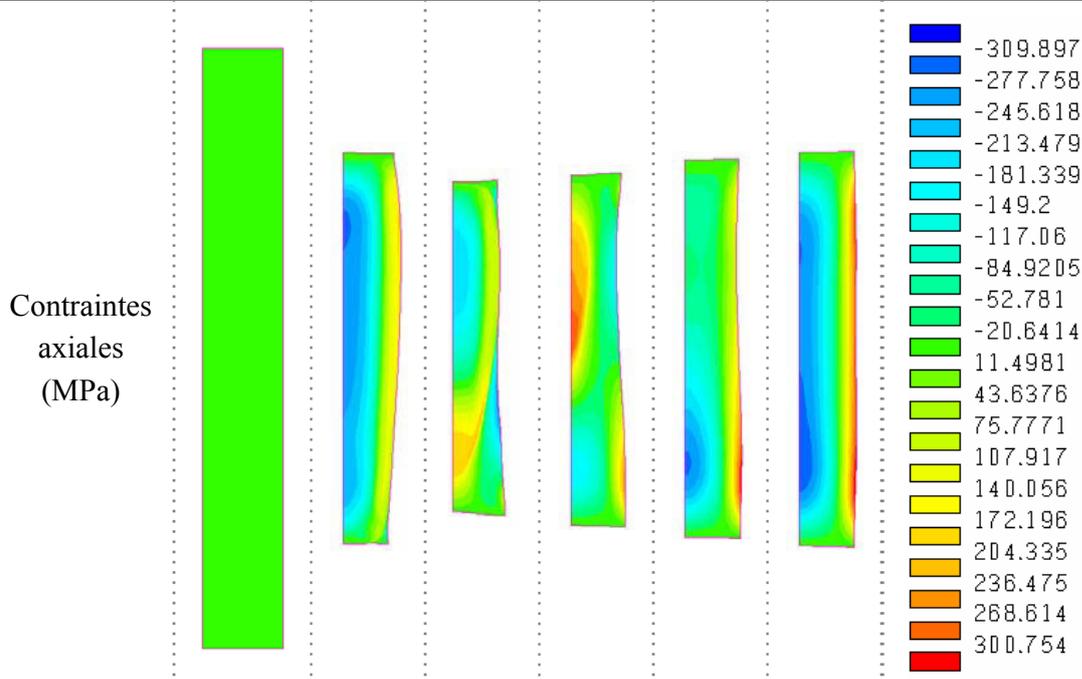


figure 77 Evolution temporelle des distributions de températures, de taux de martensite et des contraintes axiales dans un cylindre déformé (déformation amplifiée x50)

D’après nos résultats, nous pouvons aussi tenter de corréler les hétérogénéités de transfert de chaleur en surface et les contraintes et déformations. La figure 78 et la figure 79 superposent les profils de coefficient de transfert de chaleur initiaux ($t = 0s$) avec ceux de déformations radiales et de contraintes longitudinales sur la surface latérale du cylindre en fin de trempe.

Comme nous l’avons vu précédemment, la majeure partie de la surface, hormis aux bords où les contraintes sont nulles, est soumise à des contraintes de traction. Nous pouvons noter sur la figure 78 un niveau de contraintes plus élevé là où le coefficient de transfert de chaleur est le plus élevé (vers $x = 20\text{ mm}$).

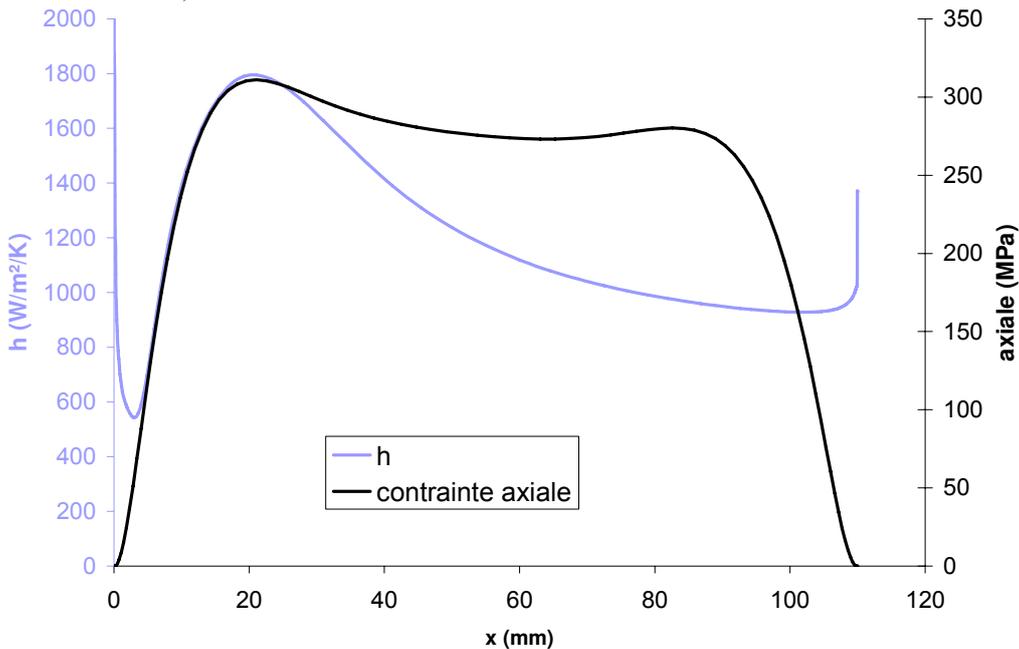


figure 78 Profils de coefficient de transfert (en début de trempe) et de contraintes longitudinales résiduelles sur la surface latérale du cylindre

Du point de vue des déformations, la forme globale du cylindre est « en tonneau » et nous observons aussi que la déformation maximale coïncide avec le coefficient de transfert de chaleur le plus élevé.

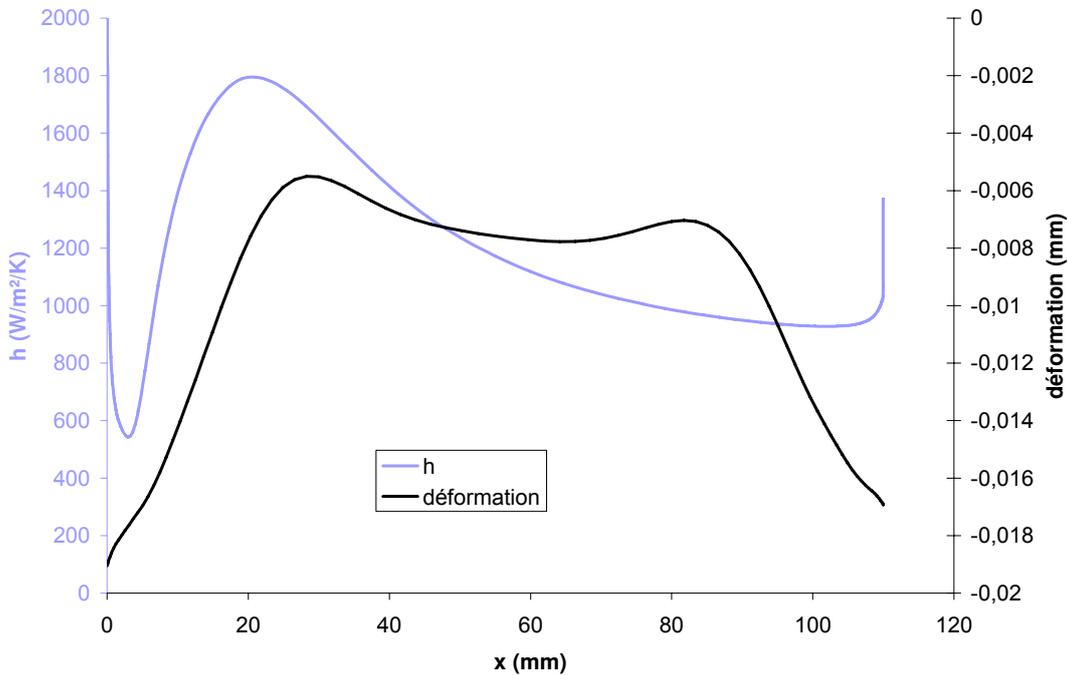


figure 79 Profils de coefficient de transfert (en début de trempe) et de déformations radiales (en fin de trempe) sur la surface latérale du cylindre

Même si des simulations numériques supplémentaires seraient nécessaires pour conclure quant à une corrélation directe entre le coefficient de transfert de chaleur local et l'état mécanique final du cylindre, il est clair que l'hétérogénéité spatiale des échanges de chaleur générée par l'écoulement des gaz a un effet. Ne pas prendre en compte les gradients locaux pour l'estimation des échanges thermiques, en calculant par exemple uniquement un coefficient de transfert moyen pour la surface à partir de corrélations empiriques, n'est donc pas une méthode acceptable lorsque l'on souhaite prédire les déformations d'une pièce trempée au gaz. Un coefficient moyen uniforme conduirait en outre à des profils de déformations et de contraintes symétriques.

Chapitre C Campagne expérimentale : essais dans une cellule de trempe

En vue de comparer des résultats de simulation numérique obtenus à l'aide du modèle décrit dans le chapitre B, une campagne expérimentale par étapes a été engagée en suivant la même progression que celle adoptée pour la modélisation. L'Ecole des Mines d'Albi dispose d'une cellule expérimentale de cémentation et de trempe pouvant fonctionner jusqu'à une pression de 6 bars, particulièrement bien adaptée à notre étude puisqu'elle dispose d'appareils de métrologie pour analyser :

- l'écoulement autour de la pièce par des mesures PIV (Particle Image Velocimetry),
- la thermique de la pièce par un ensemble de thermocouples et,
- la déformation de la pièce par caméra numérique et analyse d'images.

Dans ce chapitre nous décrirons successivement le dispositif expérimental, les expériences menées à froid pour mesurer les vitesses d'écoulement, les expériences de trempe (après chauffage) qui nous permettront au chapitre D de mener les comparaisons calcul – expériences.

C. I. Le dispositif expérimental

1. Description et protocole expérimental

Le schéma (figure 80) représente une vue de dessus de l'installation de l'Ecole des Mines d'Albi, où l'on distingue l'enceinte cylindrique du four, le circuit fermé de gaz à haute pression ainsi que l'ensemble des appareils de mesure.

Cette installation est composée d'un four de cémentation monocellulaire (figure 81) dans lequel s'effectue à la fois la cémentation et la trempe. La cellule est cependant divisée en deux parties et un système de vérin (figure 81) permet de déplacer la pièce du compartiment supérieur, où a lieu le chauffage radiatif et la cémentation, vers le compartiment inférieur, dans lequel s'effectue la trempe. La pièce métallique est chargée sur une sole solidaire du vérin. Cette pièce peut être instrumentée de thermocouples pour mesurer l'évolution des températures à différents emplacements.

La partie inférieure correspondant à la cellule de trempe est également équipée de 4 hublots en quartz. Ceux-ci permettent une visualisation de la pièce dans le four, mais également des mesures de vitesse (au moyen d'un laser et d'une caméra CCD), de températures ou de déformation (caméra rapide).

La cellule est alimentée en gaz de cémentation par une bouteille et en gaz de trempe par une cuve tampon. Cette cuve est conditionnée à 6 bars (relatifs) et permet un remplissage de la cellule en quelques secondes. Le gaz de trempe injecté est re-circulé et refroidi pendant le cycle par un système de pompe et échangeur (figure 81). Celui-ci permet de refroidir le gaz échauffé au contact de la pièce pour être à nouveau injecté à une température inférieure à 15°C.

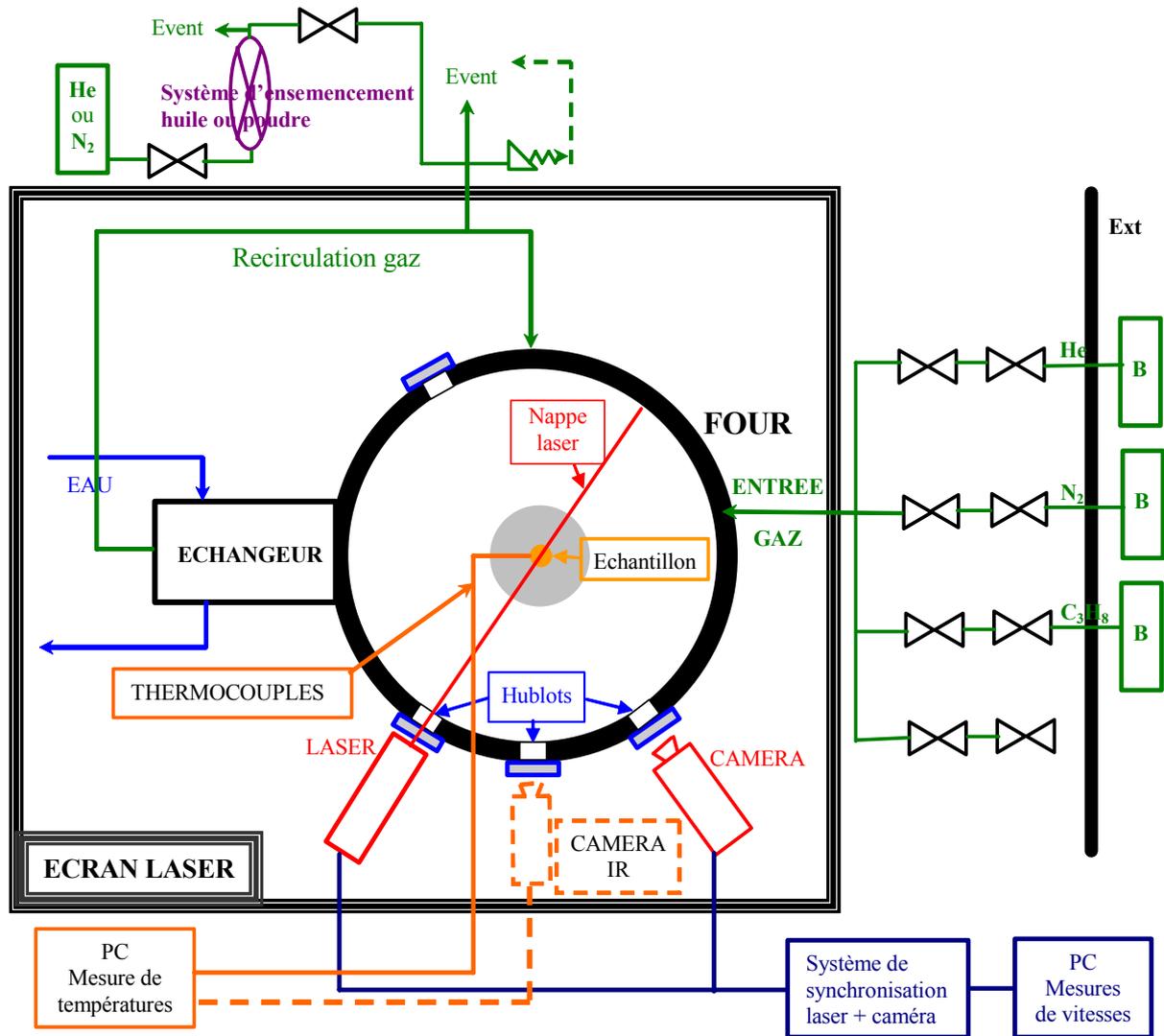


figure 80 Représentation schématique de l'installation de trempe gazeuse haute pression de l'Ecole des Mines d'Albi (vue de dessus)

Le four est piloté par une armoire de commande (figure 81) permettant la régulation en température et en pression des cycles de traitement. Elle gère également la sécurité de l'installation. Un capteur mesure la pression et en particulier s'assure du vide suffisant dans la cellule pour limiter la concentration en oxygène lors des cycles de chauffage sous vide (pour éviter l'inflammation de la résistance graphite). Il permet également la régulation de la pression en cours de trempe, par le pilotage de la vanne d'alimentation si la mesure est inférieure à la consigne et le pilotage de la vanne d'évent si la mesure est supérieure à la consigne.

Une opération de trempe se déroule suivant deux étapes. La pièce à traiter est chauffée par rayonnement dans le compartiment supérieur lors de la première phase. Un éventuel traitement par cémentation peut s'appliquer pour une durée et à la température de la pièce désirées. A la fin de cette première étape, le ventilateur est mis en route et la pièce est déplacée dans la cellule inférieure pour l'opération de trempe proprement dite.

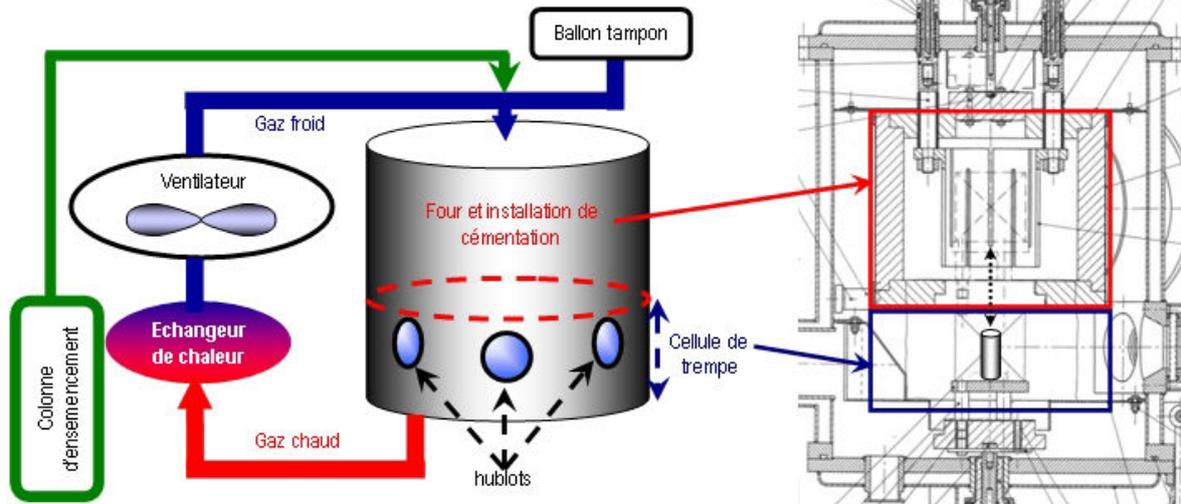


figure 81 Dispositif expérimental

2. Le périmètre de sécurité

L'utilisation d'un laser de classe IV pour les mesures de vélocimétrie oblige la formation des utilisateurs et la mise en place de nombreuses protections. En pratique, un périmètre autour du laser a été défini et des panneaux de protection occultants ont été placés tout autour de la zone (figure 80). Un signal lumineux informait les personnes extérieures du fonctionnement du laser et l'alimentation de la source était interrompue en cas de franchissement du périmètre. Enfin, l'installation de trempe, en particulier les hublots ont été calfeutrés au papier noir et les utilisateurs portaient des lunettes de protection adaptées à la classe du laser.

C. II. Mesures de vitesses d'écoulement à froid

1. Méthode PIV et conditions opératoires

La technique utilisée pour mesurer les vitesses de l'écoulement gazeux en périphérie d'une pièce pendant les cycles de trempe est la méthode PIV (Particle Image Velocimetry). Elle met en œuvre un laser et une caméra CCD. Ces appareils sont installés devant les hublots et forment un angle d'environ 60° par rapport à l'axe de la cellule de trempe (voir figure 80). Une nappe laser, qui passe par l'axe de symétrie du four et par le hublot devant lequel se positionne la source laser, est générée verticalement.

La caméra mesure le déplacement de particules inséminées dans le gaz traversant la nappe laser. Cette mesure de déplacement est déduite de deux images prises à un intervalle de temps donné. Le bloc laser, composé de 2 lasers (type YAG, $\lambda = 532$ nm, pulse de 4ms, fréquence de 15 Hz et énergie de 30 mJ), permet de générer des pulses lasers espacés d'un intervalle de temps dt_{laser} ajustable.

Les images ainsi obtenues sont ensuite traitées par un logiciel (Insight de la société TSI) pour déterminer les vecteurs vitesses ponctuels et instantanés. Ils sont obtenus en mesurant le déplacement moyen le plus probable des particules éclairées dans une fenêtre de mesure de dimension ajustable (dx_f) et en le divisant par l'intervalle de temps entre deux images (dt_{laser}).

Le choix des deux paramètres de taille de fenêtre de mesure (dx_f) et d'intervalle de temps entre deux pulses (dt_{laser}) est primordial pour la qualité des mesures. Le premier doit être suffisamment important pour permettre une mesure statistique fiable et le plus petit possible pour une meilleure résolution spatiale. Le second doit être adapté au premier, à savoir qu'une particule ne doit pas (ou le moins possible) sortir de la fenêtre de mesure pendant l'intervalle de temps fixé.

Un critère empirique (Eq. C-1) pour fixer l'intervalle de temps est choisi. Il correspond à une distance parcourue d'un quart de la fenêtre de mesure par une particule évoluant à la vitesse moyenne de l'écoulement.

$$dt_{laser} = \frac{dx_f}{4U_\infty} \quad \text{Eq. C-1}$$

Les premières mesures de vitesses ayant permis d'évaluer leur ordre de grandeur à 10 m.s^{-1} , nous avons choisi d'après cette formule une taille de fenêtre de 16 pixels et un intervalle de temps de $40 \mu\text{s}$.

La méthode de mesure de vitesses (PIV) nécessite l'injection régulière de particules. L'homogénéité du mélange gaz – poudre est assurée par un lit fluidisé dont le principe de fonctionnement est expliqué sur la figure 82. Le gaz utilisé est le même que celui de la trempe (soit de l'hélium ou de l'azote) conditionné à la pression de travail (1 à 5 bar absolus). Les particules sont issues d'une poudre d'oxyde de zirconium d'une granulométrie de $3 \mu\text{m}$.

Suivant la quantité de particules à injecter, l'alimentation s'effectue en continu ou par impulsion au moyen d'une vanne d'injection sur le circuit du gaz de trempe (figure 83). Le mélange gaz-poudre s'ajoute ainsi au gaz de trempe à la fin du remplissage de la cellule.

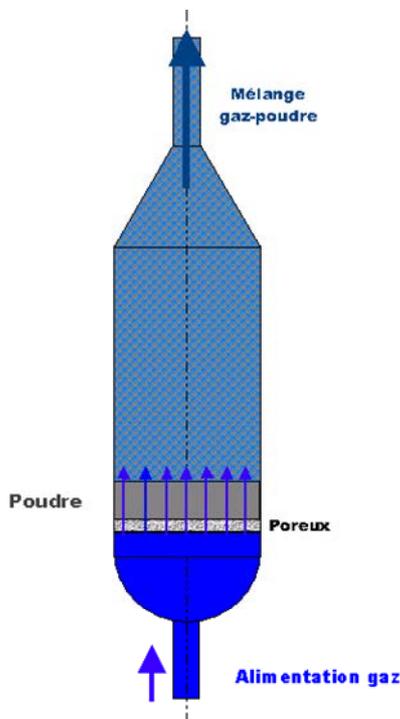


figure 82 Colonne d'ensemencement



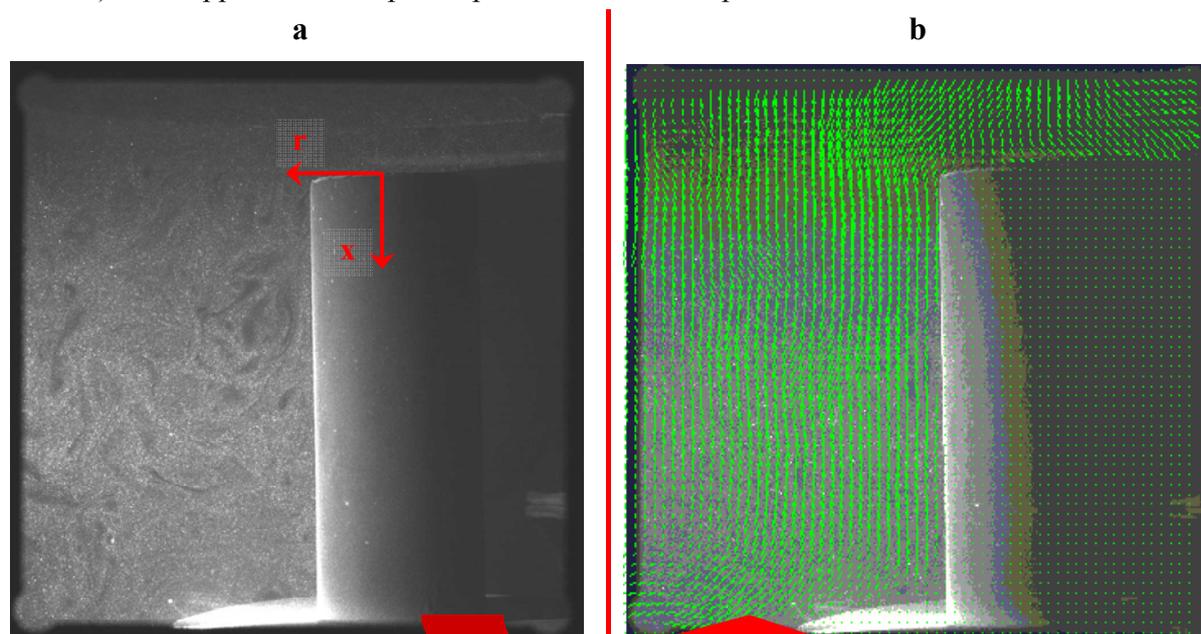
figure 83 Vanne d'injection des particules de ZrO_2 dans la cellule de trempe

2. Précision des mesures

L'objet de cette étude préliminaire est l'analyse de la précision et de la fiabilité des mesures de vitesses d'écoulement par PIV. Il s'agit donc de vérifier la capacité du dispositif expérimental à extraire des vitesses moyennes d'écoulement fiables à partir d'un échantillonnage de vitesses instantanées.

Après s'être assuré de la puissance suffisante du laser ainsi que de la bonne qualité de l'ensemencement du gaz (figure 84), les premiers tests ont permis de régler les principaux paramètres de mesures par PIV. Ainsi, la fenêtre de mesure carrée de côté (dx_f) 16 pixels (1,6 mm), donne une résolution spatiale satisfaisante pour l'observation de l'écoulement macroscopique (dimension équivalente à 1/50 du diamètre du cylindre), mais insuffisante pour l'observation de la couche limite. Cette dimension a toutefois été retenue car les vitesses au sein de la couche limite étaient impossibles à mesurer de façon satisfaisante en utilisant la PIV.

Les images obtenues sont traitées à l'aide du logiciel Insight pour fournir le champ de vecteurs vitesses. Un exemple d'image brute de champ de vitesses est donné sur la figure 84. Les vecteurs calculés ont été conservés si le rapport pic / bruit dépassait 2. En moyenne, les rapports obtenus étaient cependant nettement supérieurs. Un filtre médian pour éliminer les valeurs aberrantes a été appliqué, si bien que les vecteurs dont les valeurs d'une des deux composantes dépassent la moyenne calculée des composantes des vitesses des cellules voisines (carré examiné de 3 x 3 fenêtres) sont supprimés et remplacés par des valeurs interpolées.



Traitement des images avec le logiciel Insight

figure 84 Image instantanée de l'écoulement du gaz au sein de la cellule de trempe (a) et champ de vitesse calculé avec le logiciel Insight (b)

A partir des cartes de vecteurs instantanées, il a été ensuite possible d'évaluer le niveau de turbulence de cet écoulement en séparant les contributions moyennes et fluctuantes du champ de vitesses. La figure 85 montre qu'à partir d'environ 60 cartes de vecteurs instantanées, la moyenne de la vitesse débitante calculée sur une section médiane du cylindre converge vers une valeur de

4,6 m.s⁻¹. Au-delà d'un échantillonnage de 60 mesures, les variations enregistrées autour de la vitesse moyenne sont inférieures à 1% de la vitesse moyenne débitante, soit environ 10 fois moins élevées que le niveau d'intensité turbulente sur cette section (écart type des vitesses instantanées divisé par la vitesse moyenne de l'écoulement amont).

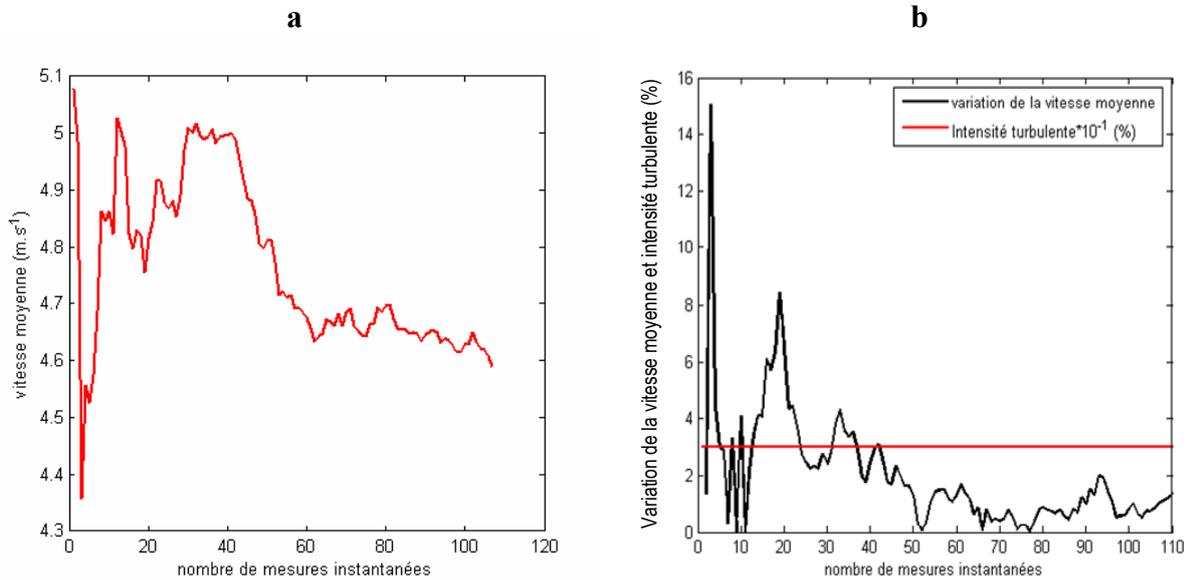


figure 85 Evolution de la vitesse moyenne calculée sur la section médiane du cylindre avec le nombre de mesures de vitesses instantanées (a) et comparaison des variations de la moyenne avec le niveau final d'intensité turbulente (b)

Ainsi les variations de la vitesse moyenne avec le nombre de mesures instantanées sont considérées négligeables au-delà de 60 mesures et l'écoulement tend bien vers un écoulement moyen invariant. La répétition de cette mesure pour des conditions expérimentales identiques vient confirmer cette analyse (figure 86) et est le gage de la bonne reproductibilité des mesures.

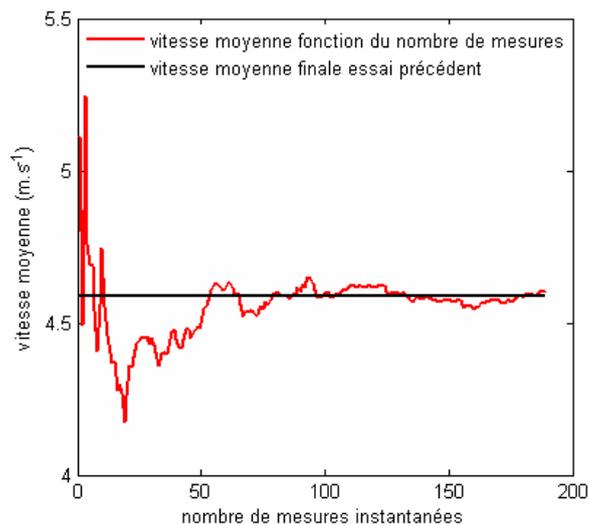


figure 86 Evolution de la vitesse moyenne en fonction du nombre de mesures de vitesses instantanées : comparaison avec la vitesse moyenne obtenue lors de l'essai précédent (figure 85)

Nous avons voulu vérifier la symétrie axiale de l'écoulement en calculant les résidus de l'équation de conservation de la masse. Ces derniers sont exprimés ici comme une variation

relative de la vitesse moyenne débitante U_∞ (équation C-2). Nous signalons que dans ce chapitre, l'axe de symétrie sera noté Ox et les coordonnées cylindriques seront donc (r, θ , x).

$$\text{Résidus} = \frac{dx_f}{U_\infty} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial r u_r}{r \partial r} \right) \left(= -\frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} \frac{dx_f}{U_\infty} \right) \quad \text{Eq. C-2}$$

Ainsi pour une axisymétrie parfaite, les résidus doivent être nuls.

L'équation C-2 a été discrétisée et les résidus ont ainsi pu être calculés à partir d'un maillage régulier (r, x) de pas dx_f utilisé pour établir les mesures par PIV.

Les valeurs moyennes calculées des résidus sont rassemblées dans le tableau 5. De manière générale, ces valeurs moyennes sont bonnes et indiquent que si une composante orthoradiale de la vitesse existe, il est raisonnable de la négliger dans la mesure où elle n'excède pas 2,5 % de la vitesse moyenne débitante dans le cas de l'azote à 1,2 bar (le nombre de cartes instantanées exploitées pour la prise de moyenne est plus réduit : 65) et 1,5 % pour les deux autres types d'écoulements.

Gaz	Pression	Valeur moyenne des résidus (% de la vitesse moyenne débitante)
Hélium	1,2 bar	1,1
Hélium	4,5 bars	1,45
Azote	1,2 bar	2,5

tableau 5 Valeurs moyennes des résidus calculées pour les différents écoulements observés

On note toutefois la présence de plusieurs zones où les résidus sont significatifs. Pour mieux distinguer ces zones sur la figure 87, les résidus sont exprimés en logarithme décimal.

- ✓ La zone la plus amont de l'écoulement

Cette zone se situe à la limite de la nappe laser. De plus, une partie mouchetée pouvant se confondre avec des particules peu éclairées apparaît en arrière-plan à ce niveau de l'image (figure 88). Les résultats y sont donc certainement faussés.

- ✓ Au niveau de l'axe et en amont du cylindre

Au voisinage de cet axe, les particules de zircone sont transportées dans toutes les directions. Ainsi, de nombreuses particules doivent sortir de la nappe laser et fausser les résultats.

- ✓ Au niveau du coin du socle

Un fil de thermocouple est éclairé par le laser à cet endroit (figure 88) et assimilé par le logiciel de traitement d'image à des particules fixes. Cette zone devient donc artificiellement un lieu de faibles vitesses d'écoulement.

- ✓ En amont du socle

Juste en amont du socle, la perspective de l'image fait que la surface du socle apparaît avec une épaisseur et réfléchit la lumière du laser (figure 88). Dans cette zone, les mesures sont donc pratiquement impossibles et en général, elles ont été occultées au moment du calcul des vecteurs vitesse.

- ✓ Sur plusieurs arcs de cercles traversant l'image de part en part

La présence de ces arcs de cercles ne s'explique pas physiquement. Il est possible que cela soit dû à un phénomène optique.

Dans les zones étendues (en amont du cylindre et du socle), les mesures de vitesses ont été supprimées pour la présentation des résultats. Dans les zones plus localisées (fil de thermocouple), les valeurs supprimées ont été remplacées ensuite par des valeurs interpolées à partir des résultats des cellules voisines sauf les arcs de cercles, qui n'ont pas été modifiés.

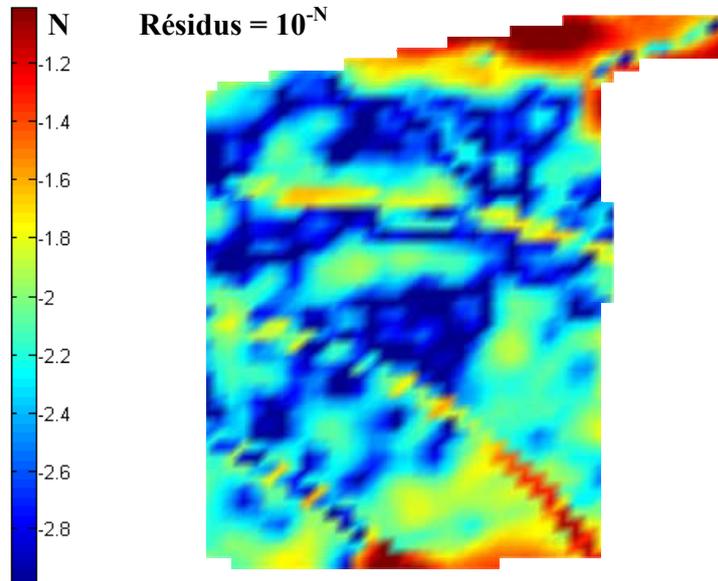


figure 87 Résidus obtenus pour un écoulement d'hélium à 4,5 bars (échelle logarithmique décimale)

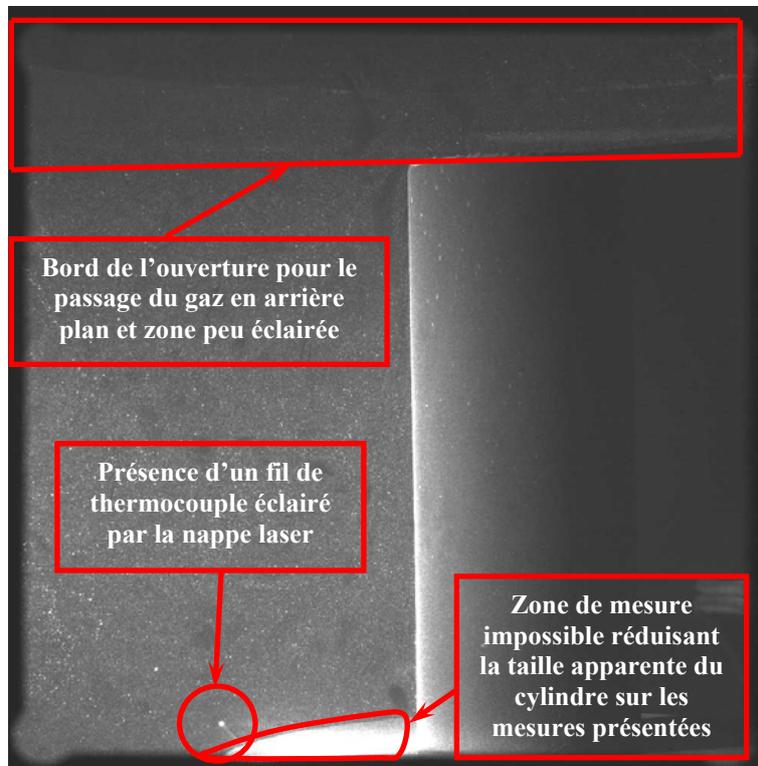


figure 88 Exemple d'image obtenue pour la mesure par PIV et mise en exergue des défauts locaux nuisants à la qualité de la mesure

3. Résultats

a) Analyse des vitesses moyennes d'écoulement

✓ Par souci de concision, nous limitons notre analyse aux résultats obtenus pour un écoulement à l'hélium à 4,5 bars (absolus). Dans les autres conditions (He 1,2 bars et N₂ 1,2 bars), les conclusions quant à la structure de l'écoulement sont très similaires. La cartographie de vitesses moyennes obtenue (figure 89) montre un écoulement relativement homogène autour du cylindre avec des vitesses s'échelonnant principalement entre 5 et 7 m.s⁻¹. Les vecteurs vitesses sont préférentiellement orientés du haut vers le bas du four et leurs composantes radiales sont pratiquement nulles loin de l'obstacle. Juste en amont du cylindre, le gaz est ralenti. La composante verticale de la vitesse tend vers une valeur nulle et la composante radiale augmente. La norme de la vitesse du gaz augmente ainsi au niveau du coin supérieur du cylindre. Ce phénomène s'observe également en amont du socle où le gaz est fortement ralenti, puis accéléré au niveau du socle, la section de passage étant à cet endroit plus restreinte. Entre le bord supérieur du cylindre et le socle, la vitesse du gaz semble diminuer progressivement.

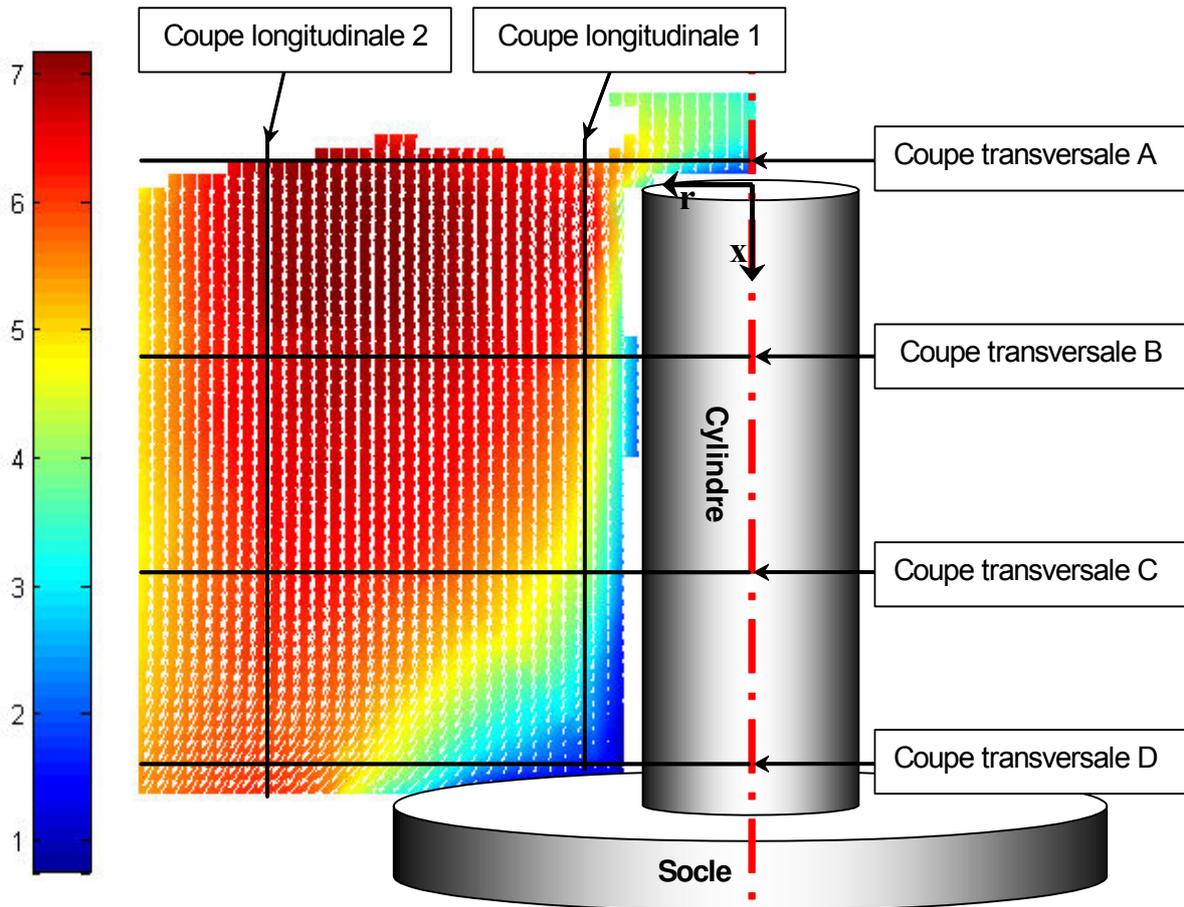


figure 89 Distribution de la norme des vitesses (m.s⁻¹) d'écoulement et vecteurs vitesses autour du cylindre

Une étude plus quantitative de l'écoulement moyen est apporté avec le tracé des profils de vitesses axiales et radiales (figure 90) le long de deux sections longitudinales (1 et 2, à r constant) et de quatre coupes transversales (A – D, à x constant).

La distribution de vitesses axiales sur la coupe longitudinale 1 (courbe rouge) permet de mettre en évidence l'accélération du gaz au niveau du coin supérieur du cylindre. La présence du socle impose un gradient longitudinal de vitesse (environ -80 s^{-1} en moyenne) très important sur cette section. A l'inverse, le gradient de vitesse sur la coupe longitudinale 2 (courbe bleue) est beaucoup plus faible (-10 s^{-1} en moyenne) puisqu'il est dû seulement à la diminution de vitesse engendrée par l'élargissement de la section de passage du gaz. La norme de la vitesse du gaz augmente avec x sur la fin de cette section ($x > 70 \text{ mm}$) du fait du rétrécissement de la section de passage du gaz imposée par le socle à ce niveau. Enfin, les vitesses axiales négatives à l'angle du socle et du cylindre (coupe transversale D pour $r \approx 15 \text{ mm}$ et coupe longitudinale 1 pour $x > 70 \text{ mm}$) traduisent la présence de deux zones de recirculation. L'examen des vitesses radiales permet de mieux isoler encore ce phénomène.

Les distributions de vitesses radiales (figure 90), plus faibles en valeur absolue, sont très différentes. La coupe transversale A fait apparaître une augmentation importante de la vitesse radiale juste en amont du cylindre, le maximum ($1,2 \text{ m.s}^{-1}$) étant atteint au niveau précis du bord latéral. Par ailleurs, la valeur nulle de la vitesse radiale attendue sur l'axe de symétrie n'est pas précisément respectée. Ceci peut être dû à un positionnement approximatif de l'axe (difficile à situer avec précision), à une axisymétrie de l'écoulement imparfaite ou encore à une imprécision de mesure dans cette zone assez faiblement éclairée par la nappe laser. Les distributions de vitesse sur les coupes transversales C et D montrent que, dans une zone où l'écoulement est éloigné des parois, les vitesses radiales sont presque nulles. On note toutefois une légère composante radiale positive justifiée pour un écoulement en jet libre et une augmentation de cette composante plus en aval de l'écoulement (coupe C) certainement due à l'effet conjugué de la présence du socle et de l'aspiration de gaz s'effectuant par le côté dans la cellule de trempe. Les vitesses radiales mesurées sur la coupe transversale D sont les plus importantes et connaissent un maximum ($2,8 \text{ m.s}^{-1}$) au niveau du bord du socle. Ces vitesses radiales sont du même ordre de grandeur que les vitesses axiales du fait du diamètre important du socle. On note une discontinuité au niveau du bord du socle due à la présence du fil de thermocouple éclairé par le laser et nuisant à la qualité des mesures en cet endroit, comme nous l'avons déjà mentionné. Ces observations se retrouvent en examinant les vitesses mesurées sur les coupes longitudinales 1 et 2. La courbe (rouge) de la coupe 1 présente un maximum ($1,75 \text{ m.s}^{-1}$) juste en aval du bord supérieur du cylindre, tandis que celle (bleue) de la coupe 2 croît fortement et assez régulièrement jusqu'au bord du socle où la vitesse initialement presque nulle atteint une valeur de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$. Il est intéressant de noter la présence de deux inversions de sens de la vitesse radiale le long de la coupe 1 :

- ✓ La première, située en aval du bord supérieur du cylindre, met en exergue la zone de recirculation caractéristique des écoulements autour d'un cylindre. La couche limite se décolle au niveau du bord supérieur du cylindre où les vitesses radiales sont pratiquement maximales. Elle se recolle plus en aval et il est raisonnable de situer ce point de recollement aux alentours du minimum des vitesses radiales ou au niveau de la seconde inversion de signe de la vitesse radiale, c'est-à-dire entre 25 et 30 mm (soit entre 0,83 et 1 diamètre du cylindre) en aval du bord supérieur.

✓ La seconde traduit la présence d'une zone de recirculation de plus petite dimension (environ 10 mm) située au coin du cylindre et du socle, déjà observée avec l'inversion de sens des vitesses axiales à cet endroit.

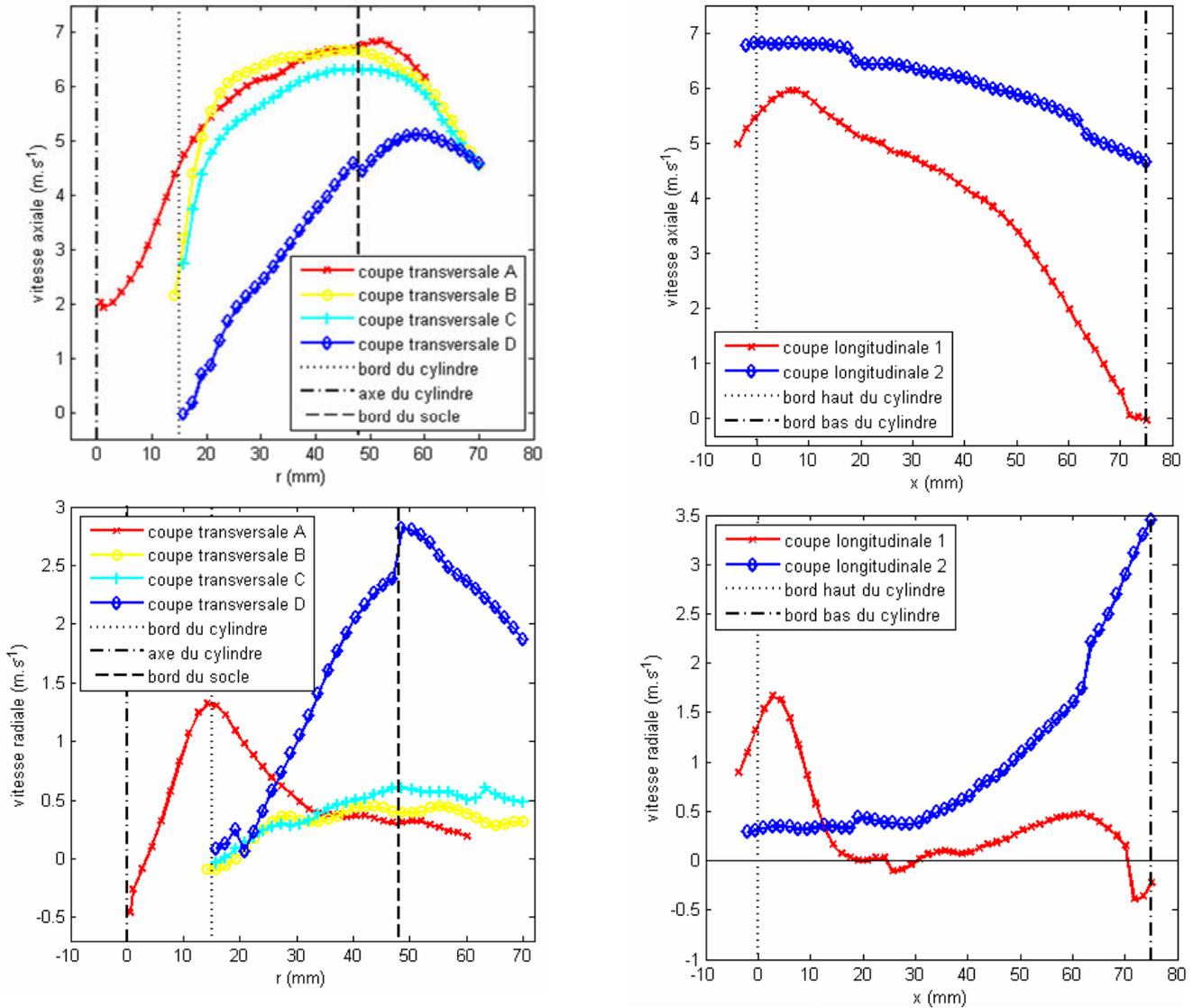


figure 90 Profils des vitesses radiales (bas) et axiales (haut) en $m.s^{-1}$ selon les sections transversales (gauche) et longitudinales (droite)

b) Distributions d'intensité turbulente

Bien que la fréquence des lasers soit insuffisante (15 Hz) pour couvrir toutes les échelles de turbulence de l'écoulement, elle permet de définir le niveau de turbulence des plus grandes structures. L'intensité turbulente est une grandeur communément utilisée pour quantifier l'importance de l'énergie cinétique turbulente par rapport à celle du mouvement moyen. Elle s'exprime habituellement en % et est définie ici par :

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{\text{var}(u_r) + \text{var}(u_x)}{2}}}{U_\infty}$$

Eq. C-3

où var est l'opérateur variance et U_∞ la vitesse débitante de l'écoulement amont.

La distribution d'intensité turbulente de l'écoulement (figure 91) met en évidence la zone de recirculation située en aval du bord supérieur du cylindre. Dans cette zone, l'intensité turbulente atteint son niveau maximal et la taille des tourbillons est suffisante pour espérer une mesure d'une bonne précision. L'intensité turbulente des grosses structures reste cependant modeste puisqu'elle ne représente que 40% de l'énergie de l'écoulement moyen. On constate par ailleurs que, en dehors de cette zone de recirculation, l'intensité turbulente augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du cylindre et que l'on s'approche du bord de l'image. Cette évolution est due au fait que l'on s'approche de la limite du jet libre de gaz, à savoir de la zone de mélange entre un gaz au repos et un gaz mis en mouvement par le ventilateur. Cette couche de mélange est le lieu de contraintes de cisaillement promotrices de turbulence.

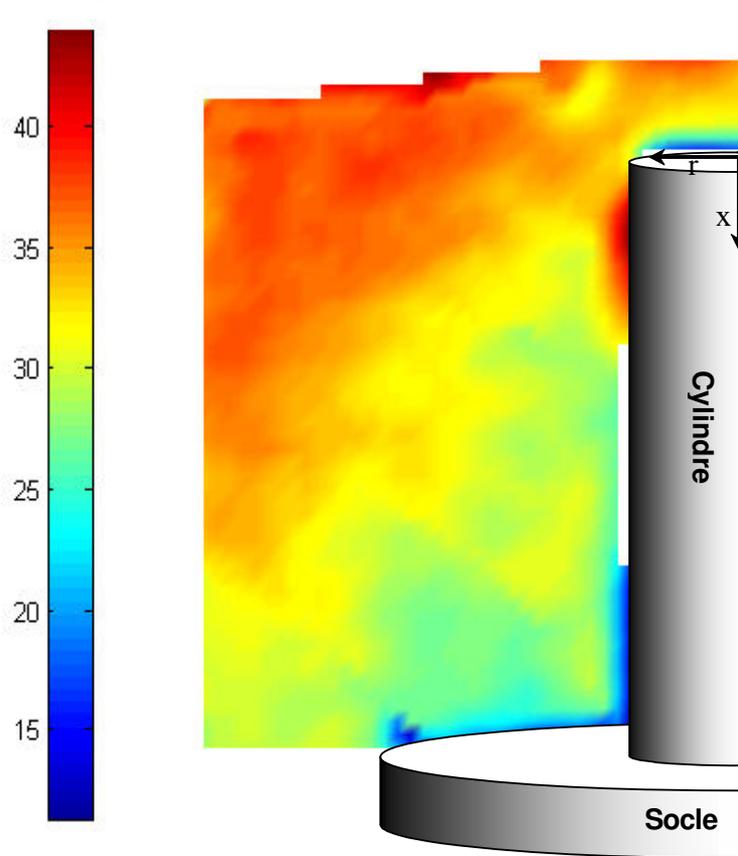


figure 91 Carte d'intensité turbulente de l'écoulement (%)

Enfin, au niveau du socle et du cylindre, les vitesses moyennes d'écoulement étant localement faibles, les composantes aléatoires le sont également ce qui induit des intensités turbulentes réduites.

Les intensités turbulentes axiale et radiale (Eq. 2-2) peuvent également être examinées pour dissocier les directions de génération de turbulence.

$$Tu_x = \frac{\sqrt{\text{var}(u_x)}}{U_\infty}$$

$$Tu_r = \frac{\sqrt{\text{var}(u_r)}}{U_\infty}$$

Eq. C-4

La comparaison des cartes tracées sur la figure 92 montre nettement que les grosses structures turbulentes sont fortement anisotropes et dirigées dans le sens de l'écoulement principal. Ce constat n'est malheureusement pas de nature à justifier l'usage d'un modèle de turbulence isotrope de type (k-ε).

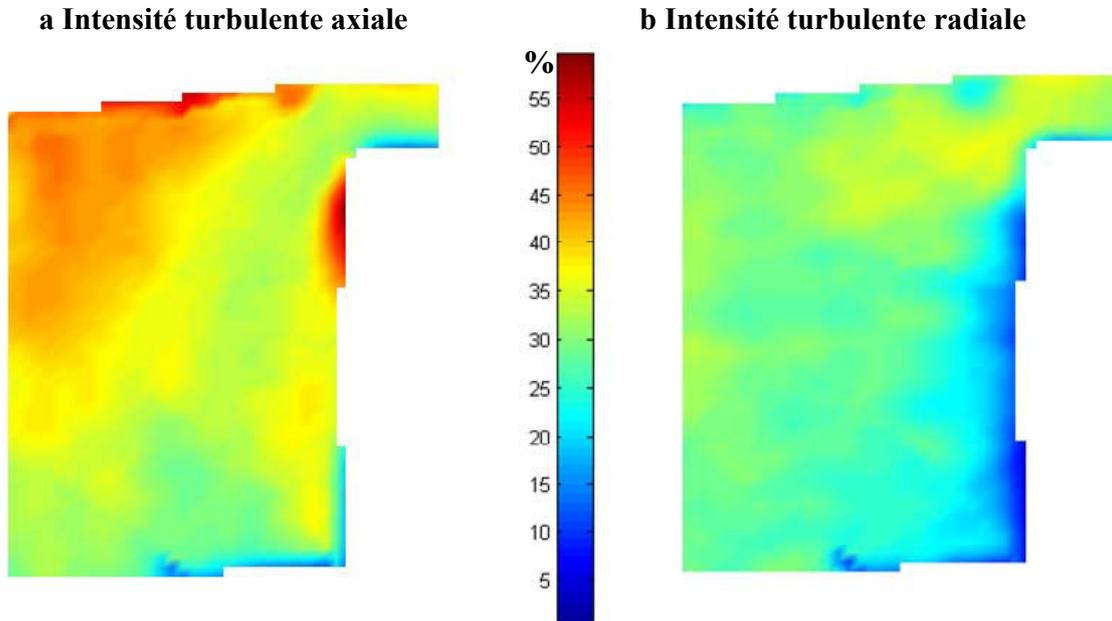


figure 92 Distributions d'intensités turbulentes axiale (a) et radiale (b) de l'écoulement (en %)

En examinant la largeur du pic d'intensité turbulente axiale sur la coupe longitudinale 1 (figure 93), nous retrouvons une taille de zone de recirculation comprise entre 25 et 30 mm soit entre 0,83 et 1 diamètre de cylindre.

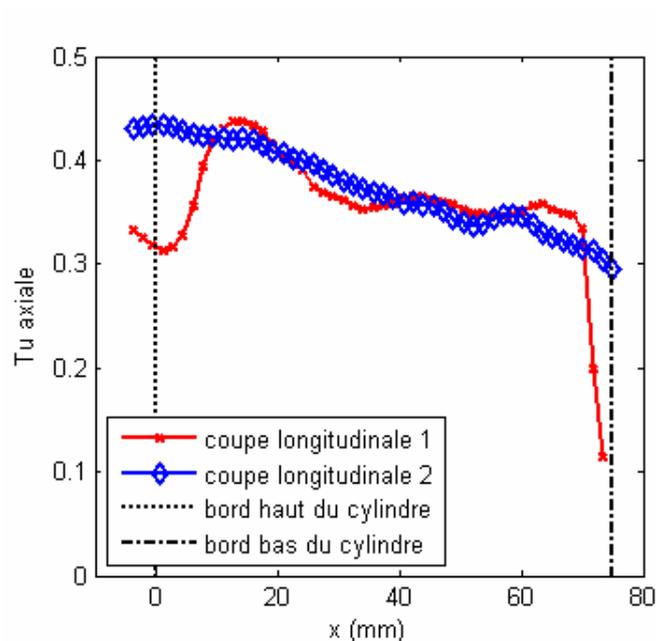


figure 93 Evolution des intensités turbulentes axiales obtenues sur les coupes longitudinales (1 et 2)

c) Comparaison des résultats obtenus dans les différentes configurations d'écoulement

Les mesures de vitesses d'écoulement ont été appliquées aux trois conditions opératoires (différents couples gaz/pression) récapitulées dans le tableau 6. L'analyse des distributions de

vitesse axiales le long des coupes transversales en entrée du domaine (figure 94 – coupe A) nous ont permis de calculer les vitesses moyennes débitantes du gaz en entrée de la cellule et ainsi le nombre de Reynolds associé aux différents écoulements (tableau 6). Les trois conditions opératoires exploitées couvrent une gamme de Reynolds allant de 10^3 à 10^4 . Ces calculs mettent en évidence une augmentation de la vitesse moyenne débitante avec le nombre de Reynolds de l'écoulement avec notamment un écart, plus marqué pour l'écoulement d'hélium à 1,2 bar, de -1 m.s^{-1} par rapport aux deux écoulements à plus fort nombre de Reynolds.

Gaz	Pression	Viscosité cinématique ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)	Vitesse moyenne débitante (m.s^{-1})	Nombre de Reynolds (dimension caractéristique : diamètre du cylindre)
Hélium	1,2 bar	$1,02.10^{-4}$	4,6	1350
Hélium	4,5 bars	$2,66.10^{-5}$	5,5	6200
Azote	1,2 bar	$1,22.10^{-5}$	5,6	13770

tableau 6 Nombre de Reynolds des trois écoulements

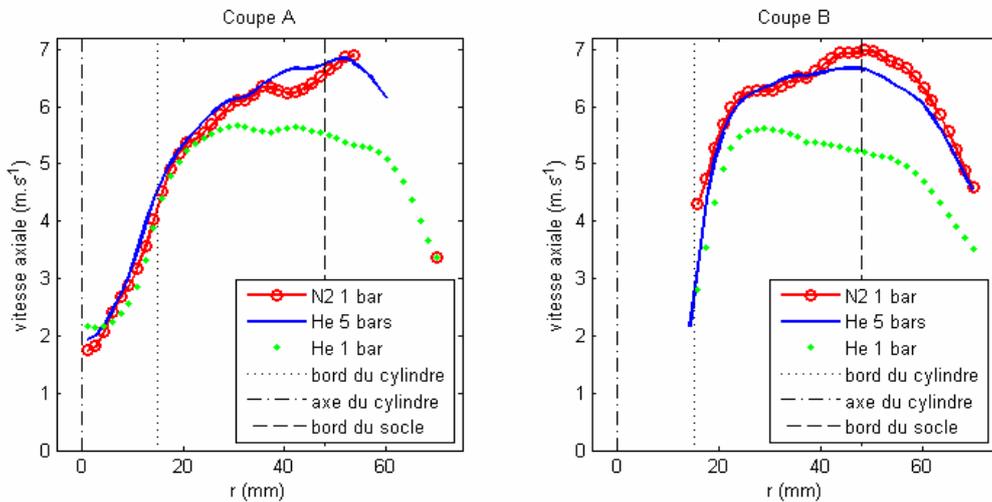


figure 94 Evolution de la norme de la vitesse et des coordonnées axiale et radiale le long des coupes transversales A et B pour les trois différents couples gaz/pression de trempe utilisés

Ce constat est surprenant puisque la vitesse constante de rotation des pales du ventilateur devait théoriquement assurer un débit volumique de gaz identique pour tous les gaz. Cette augmentation de la vitesse moyenne débitante résulte probablement de la diminution des pertes par frottement visqueux en comparaison des forces convectives (augmentation du nombre de Reynolds) à l'échelle du dispositif expérimental complet (four + cellule de trempe + circuit de recirculation du gaz et échangeur).

L'écoulement d'hélium à 1,2 bars se distingue également par une intensité turbulente plus faible (-5%) de l'écoulement (figure 95), qui engendre une diminution de la composante radiale des vitesses mesurées au niveau du bulbe de décollement de la couche limite aval de la face d'attaque du cylindre (figure 96), indiquant une zone de recirculation de largeur (suivant r) plus importante. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre D, au regard des résultats de simulation.

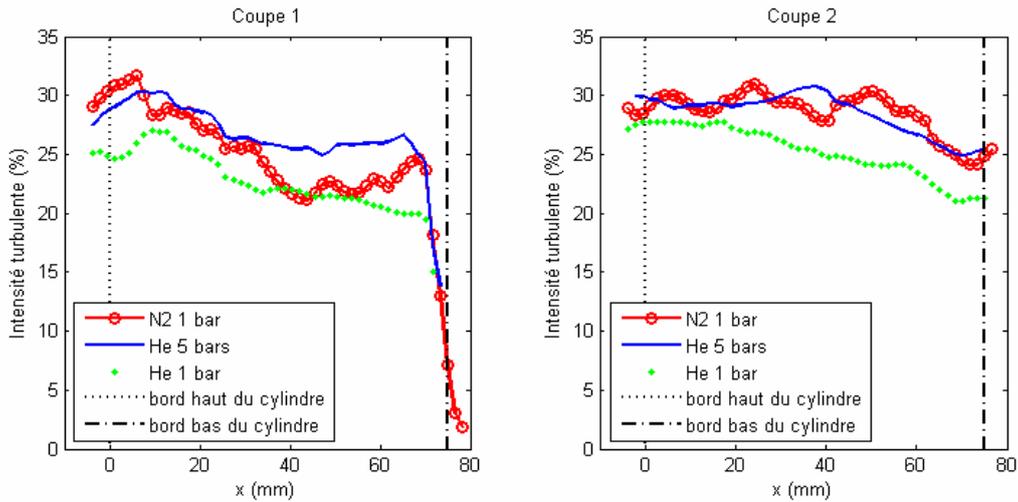


figure 95 Intensités turbulentes des différents écoulements sur les coupes longitudinales 1 et 2

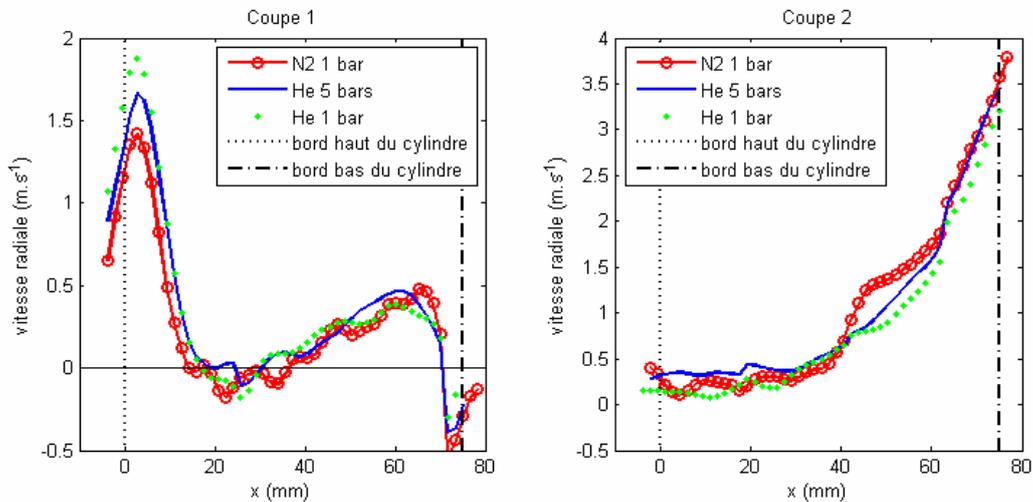


figure 96 Evolution de la norme de la vitesse et des coordonnées axiale et radiale le long des coupes longitudinales 1 et 2 pour les trois différents couples gaz/pression de trempe utilisés

C. III. Mesures en cours de trempe : vitesses du gaz à chaud et températures dans le cylindre

Les mêmes mesures d'écoulement ont été effectuées lors d'un cycle de trempe pour les trois mêmes couples gaz/pression. Les résultats présentés dans cette partie sont principalement ceux enregistrés pour une trempe à l'hélium à 4,5 bars, procurant les vitesses de refroidissement maximales.

1. Influence de la température du gaz sur les écoulements

En configuration de trempe dans le dispositif des Mines d'Albi, le gaz s'échauffe en amont, en traversant la cellule supérieure de chauffage. Afin de vérifier l'impact du chauffage du gaz sur la structure de l'écoulement autour de la pièce, les mesures de vitesses exposées au paragraphe C.II. précédent ont été reproduites. Pour ces mesures d'écoulement, la caméra a été involontairement légèrement déplacée, ce qui explique un angle de visée et une fenêtre de mesure différents des essais précédents à froid. La correction d'angle n'a hélas pas été modifiée ce qui perturbe quelque peu la comparaison des séries de mesures à chaud et à froid. L'écoulement à chaud conserve les

caractéristiques générales notées précédemment, à savoir un écoulement en jet libre principalement dirigé vers le bas avec une très faible composante radiale. Les vitesses mesurées sont homogènes dans toute l'épaisseur du jet libre, hormis en amont des obstacles, et chute au niveau de la frontière de ce jet pour atteindre des vitesses pratiquement nulles en dehors. Ce phénomène est bien visible sur les nouvelles fenêtres de mesures et confirme les observations sur les écoulements à froid indiquant la présence de cette frontière.

Si les caractéristiques des écoulements sont les mêmes, les normes des vitesses mesurées sont toutefois nettement différentes à froid et à chaud puisque le gaz froid issu de l'échangeur subit, sous l'effet des parois chaudes de la cellule supérieure, un échauffement et une expansion thermique. La vitesse du gaz augmente donc pour assurer la conservation du débit massique. La figure 97 illustre ce phénomène à différents instants de la trempe repérés par la température maximale de la pièce (900°C, 400°C, 200°C et 50°C).

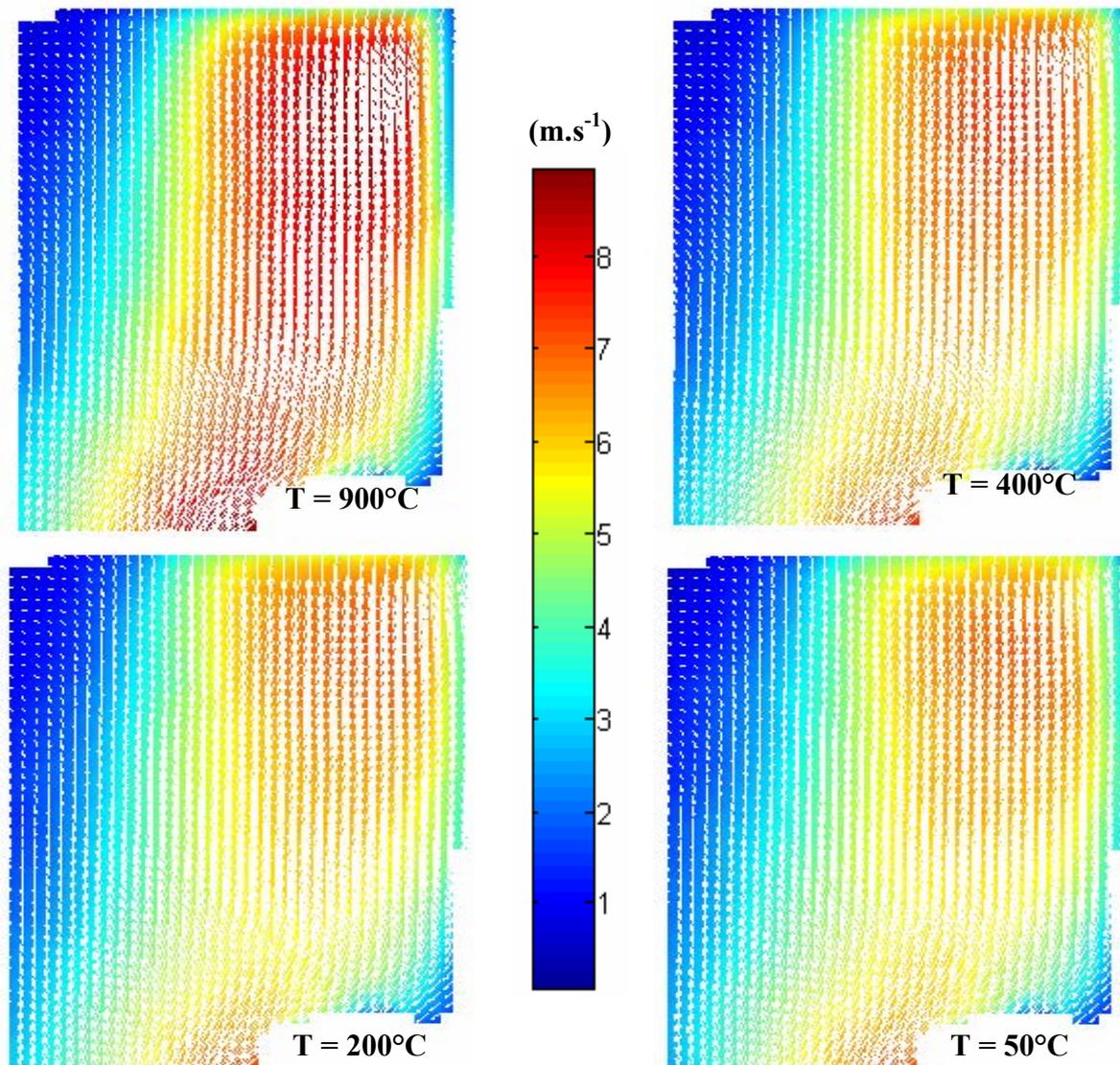


figure 97 Evolution des distributions de vitesses ($m.s^{-1}$) en fonction de la température maximale mesurée dans le cylindre (hélium 4,5 bars)

La température du gaz mesurée par thermocouple dans l'écoulement proche du socle est reportée sur la figure 98. Elle s'élève rapidement en début de trempe jusqu'à une valeur d'environ 115°C avant de chuter plus lentement. Ce refroidissement s'accompagne d'une diminution de la vitesse maximale de 9 m.s⁻¹ en début de trempe à 6,8 m.s⁻¹ en fin de trempe, valeur en bon accord avec la vitesse maximale mesurée à froid. Nous remarquerons que cette diminution est représentative de l'amplitude de variation de la vitesse maximale si l'on suppose un débit massique constant, puisque :

$$V_{\max \text{ initiale}} = \frac{T_{\max \text{ initiale}}}{T_{\max \text{ finale}}} V_{\max \text{ finale}} = 9,1 \text{ m.s}^{-1}$$

La figure 98 confirme que le débit massique \dot{m} calculé à partir de la température et de la vitesse moyenne débitante des gaz varie peu en cours de trempe. Quelques soient les conditions de trempe la diminution du débit massique en cours de trempe n'excède jamais 10% de sa valeur finale (à froid) même pour l'écoulement d'hélium à 1,2 bars au cours duquel la température du gaz atteint 220°C.

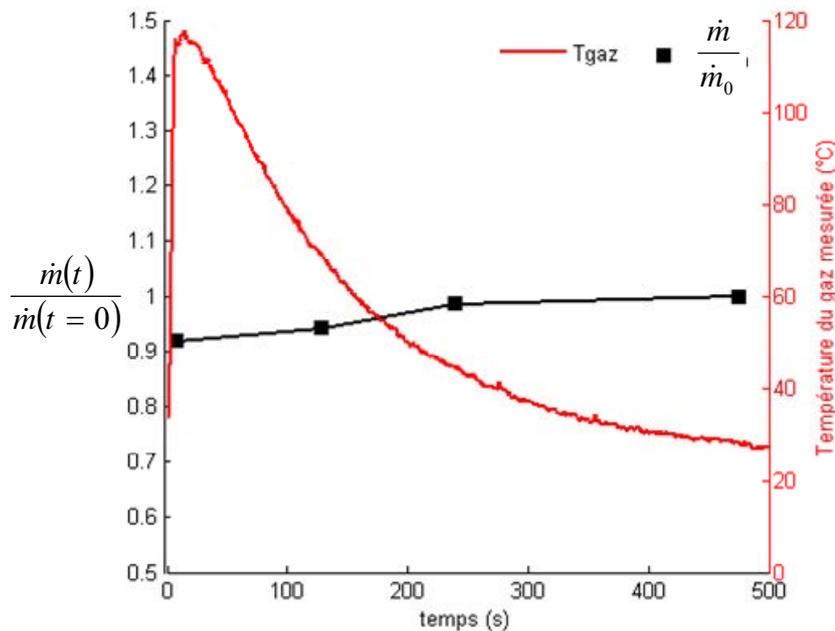


figure 98 Evolution du débit massique instantané (rapporté au débit massique à froid) calculé sur la coupe A et de la température du gaz mesurée en cours de trempe (hélium 4,5 bars)

De manière générale, l'augmentation de température du gaz ne modifie pas l'allure des distributions de vitesses axiales ou radiales comme le confirme la figure 99 et la figure 100. On note toutefois pour un écoulement d'hélium à 1,2 bar (figure 100) que la température du solide a une influence sur les vitesses juste en amont des obstacles. On remarque ainsi que plus le cylindre est chaud et plus les vitesses axiales sont faibles juste en amont du socle. Ceci est très probablement dû à des effets locaux de convection naturelle, négligeables dans la majeure partie du domaine ($Gr/Re^2 \ll 1$, ou Gr est le nombre adimensionnel de Grashof), mais qui deviennent prépondérants dans les zones où les vitesses sont faibles.

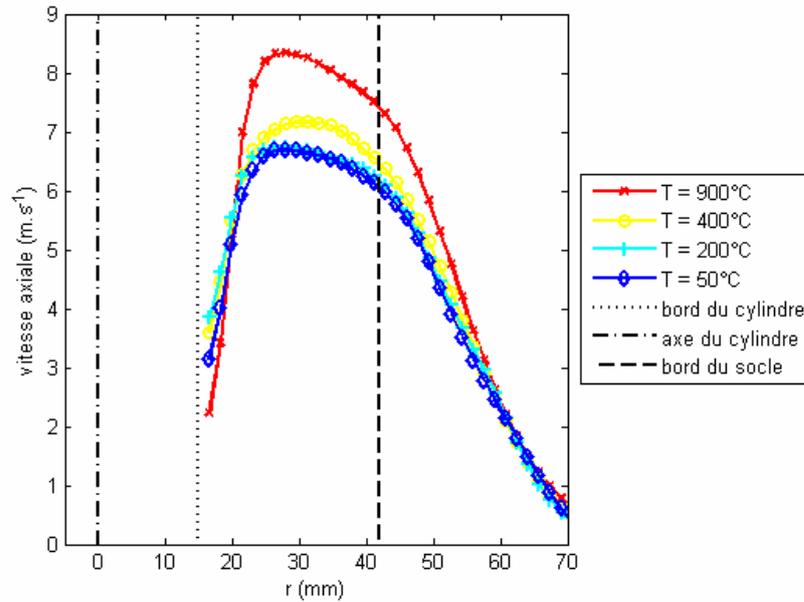


figure 99 Profils de la vitesse axiale suivant la coupe transversale B à différents instants de la trempe (indexés avec la température maximale du cylindre) pour un écoulement d'hélium à 4,5 bars

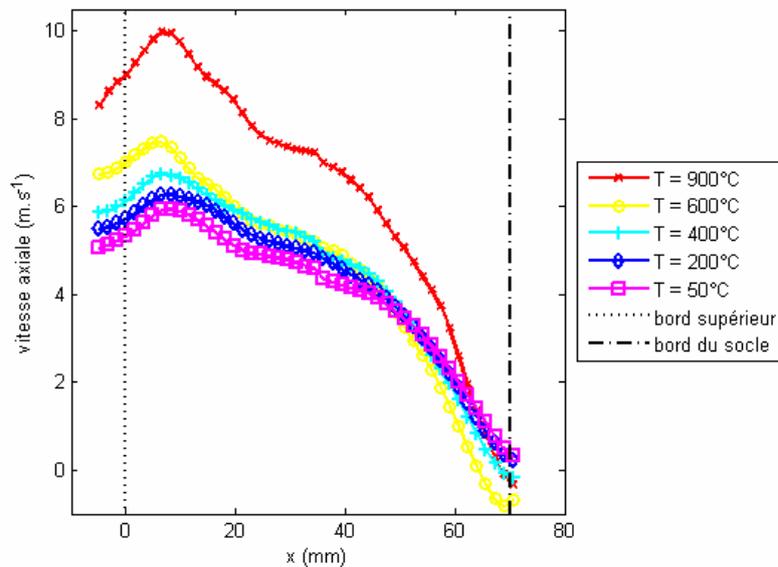


figure 100 Profils de la vitesse axiale suivant la coupe longitudinale 1 à différents instants de la trempe (indexés avec la température maximale du cylindre) pour un écoulement d'hélium à 1,2 bar

2. Evolutions thermiques de l'éprouvette

a) Conditions opératoires

La pièce en métal choisie pour les essais est un cylindre plein de 30 mm de diamètre et 80 mm de longueur. Deux matériaux ont été choisis pour la réalisation de ces éprouvettes. Le premier est le nickel pur qui offre l'avantage de ne pas subir de transformations de phases aux cours des cycles de chauffage et de trempe. Le second est l'acier 27MnCr5 dont la composition est donnée dans le tableau 7. Cet acier a déjà fait l'objet d'études antérieures au LSG2M [77]-[78], [83] et

nous disposerons ainsi de l'ensemble des données nécessaires pour les simulations numériques ultérieures.

Elément	C	Mn	Si	S	P	Cr
Fraction massique (%)	0,27	1,1 – 1,4	0,1 – 0,4	0,035	0,035	1 – 1,3

tableau 7 Composition chimique de la nuance d'acier 27MnCr5 utilisée

Afin de réduire la brillance de la surface du nickel (réflexion de la nappe laser), l'éprouvette a été oxydée à l'air pendant un cycle de chauffage de 10 heures.

Pour suivre la température de la pièce pendant un cycle de trempe, chaque éprouvette est percée de trous de différentes profondeurs et des thermocouples de type K sont introduits dans ces logements (figure 101). Les thermocouples sont insérés par le bas de l'éprouvette pour ne pas perturber l'écoulement gazeux. Du fait de la grande dureté du nickel, les trous n°3 (profondeur = 30 mm) et n°7 (profondeur = 70 mm) n'ont malheureusement pu être percés. La figure 102 montre le cylindre de nickel équipé de ses thermocouples.

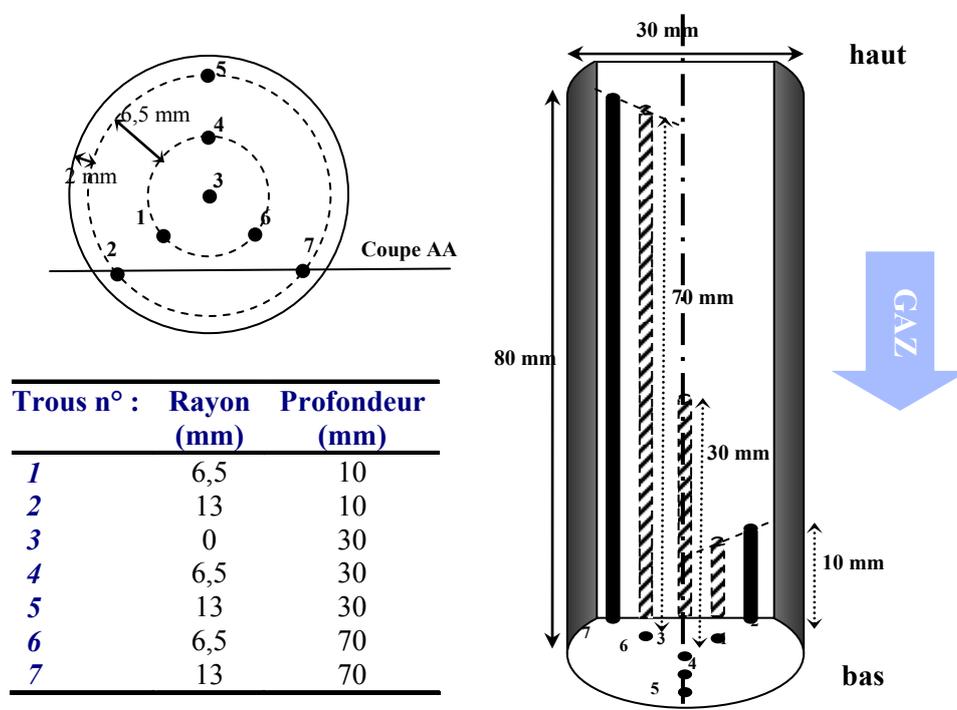


figure 101 Emplacements des thermocouples pour les mesures de température dans une éprouvette cylindrique pleine

Par ailleurs nous avons essayé d'utiliser une caméra infrarouge (IR) pour mesurer le rayonnement thermique de la pièce chauffée en cours de trempe. L'utilisation de cette caméra nécessite le changement de matière du hublot. Le quartz ne laissant pas passer les rayons IR, il a été remplacé par conséquent par un hublot en séléniure de zinc (ZnSe) poli sur ces deux faces dont la transmission est de 77% pour des rayonnements IR de longueurs d'ondes comprises entre 8 et 10 μm (rayonnements mesurés par la caméra IR).

Cette dernière méthode n'a toutefois pas été retenue pour la présentation des résultats. En effet, un rayonnement important provenant du four, situé juste au-dessus de l'éprouvette, est réfléchi et perturbe fortement les mesures de températures réelles de la surface de l'éprouvette.

Les éprouvettes ont été chauffées jusqu'à 930°C et maintenues à cette température pendant 40 min. Cette température et cette durée correspondent aux conditions d'austénitisation de l'acier 27MnCr5.



figure 102 Photographie d'un cylindre équipé de thermocouples

b) Comportement thermique des éprouvettes en Nickel

Pour les deux refroidissements les plus lents, à l'hélium et à l'azote 1,2 bar (figure 103 et figure 104 respectivement), les gradients thermiques enregistrés dans l'éprouvette en nickel sont faibles (maximum 30°C d'écart entre le point le plus chaud et le point le plus froid mesuré). Nous observons également que ces gradients sont tout à fait négligeables dans la direction radiale. Etant donné toutefois que le thermocouple n°7 n'a pas pu être installé, nous ne pouvons pas conclure quant à l'absence de gradients radiaux au niveau de la surface supérieure du cylindre.

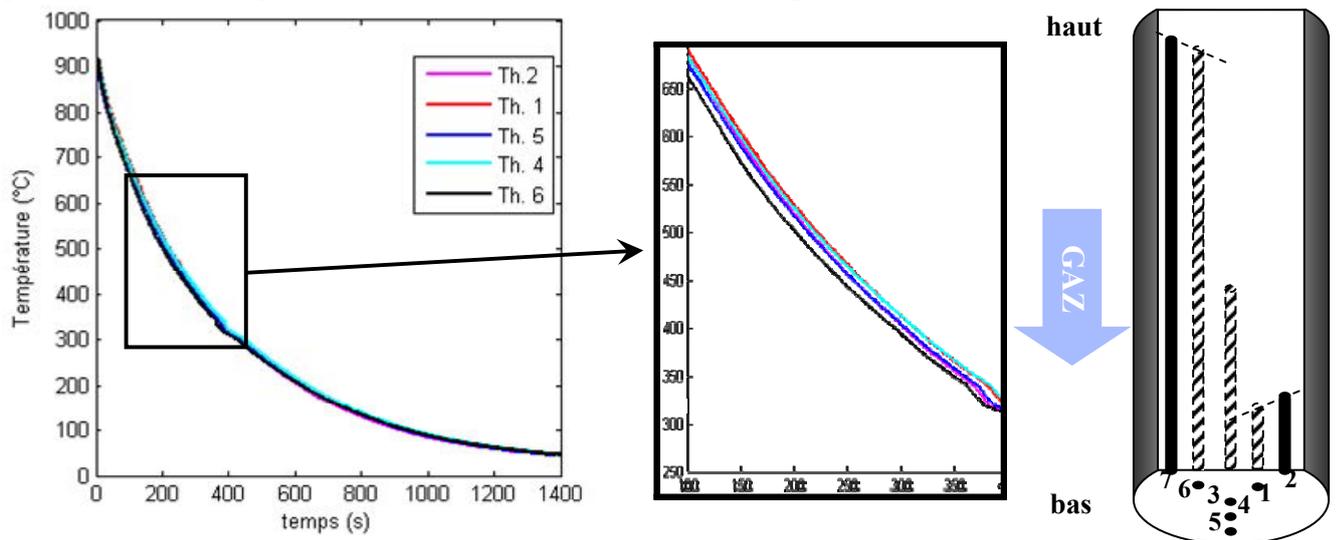


figure 103 Evolutions de température mesurées dans un cylindre en nickel trempé à l'azote à 1,2 bar

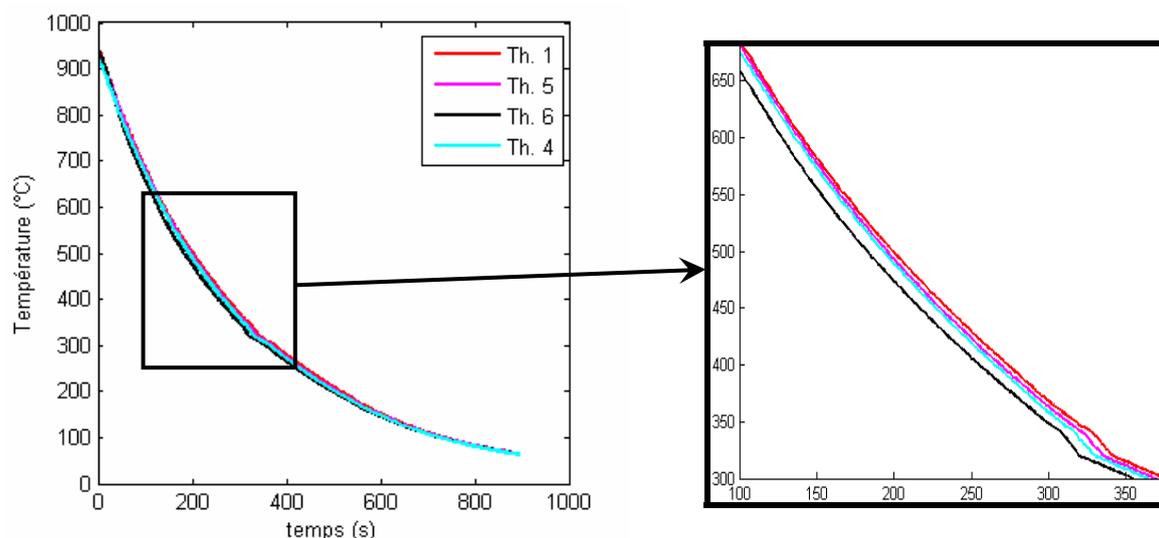


figure 104 Evolutions de température mesurées dans un cylindre en nickel trempé à l'hélium à 1,2 bar

Dans le cas de la trempe à l'hélium 4,5 bars (figure 105), si les gradients radiaux demeurent pratiquement nuls les différences de températures selon la hauteur du cylindre atteignent 60°C. Il faut souligner que seule la cinétique de refroidissement mesurée avec le thermocouple n°6 diffère significativement des autres.

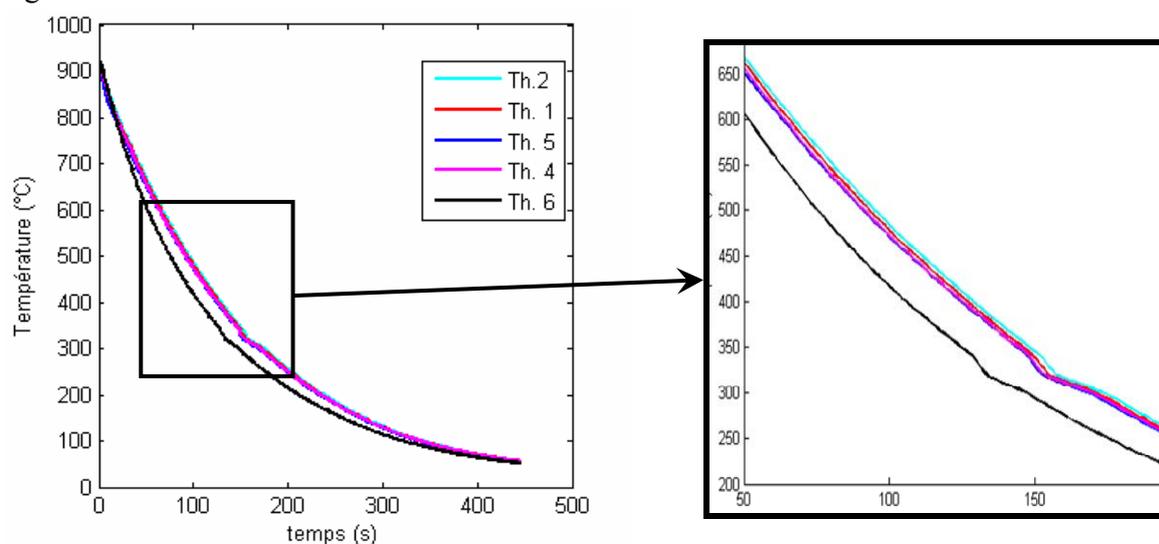


figure 105 Evolutions de température mesurées dans un cylindre de nickel trempé à l'hélium à 4,5 bars

La comparaison des cinétiques de refroidissement (figure 106) pour ces trois conditions opératoires ne révèle pas d'effet sensible du gaz puisque les vitesses de refroidissement sont proches pour l'azote et l'hélium à 1,2 bar (1,7°C/s et respectivement 1,9°C/s dans le domaine de température 900°C - 300°C). Une vitesse de trempe supérieure est obtenue lorsque la pression d'hélium est portée à 4,5 bars (4°C/s)¹.

¹ Nota Bene : le léger « accident » enregistré dans toutes les courbes d'évolution de température aux alentours de 320°C est dû à un dysfonctionnement ponctuel de la chaîne d'acquisition des mesures.

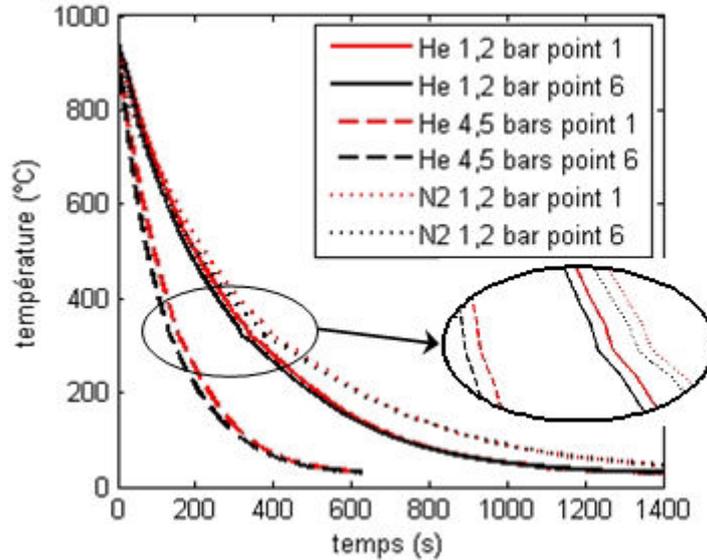


figure 106 Comparisons des cinétiques de refroidissements mesurées par les thermocouples 1 et 6 dans un cylindre en nickel pour les trois différentes conditions de trempe

c) Comportement thermique des éprouvettes en 27MnCr5

Comme pour l'éprouvette de nickel, les gradients obtenus pour une trempe à l'azote à 1,2 bar (figure 107) sont pratiquement nuls. L'écart maximal constaté est ici de 20°C. La vitesse de refroidissement mesurée entre 900°C et 300°C est d'une valeur de 1,3°C/s comparable à celle obtenue pour le nickel. Nous notons des ralentissements sur les thermogrammes du refroidissement qui correspondent vraisemblablement à des transformations de phase. En effet, le diagramme TRC de l'acier [83] indique que pour une cinétique de refroidissement voisine, il se produit une transformation ferritique vers 650°C puis une transformation bainitique vers 450°C.

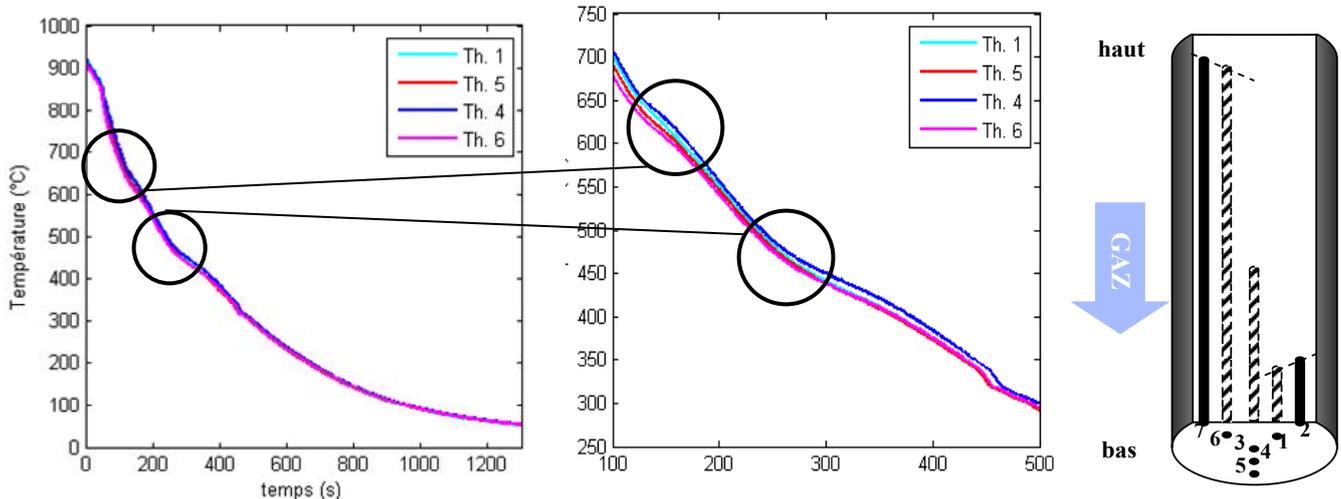


figure 107 Evolutions de température mesurées dans un cylindre en acier 27MnCr5 trempé à l'azote à 1,2 bar

Dans le cas d'une trempe à l'hélium 4,5 bars les gradients thermiques observés sont plus importants (figure 108). Là encore, les gradients sont essentiellement longitudinaux (l'écart de température entre les thermocouples 7 et 1 dépasse 100°C), tandis que les gradients radiaux à cœur sont pratiquement nuls (thermocouples 1 et 3). Pour cette expérience, les thermocouples 6 et 7 ont pu être installés près de la surface supérieure du cylindre, et nous avons enregistré des

gradients thermiques radiaux relativement importants (écart de température de l'ordre de 80 °C entre les thermocouples 6 et 7). Les vitesses de refroidissement entre 900°C et 300°C varient entre 3,2°C/s et 4,1°C/s. Ces valeurs sont à nouveau comparables à celles obtenues pour l'éprouvette en nickel. Nous notons aussi un ralentissement du refroidissement vers 500°C, plus marqué lorsque le refroidissement est plus lent (thermocouples 1, 3 et 5), et qui est probablement provoqué par une transformation bainitique. Le refroidissement étant plus rapide que pour la trempe à l'azote à 1,2 bar, la transformation ferritique est moins importante comme le confirmera l'analyse microstructurale et ne donne donc pas lieu à un effet thermique visible. On peut s'attendre aussi à une présence de martensite pour les refroidissements les plus rapides, en particulier dans le haut du cylindre (thermocouples 6 et 7).

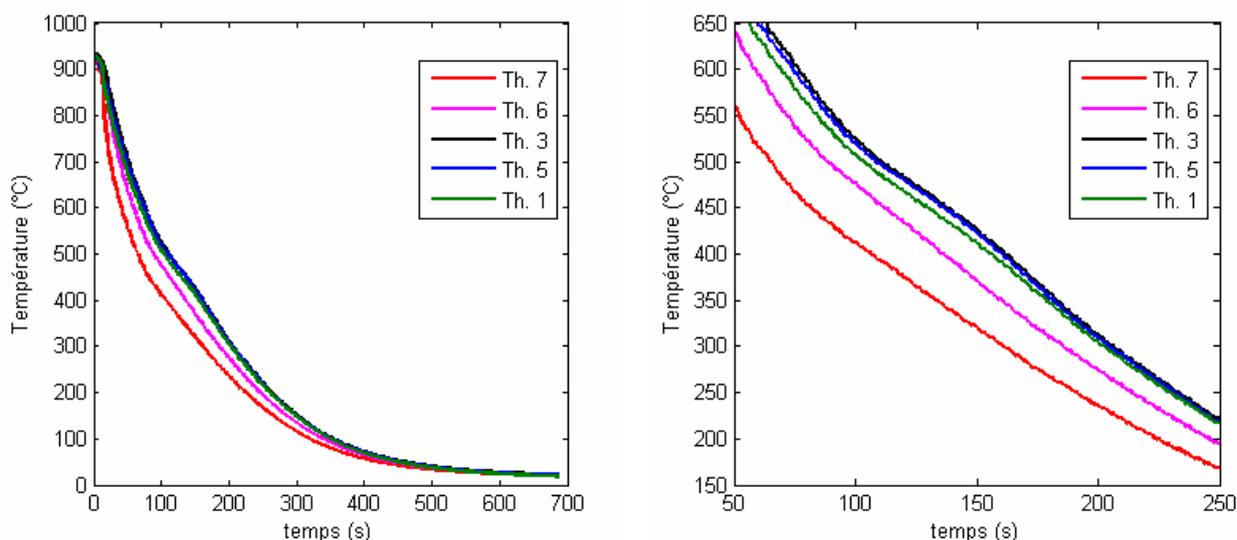


figure 108 Evolutions de température mesurées dans un cylindre en acier 27MnCr5 trempé à l'hélium à 4,5 bars

Des analyses microstructurales par microscopie optique ont été effectués à l'Ecole des Mines d'Albi sur les cylindres trempés pour différentes sections (correspondant aux sections où ont été positionnés les thermocouples plus une section intermédiaire), à cœur et à proximité de la surface comme indiqué sur la figure 109 et la figure 110.

Dans le cas de la trempe à l'hélium à 4,5 bars la figure 109 révèle une structure composée de bainite (voire de martensite) et de ferrite présente en plus forte quantité à cœur et dans le bas du cylindre (la ferrite apparaît sous la forme de grains sensiblement équiaxes blancs). Ce gradient de microstructure longitudinal est bien corroboré par le profil de dureté longitudinal à cœur du cylindre (figure 111) : la dureté est sensiblement constante dans la partie inférieure du cylindre sur 30 mm de hauteur (environ 285 HV) alors qu'elle augmente pour atteindre 320 HV dans la partie supérieure.

Dans le cas de la trempe à l'azote 1,2 bar comme attendu, les quantités de ferrite sont beaucoup plus importantes et nous retrouvons aussi des plages de bainite.

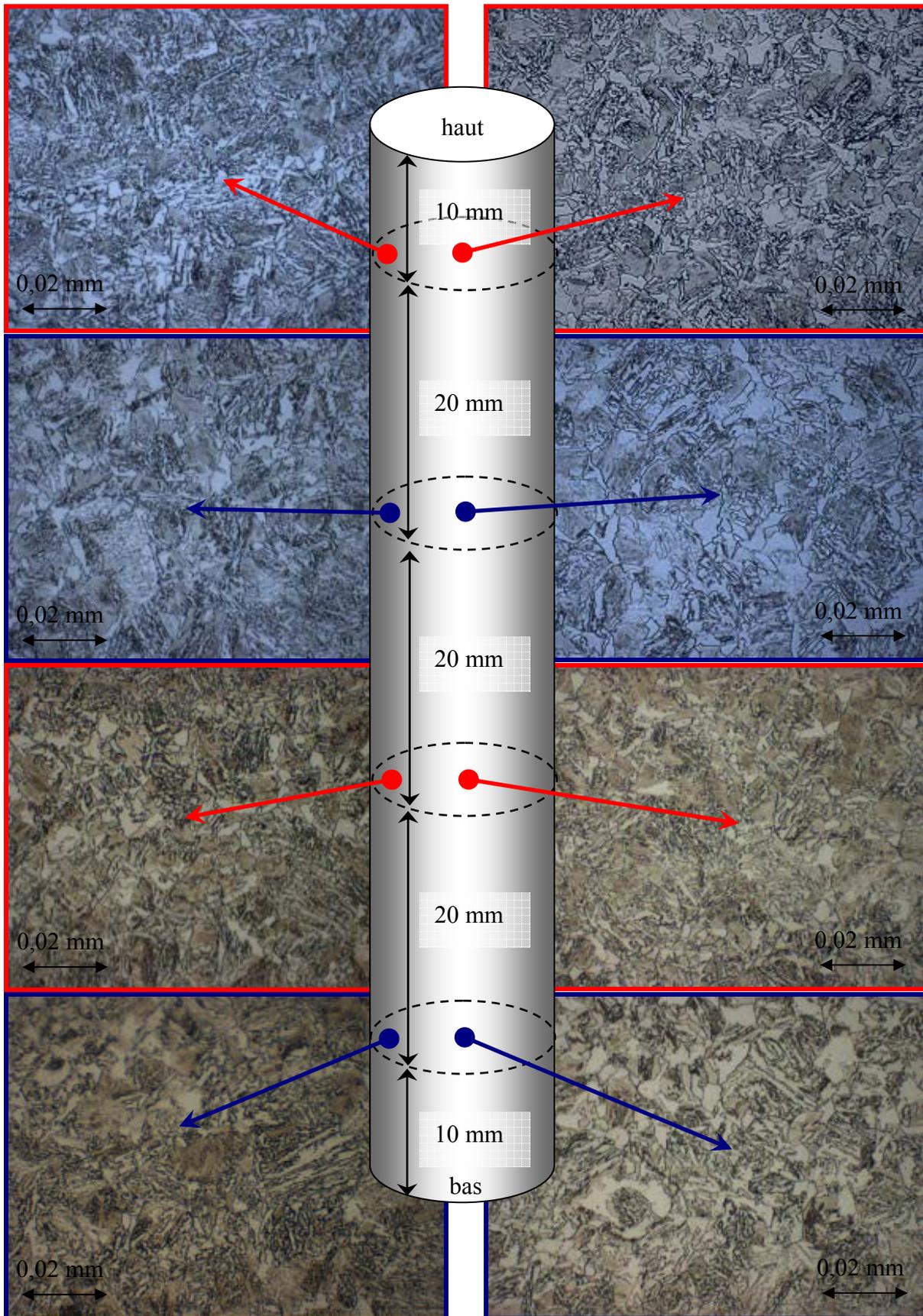


figure 109 Microstructure du 27MnCr5 trempé à l'hélium 4,5 bars

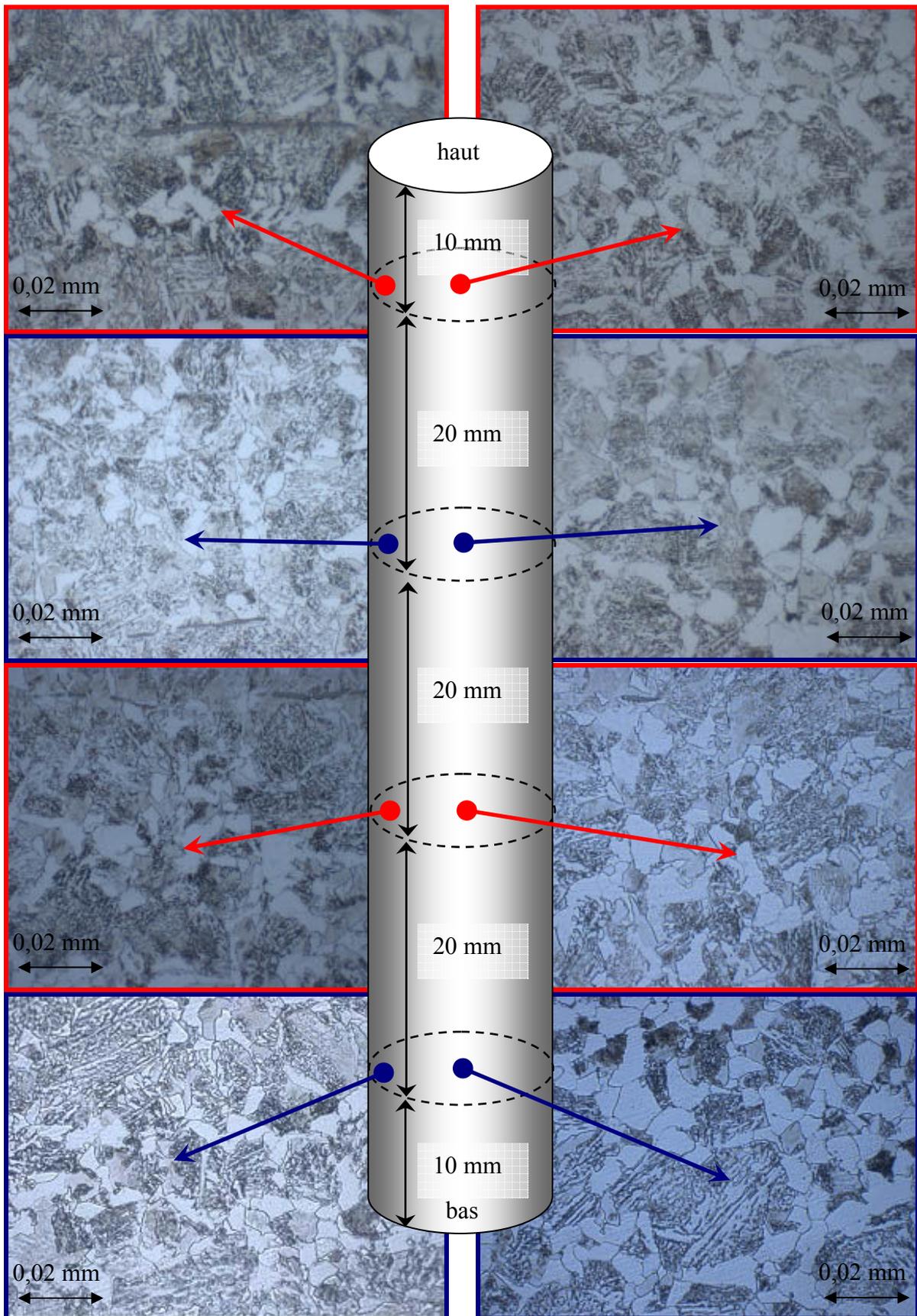


figure 110 Microstructure du 27MnCr5 trempé à l'azote 1,2 bar

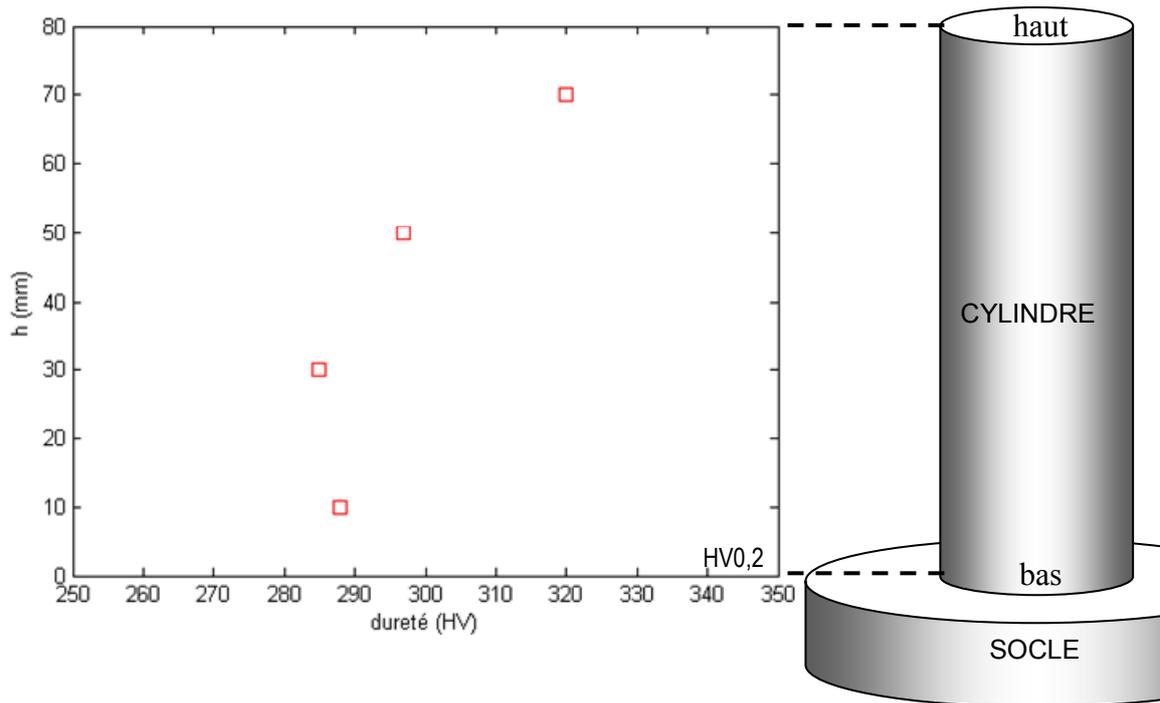


figure 111 Evolution de la dureté mesurée à cœur du cylindre le long de son axe

C. IV. Mesures de déformations en cours de trempe

1. Vision monoculaire et analyse d'images

Les variations de formes d'un échantillon axisymétrique peuvent être suivies par vision monoculaire en appliquant une méthode de détection de contour sur les images obtenues. Une caméra numérique avec une résolution de 1280x1024 pixels est utilisée pour l'enregistrement des images pendant le refroidissement. Cette caméra est équipée d'un objectif de 60 mm et reliée à un PC par une carte d'acquisition. Ainsi, les images numériques prises pendant le refroidissement sont traitées grâce à un algorithme permettant de définir le diamètre apparent. Le logiciel utilisé pour développer cette application est Aphélon V3.2. Le principe de l'algorithme de détection de contour est présenté sur la figure 112. Les images obtenues avec la caméra CCD (figure 112a) sont traitées ligne par ligne. Pour chaque ligne horizontale, notée u , une ligne de niveaux de gris permet de définir les transitions entre l'échantillon et la zone de trempe. Les positions de ces deux transitions sont localisées en déterminant, avec une précision sub-pixel, l'endroit où la dérivée seconde de la courbe de niveau de gris vaut zéro (figure 112b). La distance entre ces deux transitions permet de calculer le diamètre apparent de l'échantillon pour chaque ligne horizontale de l'image. Ainsi, en répétant cet algorithme pour chaque ligne u de l'image, il est possible d'obtenir l'évolution du diamètre apparent de la pièce tout au long de l'axe vertical, $Da(x)$. La fonction $Da(x)$ peut être assimilée au profil de l'échantillon.

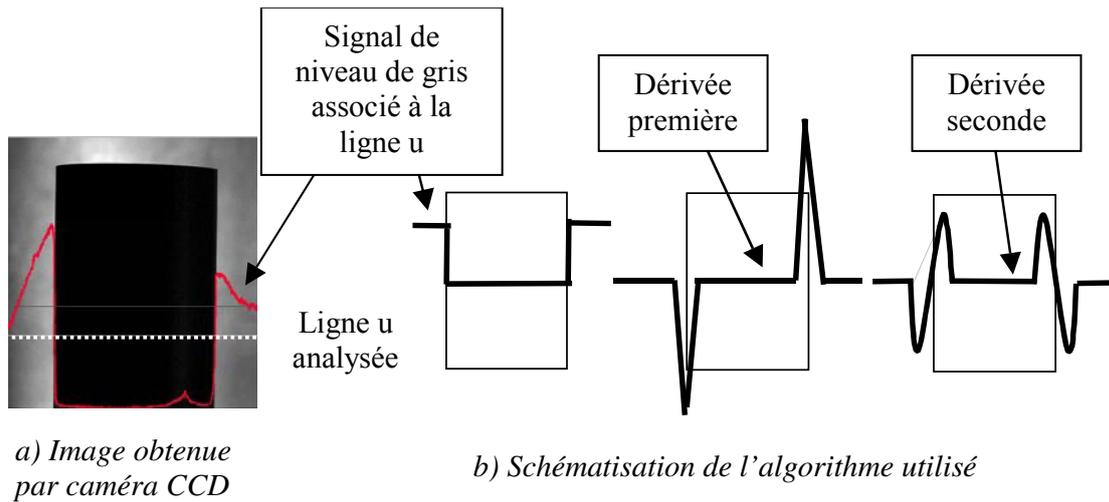


figure 112 Principe de l'algorithme de détection de contours

Les valeurs numériques obtenues avec l'algorithme de détection de contour sont celles du diamètre apparent D_a données en pixels, unités dépendant de la caméra CCD utilisée et de la position de cette caméra vis-à-vis de l'échantillon. Le plan focal de la caméra peut ne pas être exactement parallèle à l'axe vertical de l'échantillon et cette erreur peut induire une déformation de l'image comme illustrée sur la figure 113. La compensation de cette déformation est possible en calibrant le système optique utilisé.

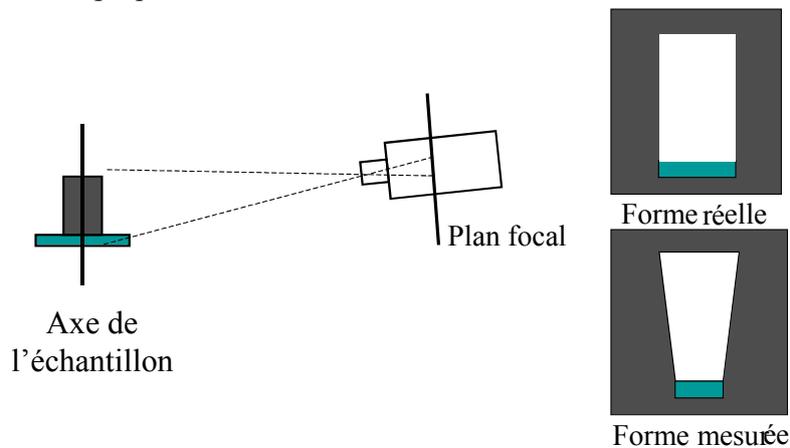


figure 113 Mauvaise position de la caméra entraînant une distorsion de l'image

La procédure suivante est utilisée pour définir le diamètre réel de l'échantillon $D(x)$ exprimé en millimètres comme fonction du diamètre apparent $D_a(x)$:

- mesure par palpeur mécanique de l'échantillon avec une précision $\pm 1\mu\text{m}$,
- détermination d'une courbe de calibration en définissant un facteur de conversion c entre pixels et millimètre qui intègre les corrections de distorsions d'images (figure 114 et figure 115) tout au long de l'axe vertical (cette calibration a été faite sur l'éprouvette creuse à sections variables qui a été utilisée dans cette partie de l'étude et dont nous précisons les dimensions dans le paragraphe C.IV.2),
- conversion des mesures optiques in-situ exprimées en pixels en profil de l'échantillon exprimé en millimètres.

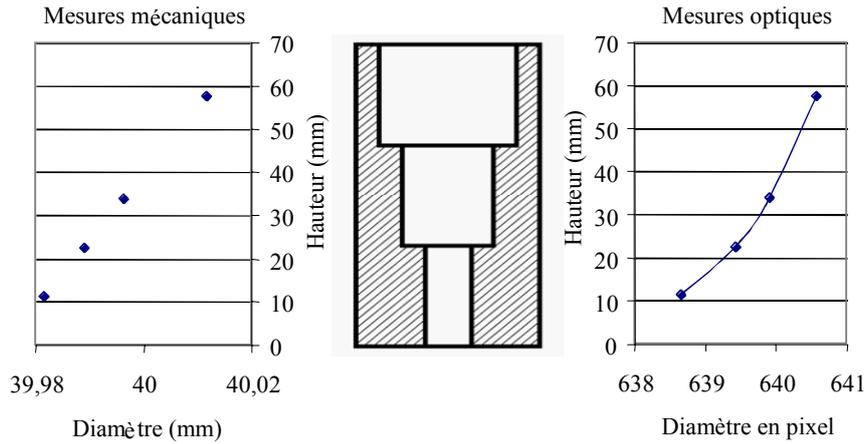


figure 114 Exemple de comparaison entre mesure par palpeur mécanique et mesure optique sans contact

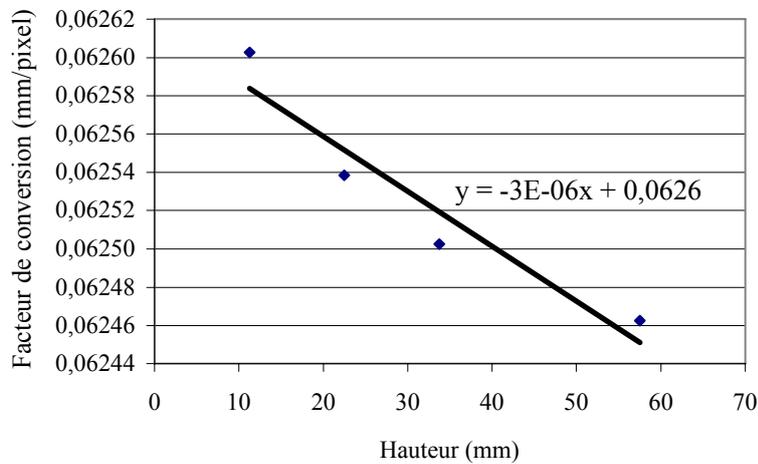


figure 115 Exemple d'évolution du facteur de conversion en fonction de la hauteur de la pièce (dans cet exemple, 1 pixel équivaut à environ 62,58 microns à une hauteur de 10mm et à environ 62,44 microns à une hauteur de 60 mm))

La qualité des images en termes de contraste et de brillance dépend fortement de l'éclairage appliqué. L'annexe A1 rapporte les différentes techniques qui peuvent être utilisées. Les mesures présentées dans le chapitre suivant ont été réalisées par ombroscopie.

2. Cas d'une éprouvette en acier 27MnCr5 : évolutions de températures et des déformations en cours de trempe

Afin d'exacerber le mécanisme de déformation une éprouvette creuse à sections variables (figure 116) est adoptée comme lors des études antérieures effectuées à l'Ecole des Mines d'Albi [69]. Le diamètre extérieur de l'éprouvette est porté ici à 40 mm, tandis que la hauteur est de 70 mm. Le protocole expérimental pour la trempe est identique à celui appliqué dans le cas de cylindres pleins et le gaz utilisé est de l'hélium à 4,5 bars.

a) Mesures de températures

Comme dans le cas des éprouvettes pleines, des mesures de température ont été effectuées au moyen de thermocouples disposés au sein de trous percés au préalable. Afin de ne pas perturber les mesures de déformations, le nombre de thermocouples a toutefois dû être réduit. La position

des 4 points de mesure est précisée sur la figure 116. Il a été choisi de disposer d'au moins une mesure pour chaque section de l'éprouvette.

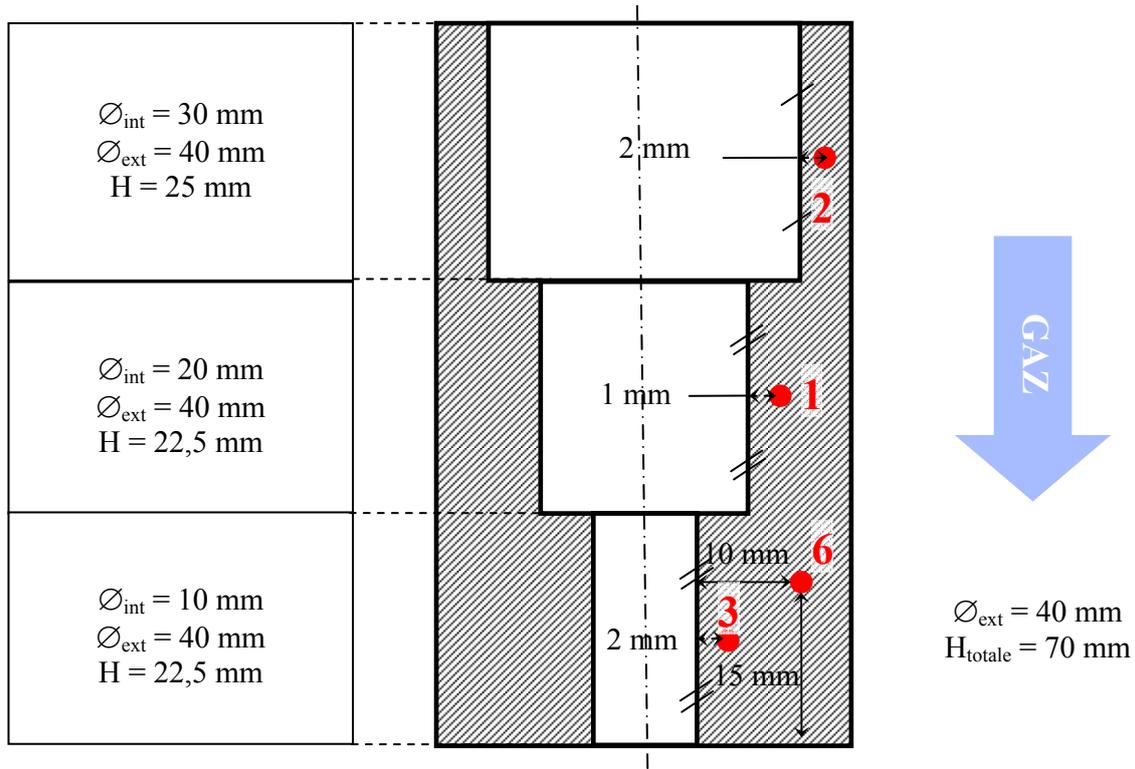


figure 116 Disposition des points de mesures de températures par thermocouples au sein de l'éprouvette creuse

Les résultats de ces mesures sont portés sur la figure 117. L'évolution de température du gaz au sein de la cellule a également été mesurée au cours de ces essais et montre sans surprise une grande similitude avec les mesures de températures de gaz effectuées pour une éprouvette pleine trempée à l'hélium à 4,5 bars, puisque l'effet de la géométrie de l'échantillon sur la température du gaz peut être jugé négligeable.

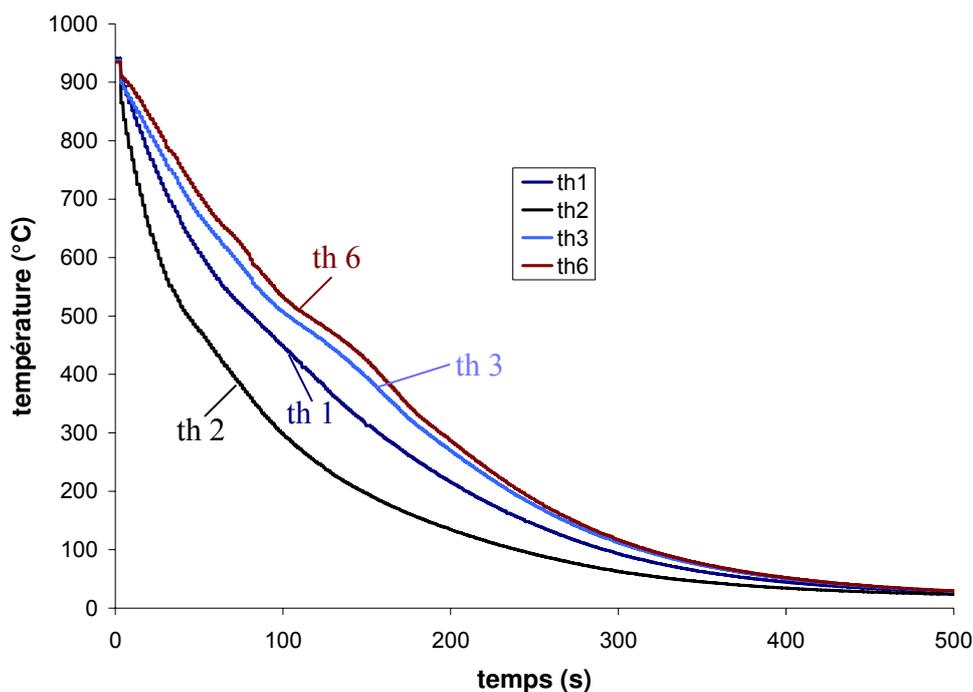


figure 117 Evolutions de températures au sein de l'éprouvette creuse (refroidie à l'hélium 4,5 bar)

Les mesures soulignent la présence d'un gradient longitudinal de température important (figure 117). Il est en effet logiquement plus prononcé que dans le cas de l'éprouvette pleine du fait de la variation de l'épaisseur selon la hauteur.

Le thermocouple 2 positionné le plus en amont et dans une faible épaisseur d'acier connaît une vitesse de trempe qui atteint 8 °C/s, soit le double de la valeur obtenue pour une éprouvette pleine dans les mêmes conditions. Comme précédemment, nous notons un effet thermique vers 500°C lié aux transformations de phase, qui est plus marqué lorsque le refroidissement est plus lent (thermocouples 6 et 3) et qui peut être relié à une transformation bainitique. On s'attend aussi à une transformation martensitique qui doit se produire vers 360°C (d'après le diagramme TRC de l'acier), en particulier pour les refroidissements les plus rapides (thermocouples 2 et 1).

b) Mesures de déformations

La figure 118 montre l'évolution du diamètre de l'éprouvette sur toute sa hauteur en cours de trempe. Les mesures brutes sont reportées, c'est-à-dire que nous n'avons pas effectué de lissage des résultats d'une part et que le diamètre initial de la pièce n'a pas été retranché à l'ensemble des mesures (pour faire apparaître la variation de diamètre).

La comparaison de la mesure de référence (courbe noire) effectuée avant traitement thermique de la pièce et de la mesure obtenue 1s après le début de la trempe (courbe rouge « 1s »), marqué par la fin du remplissage de la cellule en gaz, fait apparaître une augmentation de volume homogène de la pièce, qui est probablement essentiellement d'origine thermique. Dans les premiers instants de trempe, on constate une diminution du diamètre extérieur de la pièce, plus rapide dans les parties de l'éprouvette se refroidissant plus rapidement, comme la partie supérieure de l'éprouvette d'épaisseur plus faible (comparaison courbe « 1s » et « 13s »). L'enveloppe externe du cylindre prend alors une forme convexe, qui a ensuite tendance à disparaître, 44s après le début de la trempe. On peut penser, si on se réfère aux analyses

thermiques précédentes, que la transformation bainitique doit avoir commencé dans la partie supérieure de l'éprouvette, engendrant ainsi un changement de volume. En conséquence, le diamètre de la section supérieure de l'éprouvette augmente, compensant la déformation des premiers instants de trempe (44s).

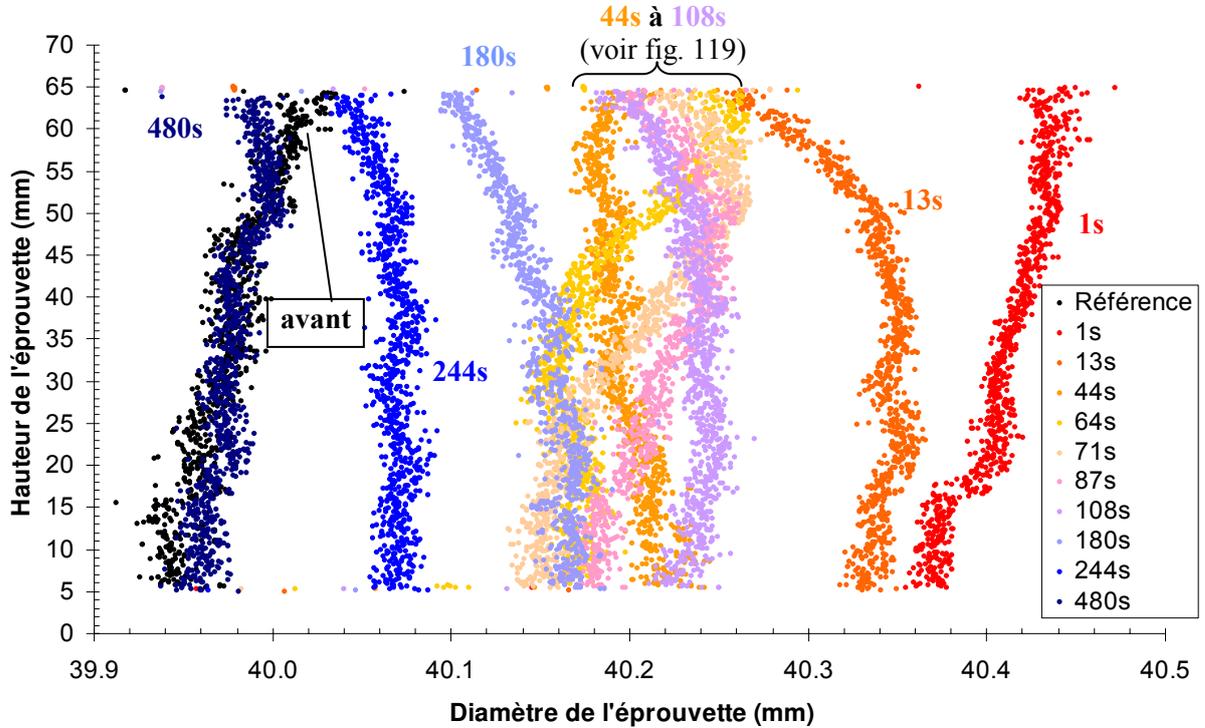


figure 118 Evolution du diamètre de l'éprouvette creuse sur toute sa hauteur en cours de trempe (en noir le diamètre de l'éprouvette avant traitement thermique)

La figure 119 précise l'évolution du profil (lissé ici pour plus de lisibilité) de l'éprouvette entre 44s et 180s après le début de la trempe. Durant cette période, la transformation bainitique, probablement suivie d'une transformation martensitique, va progresser du haut vers le bas de l'éprouvette donnant lieu à une augmentation du diamètre (entre 64 et 108s). Il est notable que dans la partie supérieure de l'éprouvette, dès 64s, on observe à nouveau une diminution de diamètre qui est probablement d'origine thermique. On peut penser qu'à 108s les transformations sont pratiquement terminées et qu'au-delà, l'effet de la contraction thermique redevient prédominant. L'enveloppe de l'éprouvette reprend ainsi une forme convexe. En fin de trempe, le diamètre de l'éprouvette redevient très comparable au diamètre avant traitement thermique, mais est néanmoins plus faible dans la partie supérieure du cylindre (figure 118). La bonne concordance des mesures optiques par caméra CCD avec les mesures mécaniques effectuées avant et après traitement thermique (figure 120) conforte la qualité des mesures optiques.

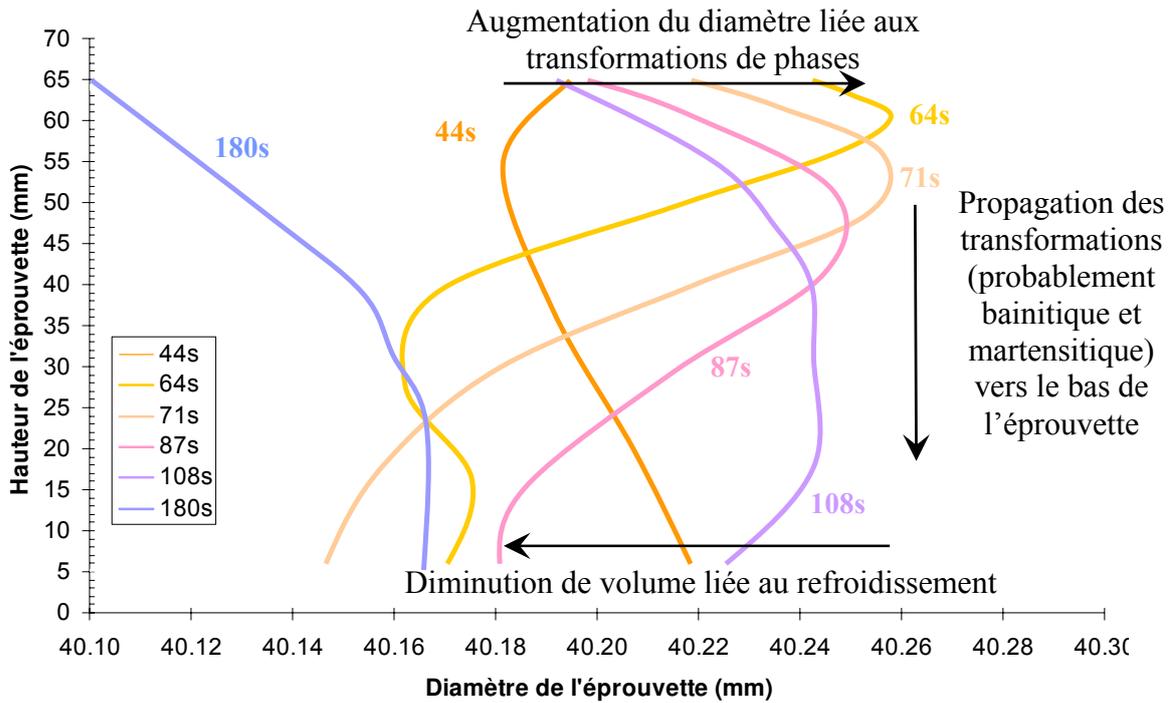


figure 119 Effet de la transformation de phase (probablement bainitique) sur l'évolution du diamètre de l'éprouvette creuse sur toute sa hauteur

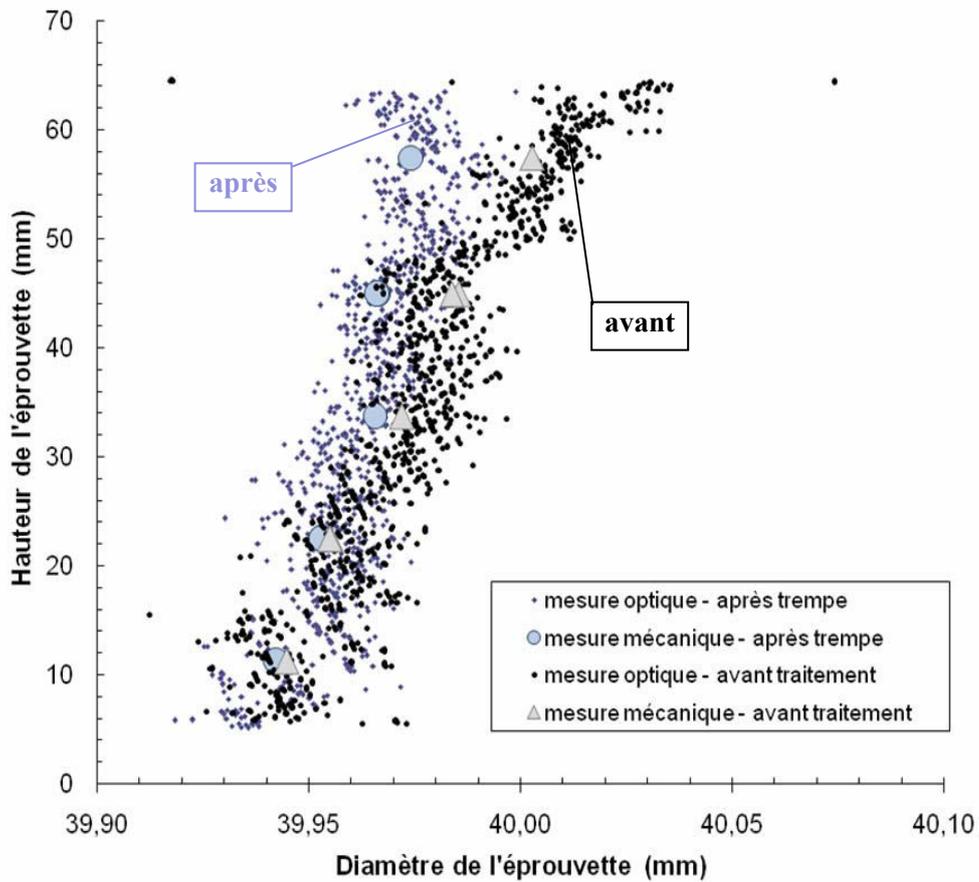


figure 120 Comparaison des mesures de diamètres de l'éprouvette sur toute sa hauteur par méthode optique (caméra CCD) et mécanique

Nous avons aussi reporté les évolutions temporelles du diamètre pour différentes sections de l'éprouvette sur la figure 121. Elles confirment d'une part la présence d'une augmentation importante du diamètre, probablement au moment des transformations bainitique et martensitique et, d'autre part que ces déformations ont lieu d'abord dans la partie haute de l'éprouvette (pour ce tracé, les valeurs du diamètre ont été moyennées sur 16 points de mesure, ce qui correspond à une zone de moins de 1 mm de hauteur, afin de réduire les variations aléatoires non significatives due à l'incertitude de mesure).

Nous notons également qu'une augmentation homogène du diamètre lors de l'étape de chauffage de la pièce se mesure sur ce graphique ; elle est évaluée à environ 0,43 mm pour une augmentation de température de 20°C à 920°C. Cette augmentation de volume correspond à un coefficient de dilatation moyen de $1,19 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (proche du coefficient de dilatation thermique de la microstructure initiale de l'acier).

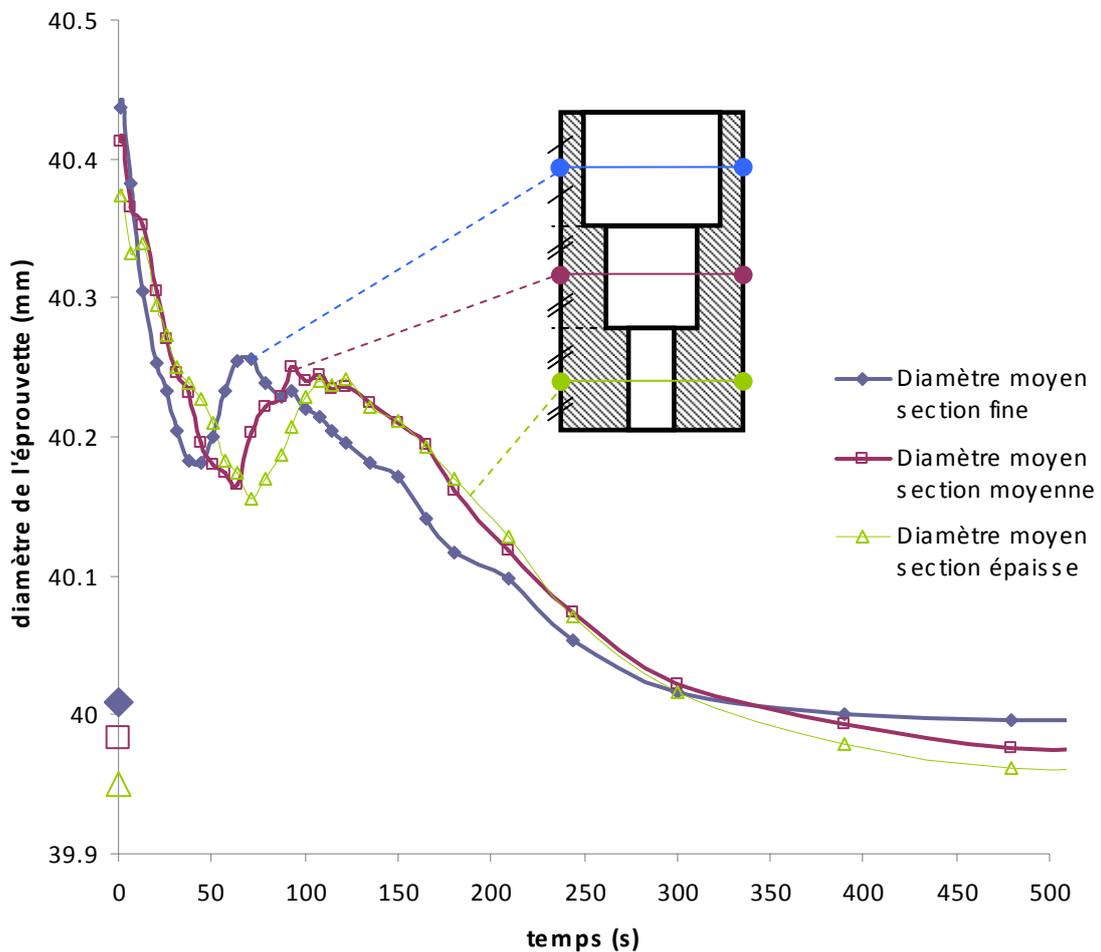


figure 121 Evolution temporelle du diamètre de l'éprouvette creuse au niveau des points médians des trois sections d'épaisseurs différentes

Même si les résultats expérimentaux permettent déjà de faire une première analyse des évolutions de la déformation en relation avec les vitesses de refroidissement et les transformations de phases, la simulation numérique est nécessaire pour interpréter plus en détail ces résultats, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Chapitre D Confrontation des résultats expérimentaux et de simulations numériques

La confrontation des résultats expérimentaux aux calculs numériques a été menée dans la même logique de progression par étapes que la construction du modèle et de la campagne de mesures, afin d'analyser successivement les différentes sources d'écart entre l'expérience et la simulation. Nous avons donc considéré dans la première partie de ce chapitre des écoulements gazeux isothermes (à température ambiante) autour d'une éprouvette cylindrique pour isoler les phénomènes liés à la mécanique des fluides. Dans la deuxième partie, un cycle de traitement thermique (chauffage + trempe) a été appliqué à l'éprouvette. Dans un premier temps, cette éprouvette est en nickel (pas de transformation de phases) et son comportement thermique ainsi que son impact sur l'écoulement gazeux sont analysés dans différentes conditions de trempe (nature de gaz et pression). Ensuite, les résultats de simulation de la trempe d'un cylindre plein en acier 27MnCr5 prenant en compte les transformations de phases sont mis en regard des observations métallographiques et des mesures de duretés. Dans la troisième et dernière partie de ce chapitre, une modélisation globale du processus de trempe gazeuse, allant du calcul de l'écoulement aux déformations et contraintes, est proposée et confrontée aux résultats expérimentaux, notamment de déformations in situ pour un cylindre creux en acier 27MnCr5.

D. I. Modélisation des écoulements de gaz au sein de la cellule de trempe expérimentale à température ambiante

1. Hypothèses et définition du domaine de calcul

Dans un premier temps, des simulations d'écoulement isotherme (température ambiante) en régime permanent ont été réalisées à l'aide du code de calcul Fluent en résolvant les équations de conservation de la masse et de Navier Stokes. Un modèle de turbulence de type $k-\omega$ a été retenu pour ces calculs, conformément aux résultats de l'étude présentée au chapitre B.

A partir des considérations géométriques et des résultats expérimentaux, l'écoulement a été supposé axisymétrique pour réduire notre système à deux dimensions. Le domaine et les conditions aux limites pour l'écoulement (figure 122) sont fixés de la façon suivante :

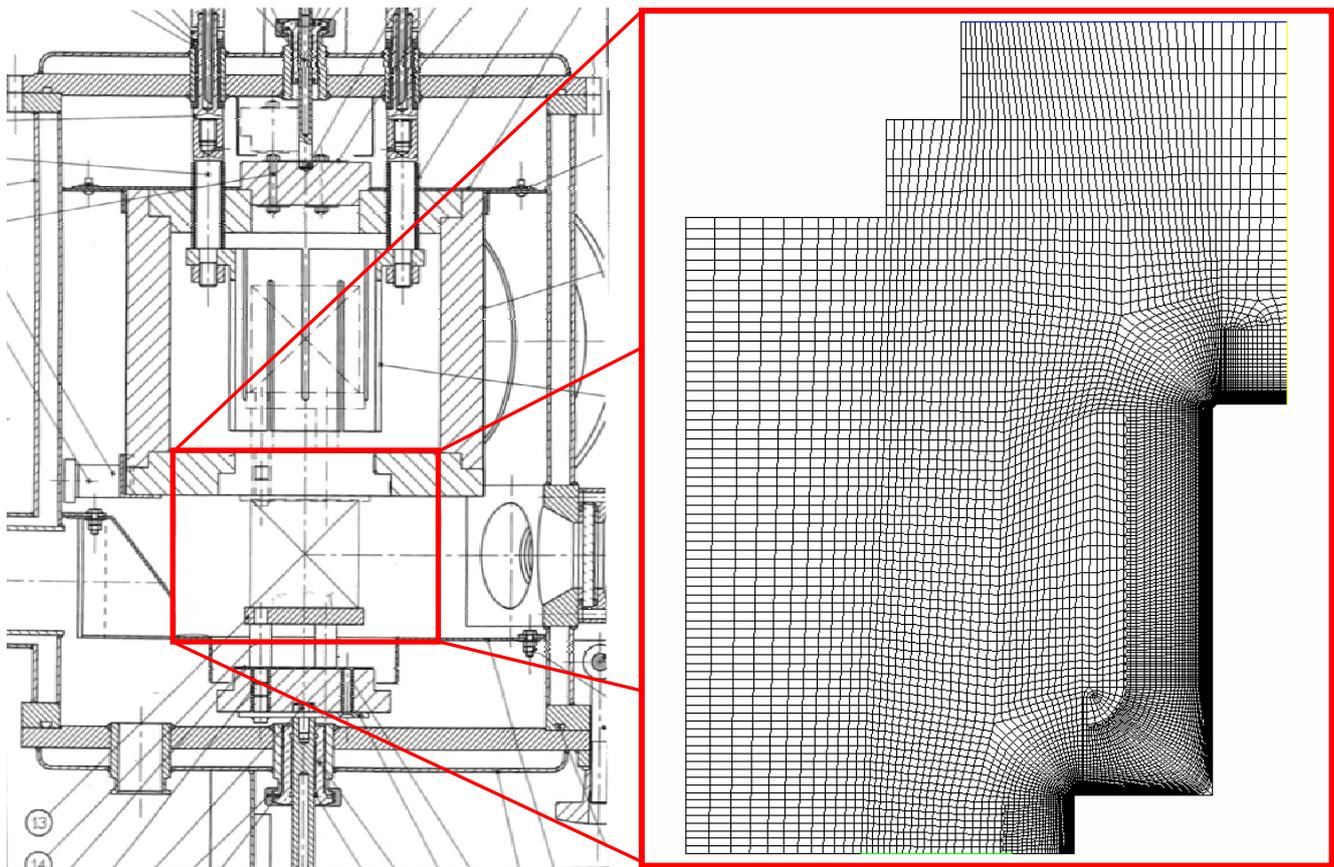


figure 122 Frontières géométriques du domaine modélisé et représentation du maillage 2D axisymétrique employé pour le calcul d'écoulement avec Fluent

- ✓ L'entrée de gaz correspond à la limite entre le four et la cellule de trempe. Un débit massique uniforme et constant et une intensité turbulente amont uniforme de 40% ont été appliqués (figure 123). Imposer un débit massique constant revient ici à imposer un profil de vitesse uniforme en entrée du domaine.
- ✓ La sortie est située sous la paroi inférieure de la cellule de trempe, à savoir juste sous le socle.
- ✓ Une paroi virtuelle a été générée pour limiter le domaine d'étude à un cylindre externe de rayon de 120 mm (au lieu de 220 mm dans la géométrie réelle). Les parties non-axisymétriques de la cellule de trempe (où les flux de matières sont probablement très faibles) ont ainsi été négligées. Une condition de glissement a été appliquée sur cette surface.
- ✓ Sur toutes les autres parois (de la cellule de trempe, du cylindre et du socle), une condition d'adhérence est adoptée.

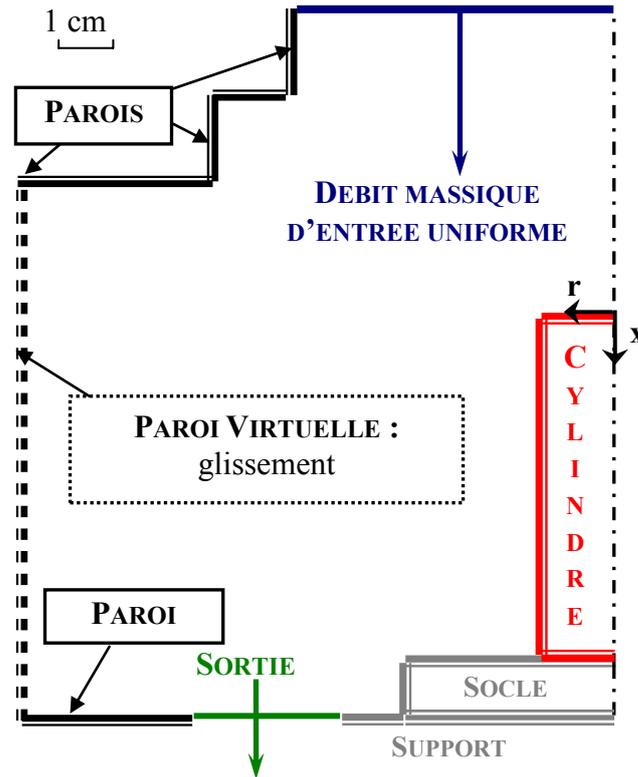


figure 123 Conditions aux limites appliquées au domaine de calcul

Une attention particulière a été portée au raffinement du maillage près des parois du cylindre de manière à obtenir un paramètre adimensionnel y^+ plus petit que 1 (première maille située dans la sous-couche limite laminaire). Finalement, un maillage structuré de 12000 mailles a été constitué (figure 122).

2. Comparaison des écoulements mesurés et calculés

Les mesures obtenues par PIV des vitesses d'écoulement à froid (voir chapitre C.II) sont confrontées aux résultats de la simulation numérique. Une première comparaison est fournie sur la figure 124 avec les champs de vitesses. Les allures d'écoulement ainsi que les ordres de grandeur des vitesses obtenus sont en très bon accord. En effet, les caractéristiques principales de l'écoulement moyen (position des zones mortes, des zones d'accélération du gaz, des zones de recirculation, homogénéité des vitesses dans la majeure partie de l'écoulement) sont bien représentées par le calcul. La largeur calculée du jet de gaz est toutefois légèrement sous-estimée en amont du cylindre et les vitesses radiales calculées sont plus élevées. Il en résulte que la taille de la grande boucle de recirculation de gaz située en amont du socle sur lequel repose le cylindre est également légèrement surestimée.

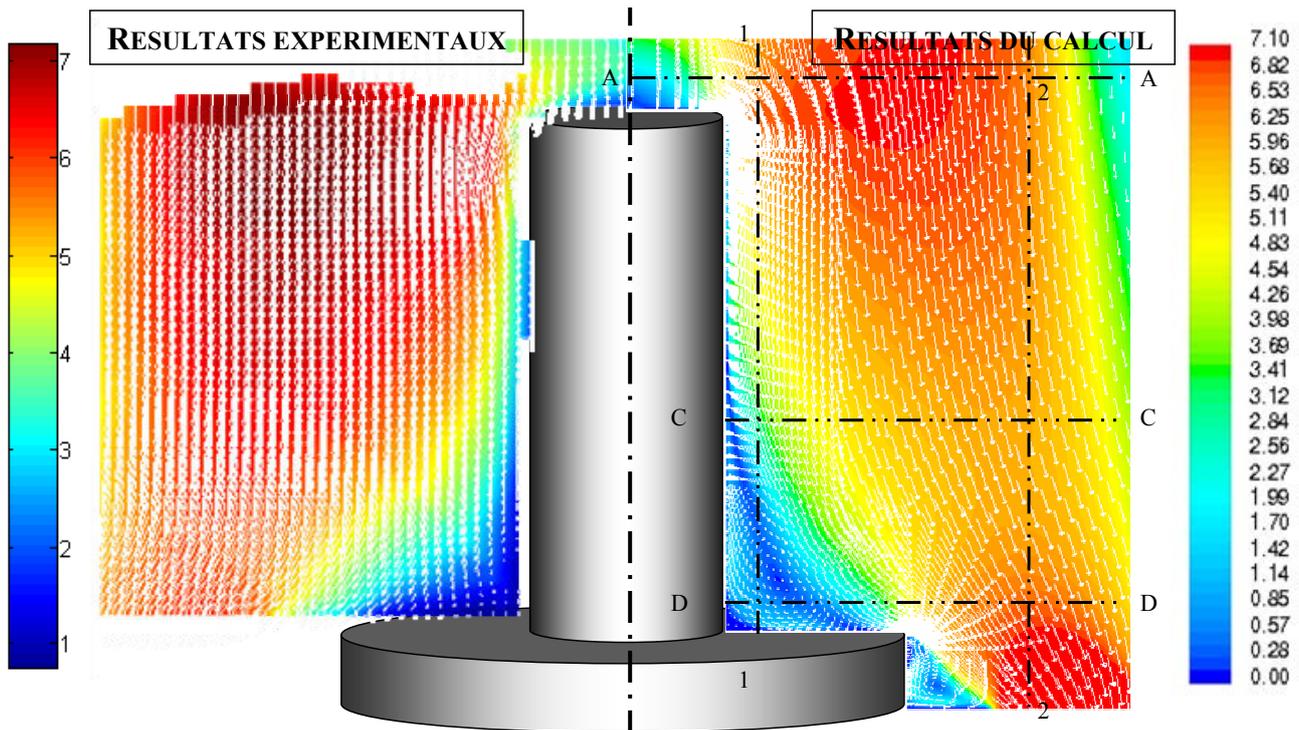


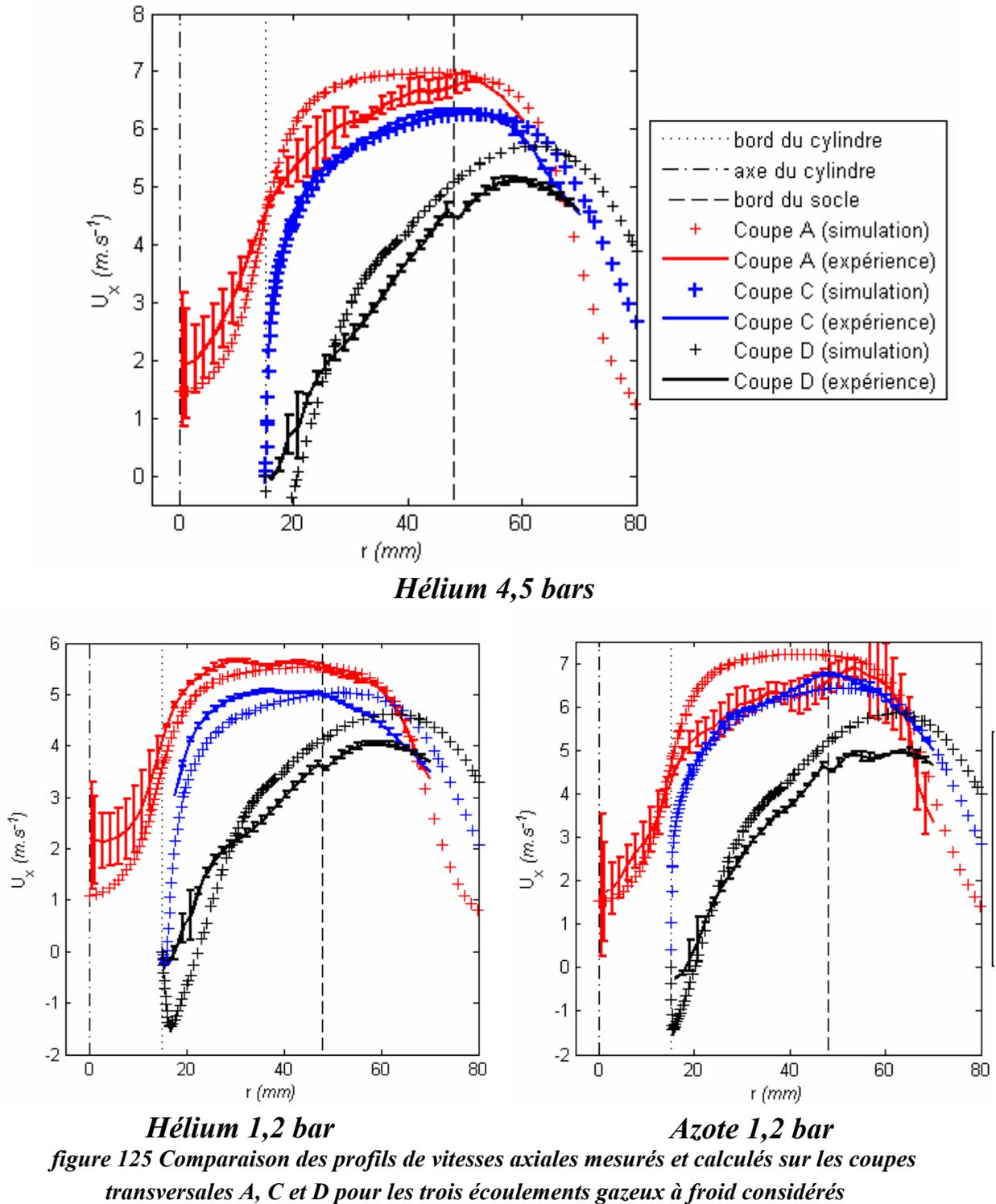
figure 124 Comparaison des champs de vitesses mesurés et calculés dans la cellule de trempe expérimentale (Hélium 4,5 bars)

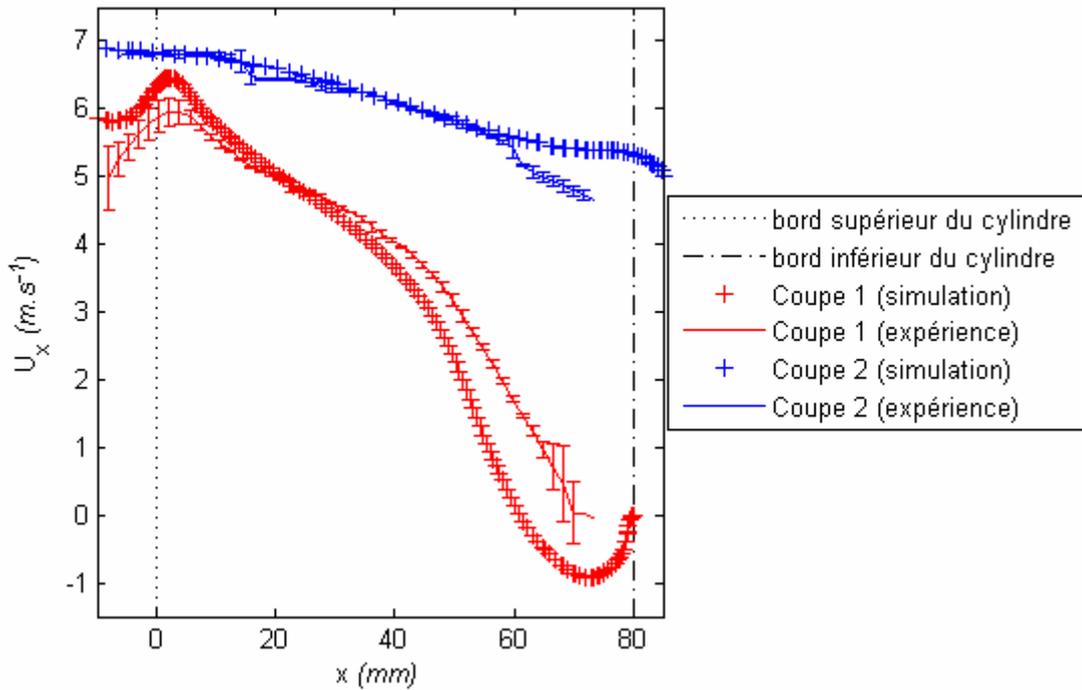
Les profils de vitesses axiales (U_x) tracés sur les coupes transversales A, C et D pour tous les écoulements considérés (figure 125), confirment le très bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. Pour les écoulements d'hélium à 4,5 bars et d'azote à 1,2 bars, les mesures de vitesses et les résultats de simulation numérique sont en accord pratiquement parfait sur la coupe C et dans la majeure partie de l'écoulement comme le montre aussi les profils de vitesse selon les coupes longitudinales 1 et 2 (figure 126). Sur la coupe A, la vitesse calculée est légèrement sous-estimée directement en amont du cylindre, mais les résultats obtenus restent dans la barre d'erreur des mesures, qui est ici très importante. A l'inverse, la vitesse est surestimée une fois passée la limite du bord latéral du cylindre, mais l'écart se réduit avec la distance radiale. Les écarts observés sur cette section A peuvent avoir deux origines :

- ✓ L'hypothèse de débit massique et donc de profil de vitesse uniforme en entrée de la cellule est probablement une hypothèse assez forte. Les hétérogénéités du profil de vitesses ont une incidence importante sur l'écoulement en amont du cylindre et peuvent donc être à l'origine de ces écarts.
- ✓ Le faible éclairage de la zone amont du cylindre engendre une qualité de mesure assez médiocre et donc une assez grande marge d'erreur pour les mesures de vitesses de la coupe transversale A. Les vitesses calculées ne sont toutefois pas systématiquement dans la barre d'erreur.

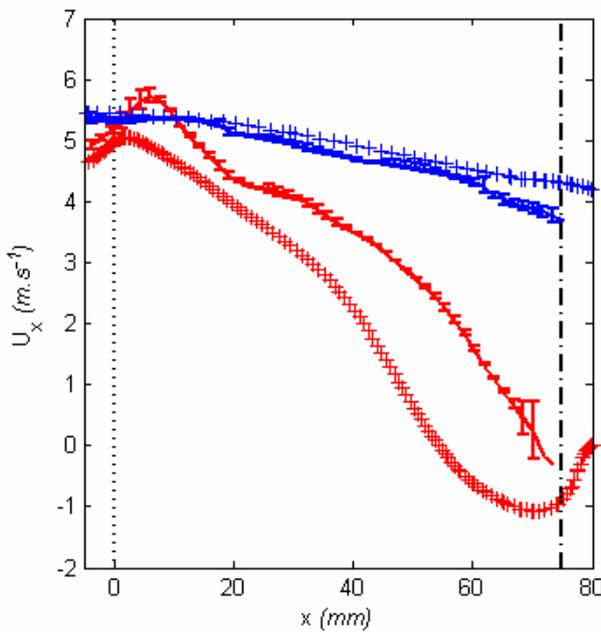
Sur la coupe transversale D, située directement en amont du socle, les vitesses faiblement négatives proches du bord du cylindre traduisent la présence d'une zone de recirculation de gaz de petite dimension. Ceci engendre des vitesses axiales légèrement négatives. Plus loin du cylindre, les vitesses calculées sont légèrement surestimées. Cet écart est probablement dû à la condition de

sortie modélisée, qui ne correspond pas à la surface de sortie réelle du gaz qui n'est pas axisymétrique.

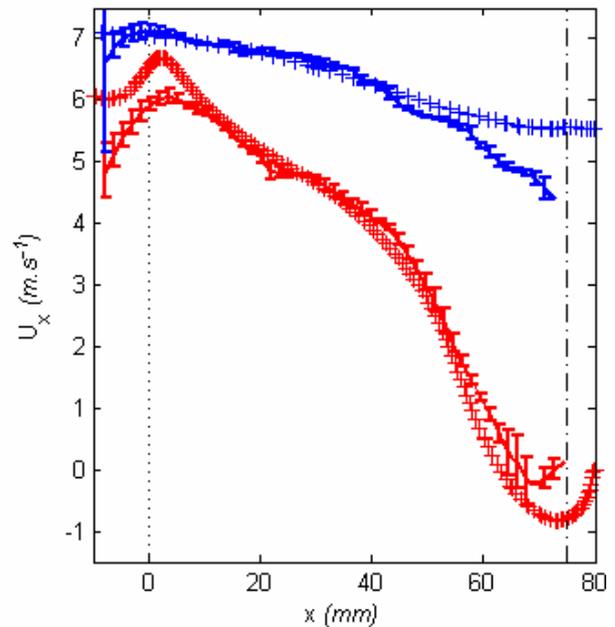




Hélium 4,5 bars



Hélium 1,2 bar

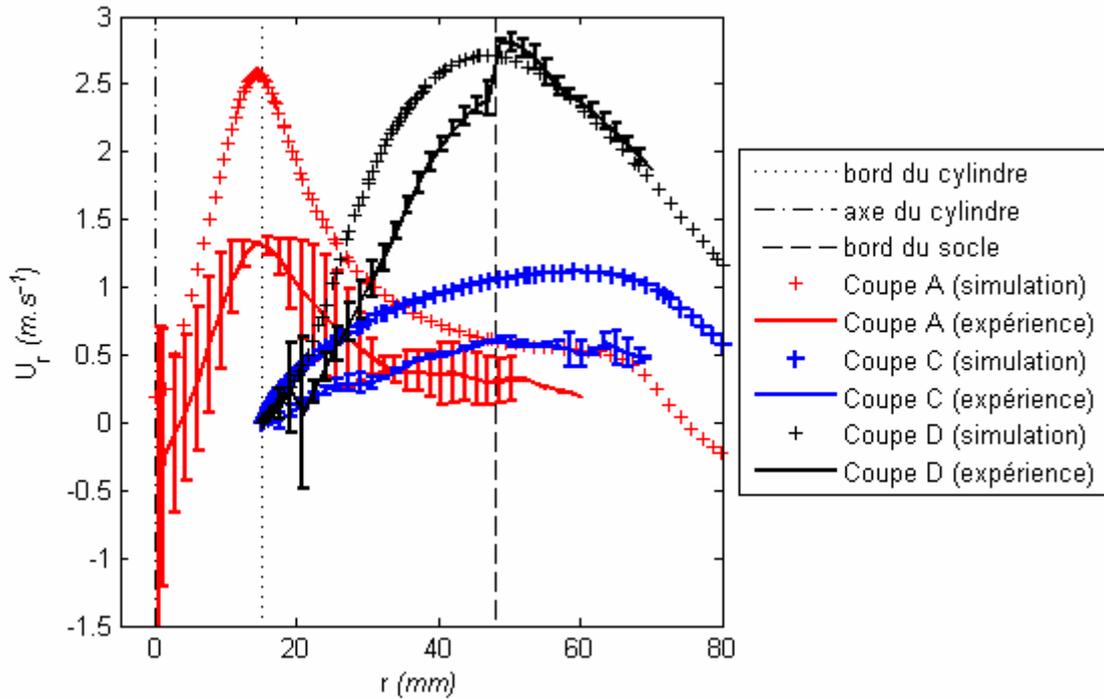


Azote 1,2 bar

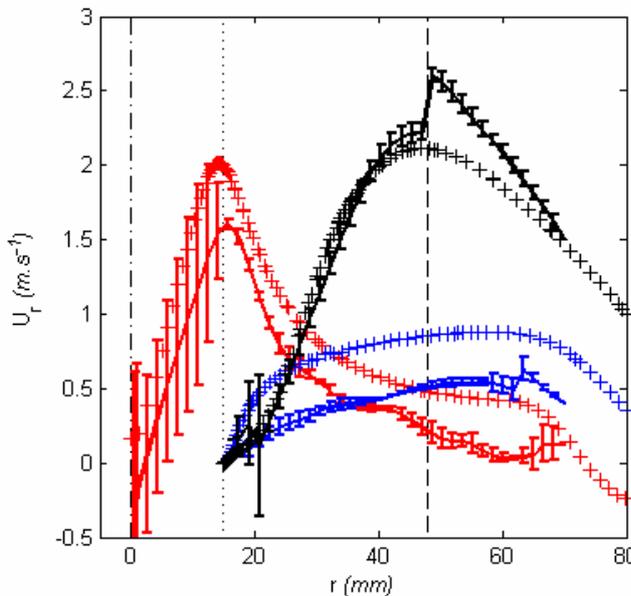
figure 126 Comparaison des profils de vitesses axiales mesurés et calculés sur les coupes longitudinales 1 et 2 pour les trois écoulements gazeux à froid considérés

Par ailleurs les distributions de vitesses radiales sur les coupes transversales (figure 127) et longitudinales (figure 128) font apparaître une surestimation d'ensemble des composantes radiales des vitesses par le calcul. Nous noterons néanmoins que cet écart est réduit dans le cas de l'écoulement d'hélium à 1,2 bar. Cette surestimation est observée dans la globalité de l'écoulement hormis à proximité de la sortie du domaine, ce qui traduit une surestimation de l'élargissement du jet libre de gaz dans la cellule de trempe. Ce phénomène est très sensible au

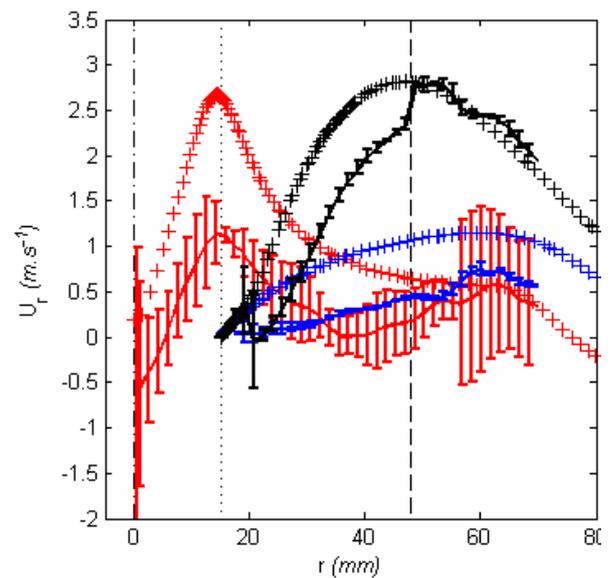
niveau d'intensité turbulente amont de l'écoulement et pourrait donc résulter d'une mauvaise estimation de cette grandeur, dont nous savons qu'elle ne peut être précisément mesurée par la méthode PIV. Augmenter le niveau d'intensité turbulente amont de l'écoulement a pour effet de diminuer globalement la composante radiale des vitesses. On peut ainsi raisonnablement suggérer que l'intensité turbulente mesurée est sous-estimée. Ceci est de plus cohérent avec l'hypothèse émise de ne pas mesurer les vitesses aléatoires des structures de petites échelles à cause de la fréquence d'acquisition trop élevée de la PIV.



Hélium 4,5 bars



Hélium 1,2 bar

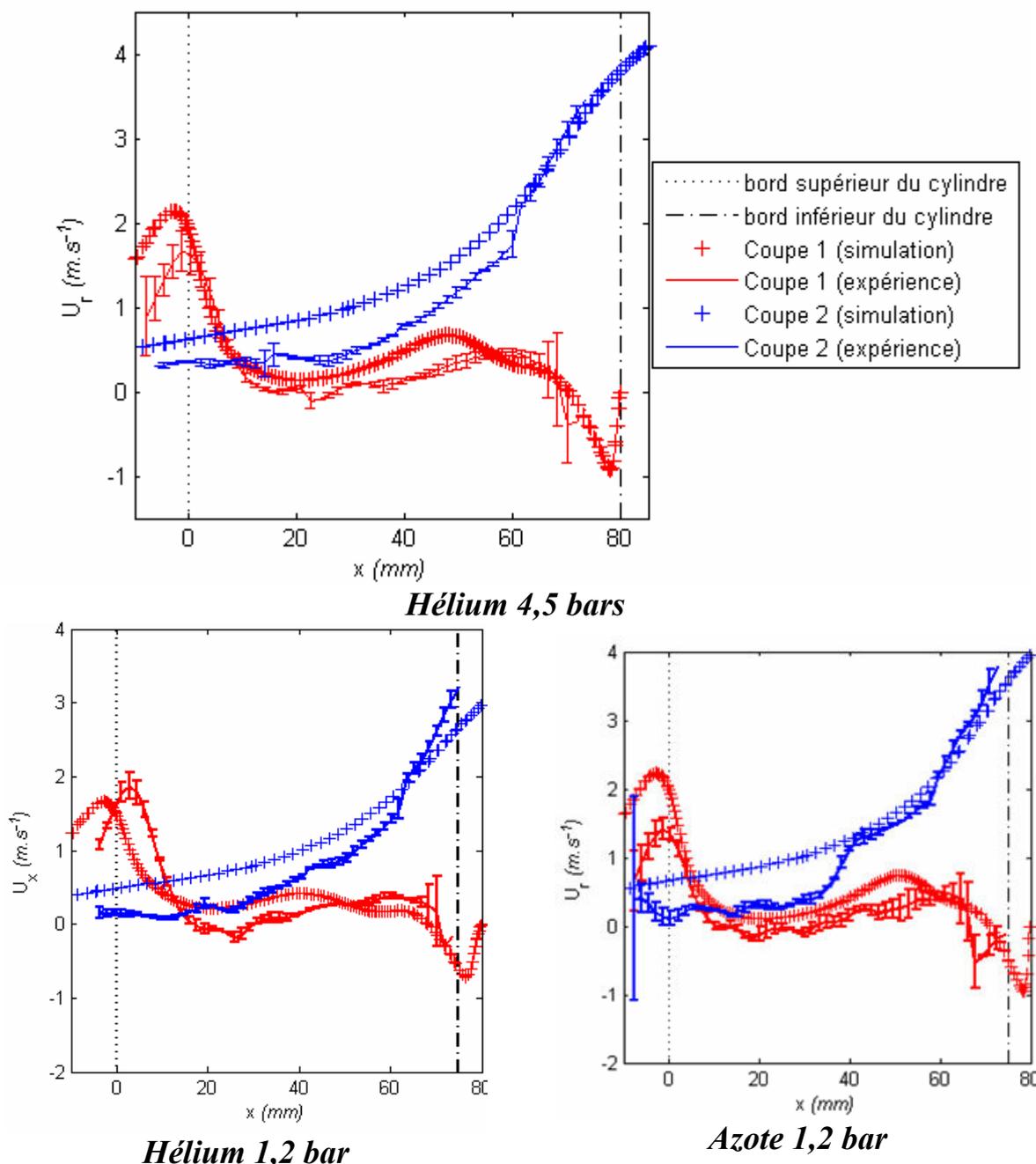


Azote 1,2 bar

figure 127 Comparaison des profils de vitesses radiales mesurés et calculés sur les coupes transversales A, C et D pour les trois écoulements gazeux à froid considérés

D'autre part, les écarts entre les vitesses radiales mesurées et calculées sont plus faibles pour un écoulement d'hélium à 1,2 bars. Ceci peut également provenir du niveau plus faible de l'intensité turbulente de cet écoulement et donc une meilleure estimation de cette grandeur dans la simulation numérique ($Tu_\infty = 40\%$ pour les 3 écoulements).

Si des écarts systématiques existent entre les mesures et les vitesses radiales calculées avec Fluent, l'allure des profils calculés sur toutes les sections considérées dans l'écoulement est analogue à celle des profils mesurés par PIV. Ceci confirme que les caractéristiques macroscopiques de l'écoulement (positionnement et dimensions des zones de recirculation, point d'arrêt du gaz, ...) sont bien représentées par la simulation numérique.



Hélium 4,5 bars
Hélium 1,2 bar
Azote 1,2 bar
 figure 128 Comparaison des profils de vitesses radiales mesurés et calculés sur les coupes longitudinales 1 et 2 pour les trois écoulements gazeux à froid considérés

D. II. Modélisation de la trempe des cylindres en nickel et en acier 27MnCr5

1. Hypothèses supplémentaires

Les trempes d'un cylindre de nickel et d'un cylindre en acier 27MnCr5 ont été simulées à l'aide du couplage Fluent / Sysweld en régime transitoire décrit au paragraphe B.II. Aux conditions de calcul pratiquées pour la simulation de l'écoulement à froid sont jointes les conditions initiales et aux limites requises pour la simulation des transferts thermiques conjugués dans la phase gazeuse et la pièce cylindrique (figure 123).

- La température d'entrée du gaz évolue au cours de la trempe et suit les variations obtenues expérimentalement, ce qui implique une variation en entrée de vitesse de gaz puisque le débit massique est considéré constant dans le temps (voir paragraphe C.III.1) et uniforme.
- La température initiale du cylindre et du socle en mullite est supposée uniforme et d'une valeur de 930°C. Le flux de chaleur échangé à l'interface socle / cylindre est supposé nul.
- Une densité de flux radiatif $\varphi_r = \sigma\varepsilon(T_p^4 - T_\infty^4)$ échangée entre le cylindre et les parois de la cellule de trempe (maintenues à $T_\infty = 15^\circ\text{C}$) s'ajoute aux échanges de chaleur conductifs et convectifs. σ est la constante de Boltzman, ε l'émissivité du solide et T_p la température de paroi du cylindre. Cette loi décrit les échanges radiatifs d'un corps de petite dimension (le cylindre \varnothing 30 mm) placé au sein d'un corps de grande dimension (le four de trempe \varnothing 800 mm). L'émissivité du nickel (préalablement oxydé en surface) et de l'acier varient avec la température d'après la littérature [84]-[87]. Vu la diversité des valeurs données par les différents auteurs, nous avons considéré une diminution linéaire de l'émissivité de 0,8 (respectivement 0,5) à 930°C à 0,5 (respectivement 0,3) à 15°C pour le nickel (respectivement l'acier).
- Le flux radiatif est supposé nul sur la surface supérieure du cylindre dans la mesure où le four chaud génère un flux net radiatif positif qu'il ne nous est pas possible d'estimer à partir de nos mesures.
- Sur la surface virtuelle générée pour limiter le domaine d'étude, une condition d'adiabaticité est appliquée

Par ailleurs, l'effet de convection naturelle d'origine thermique est pris en considération en suivant l'approximation de Boussinesq, c'est-à-dire que les variations de la densité du gaz avec la température sont prises en compte dans le terme source gravitaire des équations de Navier Stokes.

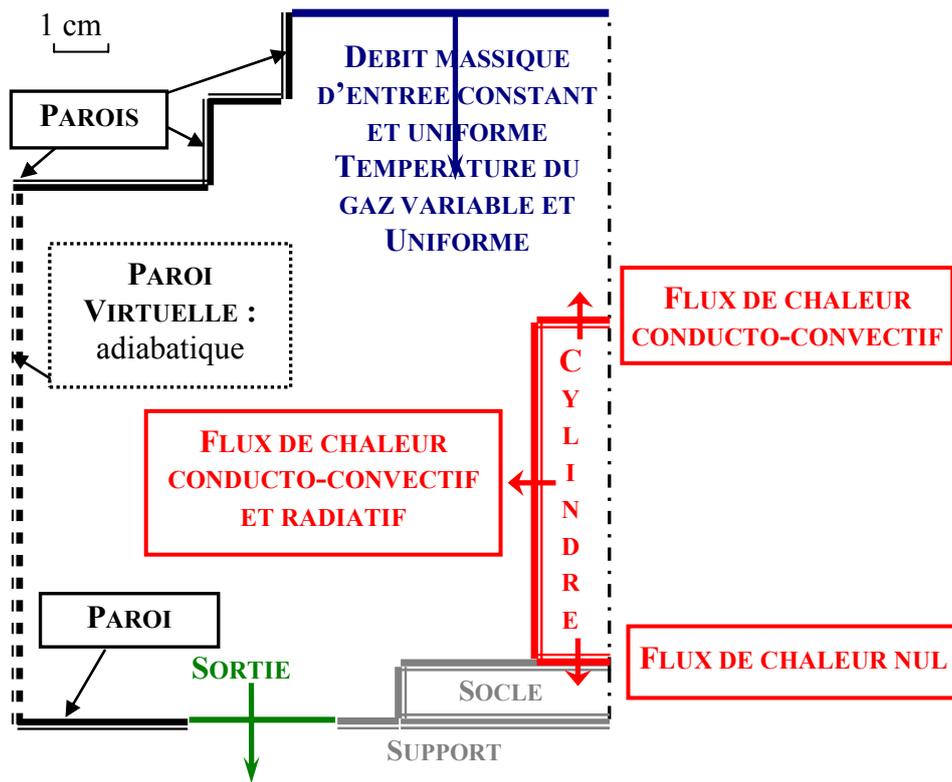


figure 129 Conditions aux limites appliquées au domaine de calcul

- Les propriétés thermophysiques du gaz et du nickel dépendent de la température. Elles sont calculées à partir de la théorie cinétique des gaz pour l'hélium et l'azote et sont tabulées à partir des données de la littérature [84], [85] pour le nickel en prenant en compte leurs évolutions au passage du point de Curie (°C) (figure 130). Les données thermophysiques et métallurgiques de l'acier 27MnCr5 sont issues des travaux de caractérisation antérieurs menés au LSG2M [77], [83].

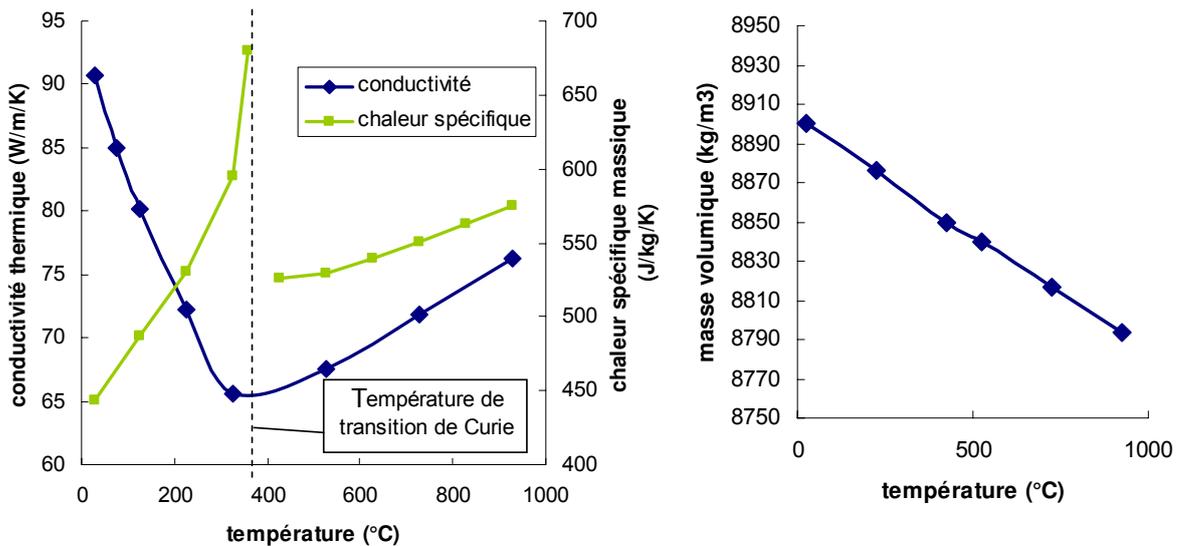


figure 130 Evolution des propriétés thermophysiques du nickel avec la température

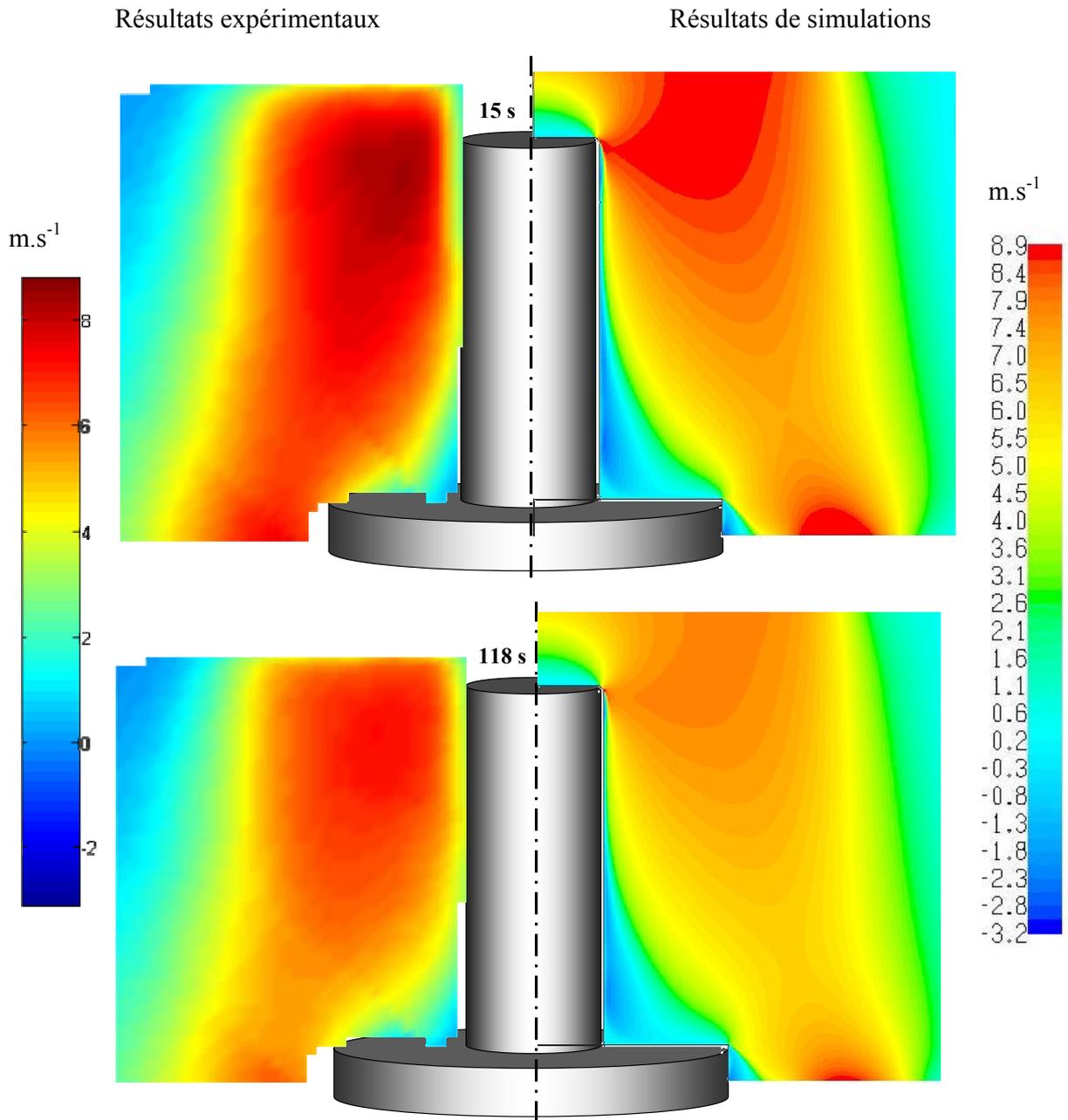
2. Confrontation expérience/calcul de l'écoulement du gaz et de la thermique pour un cylindre en nickel

a) Vitesses d'écoulement en cours de trempe

Rappelons que lors des mesures de vélocimétrie par PIV des écoulements à chaud, la caméra a été légèrement déplacée, entraînant une imprécision qui n'affecte que faiblement les valeurs des vitesses axiales mesurées. Nous nous contenterons donc pour valider les résultats de simulation numériques, de comparer les cartes de vitesses axiales du gaz pour un écoulement d'hélium à 4,5 bars, les autres écoulements montrant des caractéristiques similaires.

La comparaison de ces cartes à différents instants de la trempe (figure 131) montre l'analogie des écoulements calculés et mesurés, que ce soit en termes de caractéristiques macroscopiques ou en terme d'intensité des vitesses axiales.

N.B. : les deux échelles de couleurs schématisant les différents niveaux de vitesses axiales ne sont pas exactement les mêmes, bien que proche. Une lecture non avertie peu amener à penser observer des écarts de vitesses plus importants.



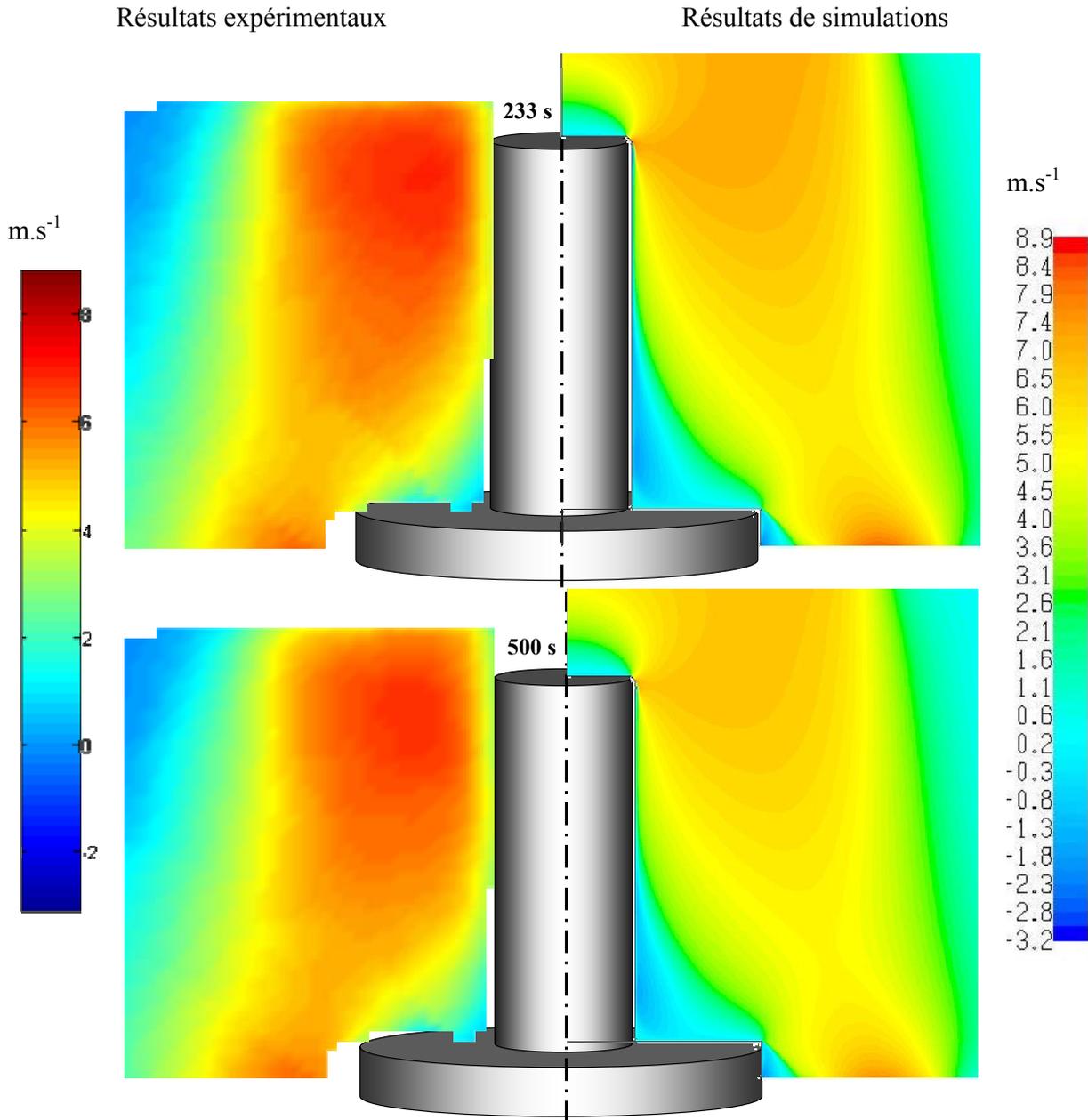


figure 131 Cartes de vitesses axiales mesurées et calculées à quatre instants de la trempe identifiés par la température maximale du cylindre

b) Echanges de chaleur à l'interface gaz / solide du cylindre

Les profils de coefficient de transfert conducto-convectif obtenu le long de la surface latérale du cylindre, présentés sur la figure 132, rappellent ceux obtenus au paragraphe B.I.4 pour un cylindre placé dans un écoulement gazeux uniforme. Le décollement de couche limite induit tout d'abord une diminution du coefficient de transfert avant d'atteindre un maximum au point de recollement de la couche limite. La diminution de h en aval de ce point est plus rapide dans la configuration de la cellule de trempe car l'impact de l'épaississement de la couche limite est combiné à celui du ralentissement du gaz induit par la présence du socle. Juste en amont du socle, la zone de recirculation des gaz se traduit par la présence d'un pic de coefficient de transfert. En cours de trempe, le coefficient de transfert conducto-convectif tend à croître, bien que le

coefficient de transfert total h_{total} , incluant les transferts radiatifs suivant les points de la surface, diminue dans un premier temps, puis réaugmente éventuellement lentement ensuite (figure 132 et figure 133).

Le coefficient de transfert thermique h_{total} a été calculé comme suit :

$$h_{total} = h + \frac{\varphi_r}{(T_p - T_\infty)}$$

Pour des températures très proches de T_∞ , le coefficient de transfert croît fortement alors que le flux de chaleur échangé est presque nul. Ce phénomène est purement numérique (dénominateur nul dans le calcul de h) et ne traduit pas de réalité physique. Cela dit, vu les écarts de températures très faibles (fin de la trempe), l'impact sur le calcul des évolutions de température est négligeable.

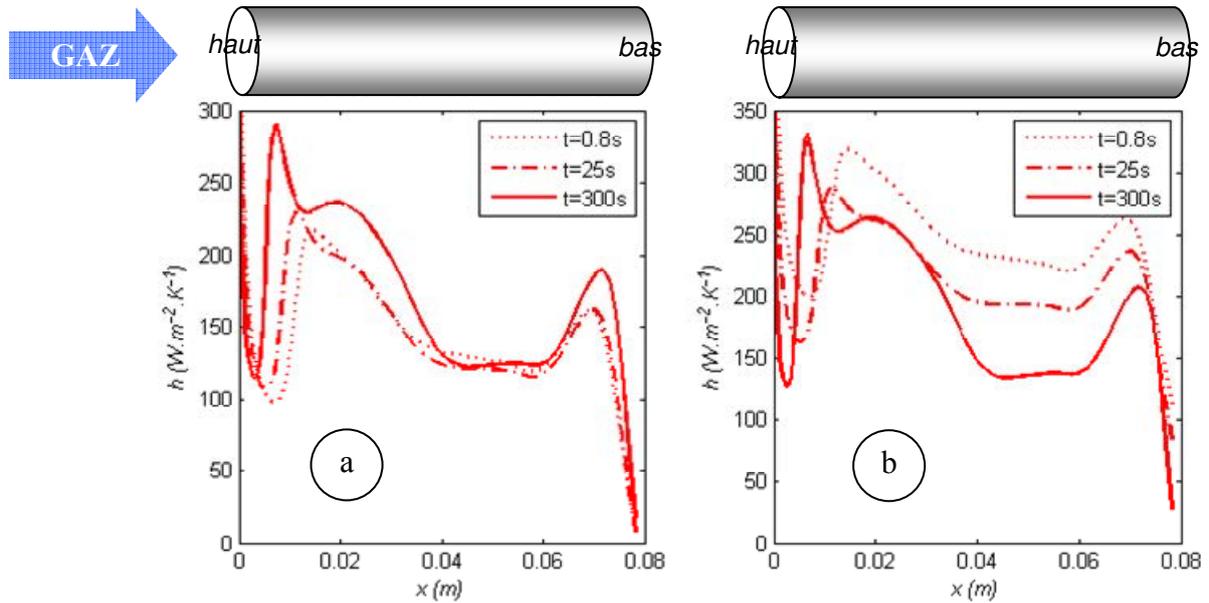


figure 132 Profils de coefficients de transfert conducto-convectifs (a) et totaux (b) sur la surface latérale du cylindre à différents instants de la trempe

L'examen des évolutions locales de h_{total} en cours de trempe, mettent en évidence l'impact fort des transferts radiatifs en début de trempe et leur rapide décroissance avec le temps (puisque'ils varient en T^4). Comme le justifie la figure 134, où les évolutions des deux contributions aux transferts thermiques ont été tracées, la diminution des transferts radiatifs est plus ou moins compensée, selon le point considéré en surface, par l'augmentation des transferts conducto-convectifs (figure 134). Il en résulte que le coefficient de transfert moyen sur cette surface connaît des variations très faibles avec la température de surface de la pièce, hormis en fin de trempe où le coefficient de transfert croît brusquement (phénomène numérique évoqué précédemment). La contribution des transferts radiatifs pourrait ainsi expliquer pourquoi la plupart des auteurs [7], [38], [59], [62] ayant mesuré les flux de chaleurs en cours de trempe gazeuse constatent que le coefficient de transfert de chaleur est pratiquement constant.

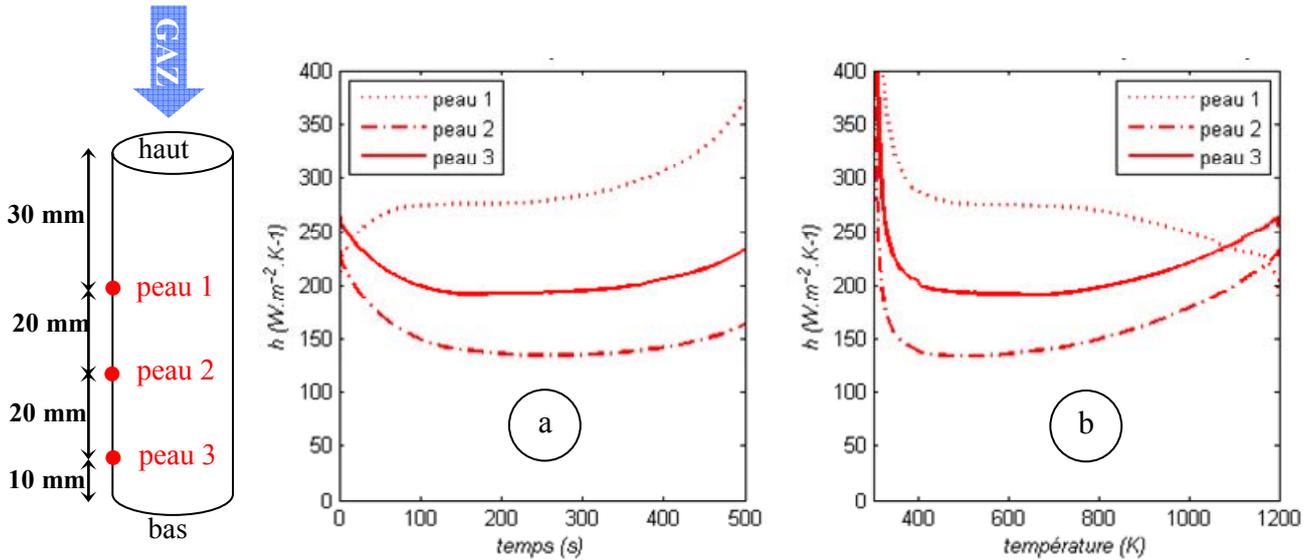


figure 133 Coefficient de transfert total fonction du temps de trempe (a) et de la température de paroi (b)

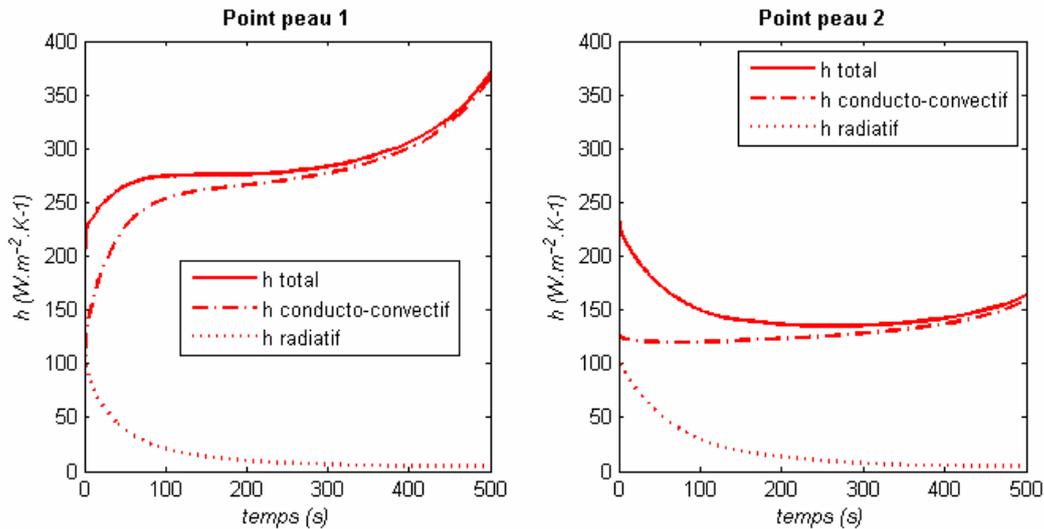


figure 134 Décomposition du coefficient de transfert total en son terme conducto-convectif et radiatif en deux points de la surface latérale du cylindre

Sur la face d'attaque, où les échanges radiatifs nets sont supposés nuls, l'augmentation du coefficient de transfert est assez lente et il apparaît raisonnable de considérer h constant avec la température sur cette surface (figure 135). Le coefficient de transfert, comme nous l'avons observé dans le cas de l'écoulement infini autour d'un cylindre, est cependant plus élevé sur cette surface (environ 500 W.m⁻².K⁻¹) que le long de la face latérale (environ 200 W.m⁻².K⁻¹).

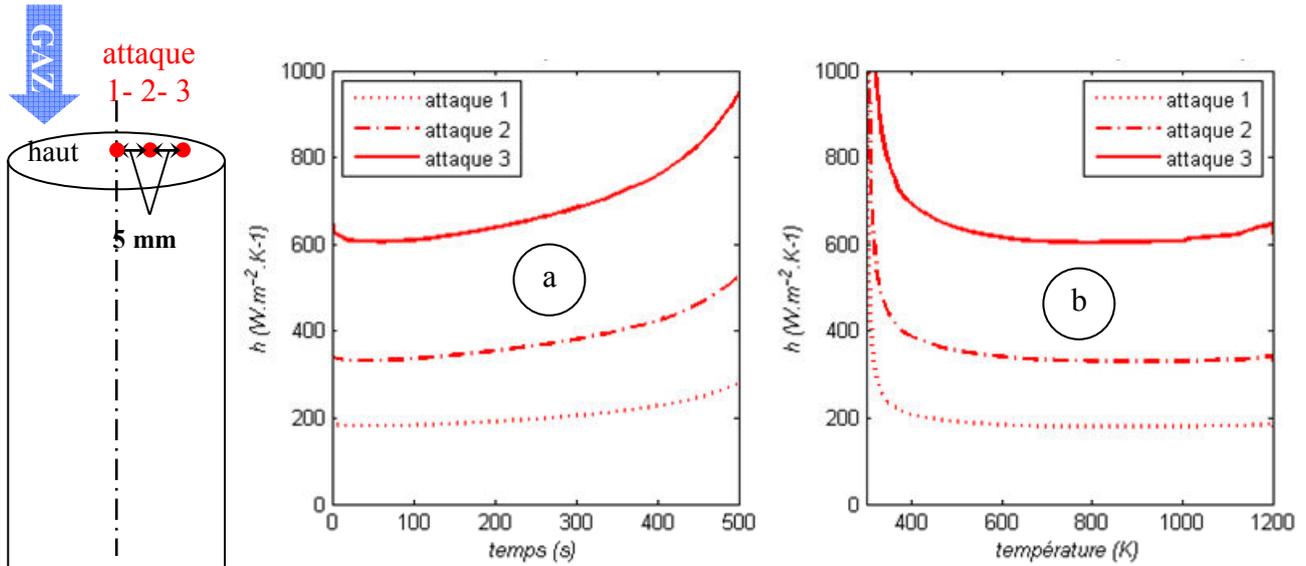


figure 135 Coefficient de transfert de chaleur local calculé sur la face d'attaque du cylindre fonction du temps de trempe (a) et de la température de paroi (b)

c) Evolutions de température au sein du cylindre en nickel

Que ce soit pour un écoulement d'azote à 1,2 bar (figure 136) ou d'hélium à 4,5 bars (figure 137), la comparaison des thermogrammes calculés et mesurés à l'échelle globale du cylindre montre une bonne estimation des températures supérieures à 400°C environ et une surestimation des basses températures (< 400°C). Il est probable que le ralentissement des cinétiques calculées par rapport aux mesures provienne du fait que nous ayons négligé les variations du débit massique entrant en cours de trempe.

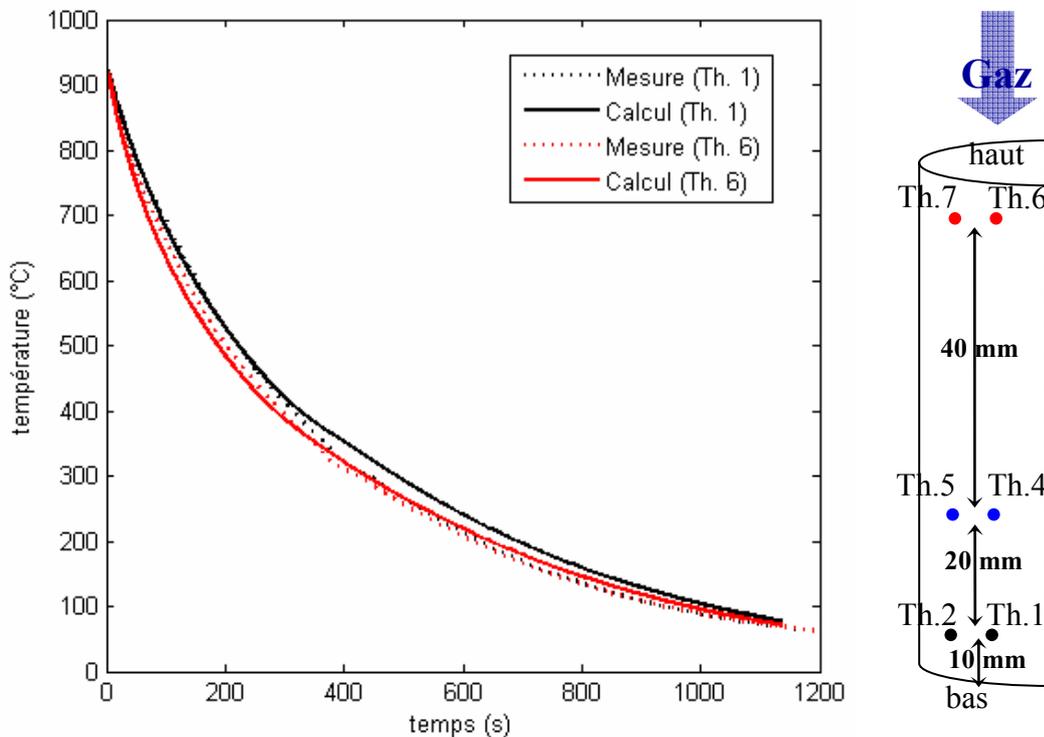


figure 136 Confrontation des évolutions temporelles de températures calculées et mesurées dans une éprouvette de nickel trempée à l'azote à 1,2 bar

Pour la trempe à l'azote à 1,2 bar les cinétiques de refroidissement plus lentes sont moins discriminantes et les évolutions de températures calculées et mesurées sont globalement en très bon accord.

Les petits écarts observés se retrouvent toutefois amplifiés dans le cas de la trempe à l'hélium à 4,5 bars. On note ainsi :

- ✓ une bonne estimation des évolutions de températures dans le corps du cylindre (hauteur 30 mm, Th. 5),
- ✓ une surestimation de la vitesse de refroidissement aux abords de la face d'attaque du cylindre (hauteur 70 mm, Th.6) qui conduit à des écarts calcul – expérience qui sont au maximum de 50°C

Cette situation est probablement la conséquence de l'hypothèse faite d'imposer un flux d'échange radiatif nul sur la surface supérieure du cylindre, supposant un équilibre des températures de la partie supérieure de la pièce et du four. Cette hypothèse est certainement erronée parce que la masse du four est plus importante que celle de la pièce et se refroidit donc probablement plus lentement, bien que le gaz y soit plus froid (il se réchauffe lors de son passage dans le four). La surface supérieure du cylindre étant de plus la plus froide de la pièce, l'écart de température avec le four est donc localement plus important. Les essais de mesure par thermographie infrarouge donnaient, à l'inverse des mesures par thermocouples, des résultats de températures plus élevés sur la partie supérieure du cylindre. Ce résultat physiquement improbable traduit la réflexion d'un flux radiatif de chaleur émanant du four et conforte notre interprétation. Nous noterons également que ce phénomène devrait être atténué lors des mesures de températures dans les éprouvettes creuses, du fait de la plus petite hauteur de ces éprouvettes (70 mm) et de la moins grande surface susceptible de recevoir ce flux radiatif.

Ne connaissant pas l'évolution de température au sein du four, il ne nous est toutefois pas possible d'estimer le flux radiatif reçu par notre éprouvette de façon précise et nous conserverons donc l'hypothèse utilisée initialement dans la suite de nos calculs.

- ✓ et une sous-estimation légère des cinétiques de refroidissement dans la partie inférieure du cylindre (hauteur 10 mm, Th.1), les écarts calcul – expériences ne dépassant pas 30 °C (pour les températures supérieures à 400°C).

Cet écart résulte probablement de l'hypothèse de flux de chaleur nul à l'interface entre le socle et le cylindre. En effet, le socle, troué en son milieu pour le passage des thermocouples, laisse ainsi un passage possible pour les gaz. Bien que cette zone ne soit pas directement exposée au flux gazeux, il est probable que le cylindre soit légèrement refroidi sur sa surface inférieure. Ne disposant pas de mesure de température du socle, ni de mesure de vitesses de gaz en son centre, il ne nous est pas possible de déterminer les échanges de chaleur y ayant lieu et nous conserverons donc l'hypothèse d'un flux de chaleur nulle pour la suite de nos calculs.

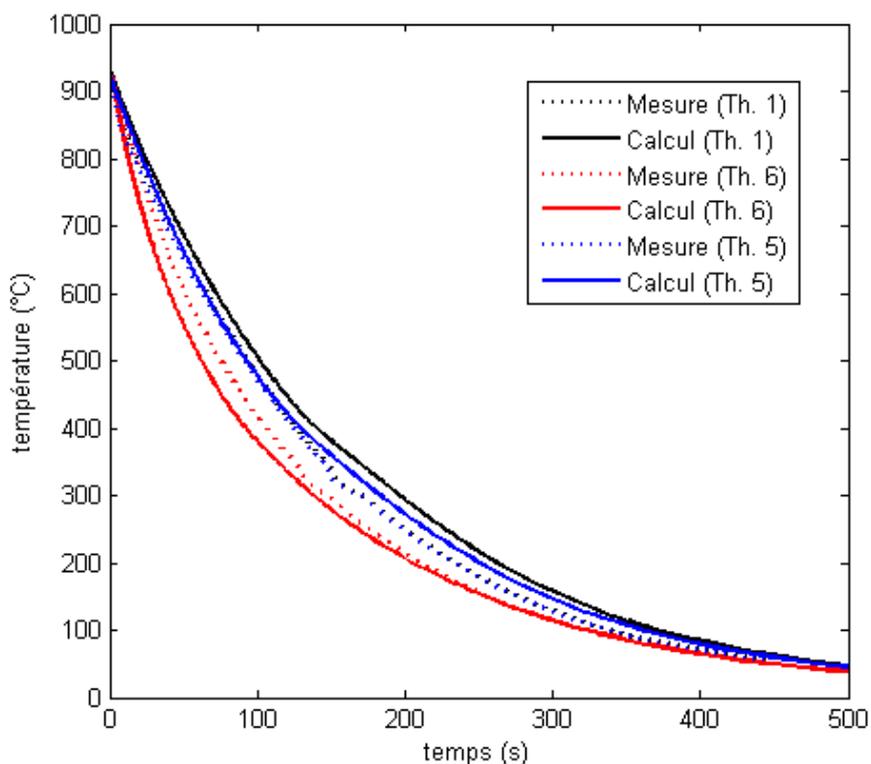


figure 137 Confrontation des évolutions temporelles de températures calculées et mesurées dans une éprouvette de nickel trempée à l'hélium à 4,5 bars

Malgré ces quelques écarts observés, la prédiction des évolutions de température au sein du cylindre en nickel demeure très représentative des évolutions mesurées. Elles sont caractérisées par la présence d'un gradient longitudinal de température assez marqué, mais également, à l'inverse, par la quasi-absence de gradients radiaux de température. La figure 138 présente les évolutions de températures calculées pour différentes hauteurs dans le cylindre (10 mm, 30 mm et 70 mm) correspondant au positionnement des thermocouples sur le demi-rayon et proche de la paroi. S'il est clair que le refroidissement est plus rapide à mesure que l'on se déplace vers la surface supérieure (ou encore la surface d'attaque), les différences de température de l'axe vers la surface du cylindre sont minimales. Les écarts de température calculés entre haut et bas du cylindre (thermocouple 6 et 1) les plus élevés ont été relevés 60 s après le début de la trempe (figure 138). En surface, ils atteignent environ 130 °C dans la simulation et un peu moins de 50 °C expérimentalement.

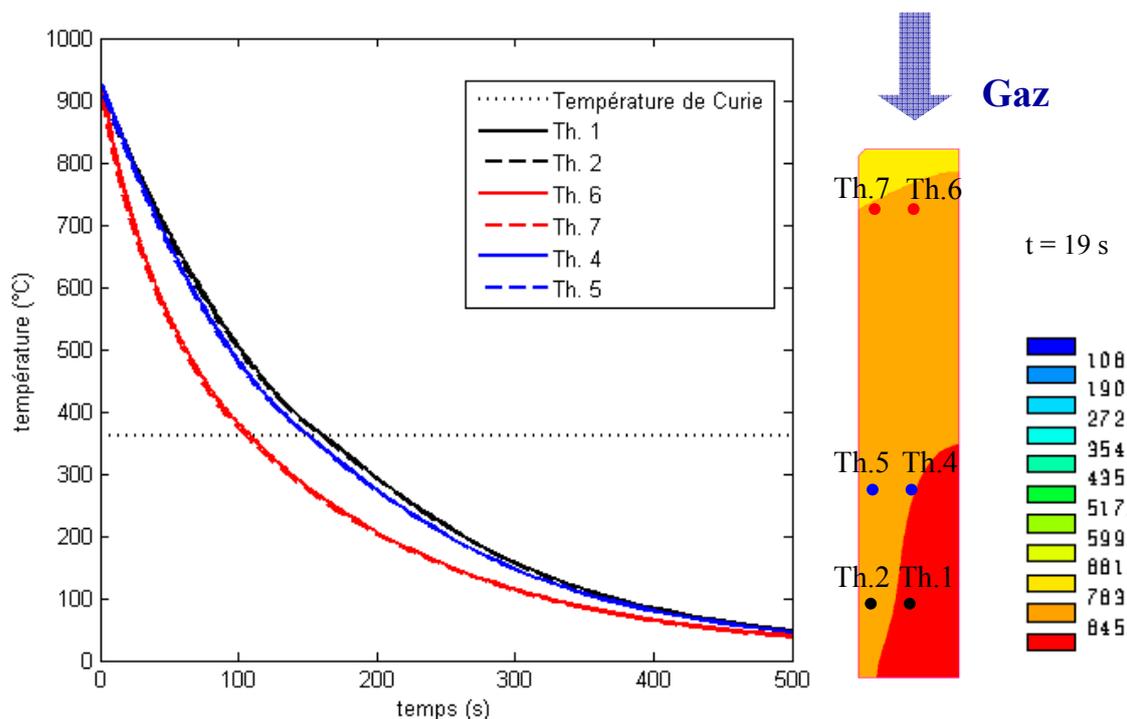


figure 138 Evolutions de température calculées en différents points du cylindre en nickel trempé à l'hélium à 4,5 bars

3. Confrontation expérience/calcul des évolutions de températures dans le cylindre en 27MnCr5 et des états microstructuraux en fin de trempe

Nous nous concentrons dans cette partie sur l'analyse du comportement du cylindre en acier trempé à l'hélium à 4,5 bars, car ces conditions de trempe sont plus discriminantes pour le modèle et correspondent à celles utilisées lors des mesures de déformations.

En terme d'écoulement et de coefficient de transfert de chaleur, les résultats sont très voisins de ceux obtenus pour l'éprouvette de nickel, aussi nous ne les redécrivons pas ici.

a) Evolutions de températures et cinétiques de transformation

Dans un premier temps, nous analysons les résultats calculés puis nous mènerons les comparaisons calcul-expérience. Les évolutions de température calculées en différents points (figure 139) montrent bien des gradients thermiques longitudinaux élevés ainsi que des effets thermiques liés aux transformations de phases qui sont plus marqués dans la partie inférieure de l'éprouvette là où les refroidissements sont plus lents. Pour analyser en détail ces effets, nous avons porté sur les figure 140 et figure 141 les températures ainsi que les cinétiques de transformation de phases calculées respectivement pour les parties supérieures (thermocouples 6 et 7) et inférieures de l'éprouvette (thermocouples 2 et 5). Dans la partie supérieure (figure 140) au point 7, après formation d'une faible quantité de ferrite (8%), il se produit une transformation bainitique qui débute vers 530°C et induit un léger ralentissement du refroidissement. La formation de bainite (84%) est suivie de la formation d'une faible quantité de martensite (8%) à partir de 360°C. La cinétique de refroidissement du point 6 étant proche de celle du point 7, les cinétiques de transformation sont très voisines. Dans la partie inférieure (figure 141), comme le refroidissement est plus lent, les quantités de ferrite formées sont plus élevées (environ 25%) et

les quantités de bainite plus faibles (environ 65%). Ces deux transformations conduisent à un ralentissement du refroidissement qui est particulièrement marqué pour la transformation bainitique.

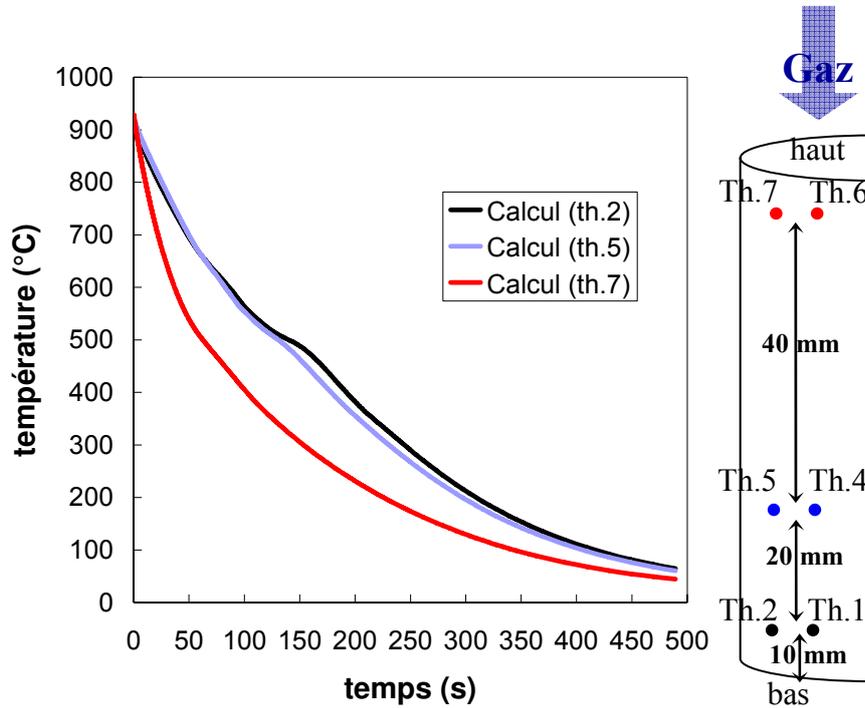


figure 139 Evolutions de température calculées pour la trempe d'un cylindre en acier 27MnCr5 à l'hélium 4,5 bars

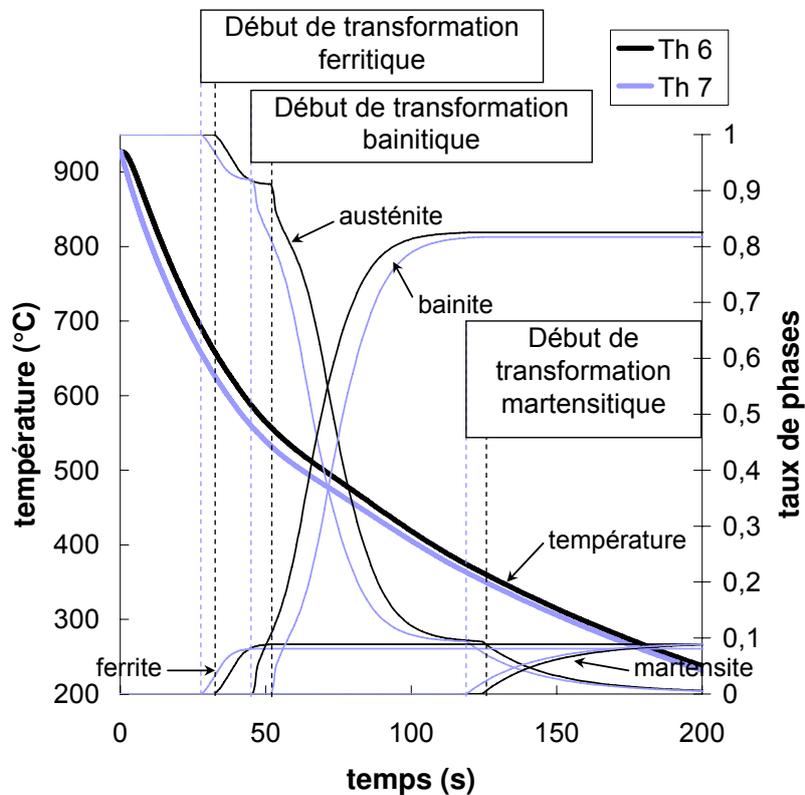


figure 140 Evolution de température et de microstructure dans la partie supérieure (thermocouples 6 et 7) du cylindre plein trempé à l'hélium 4,5 bars

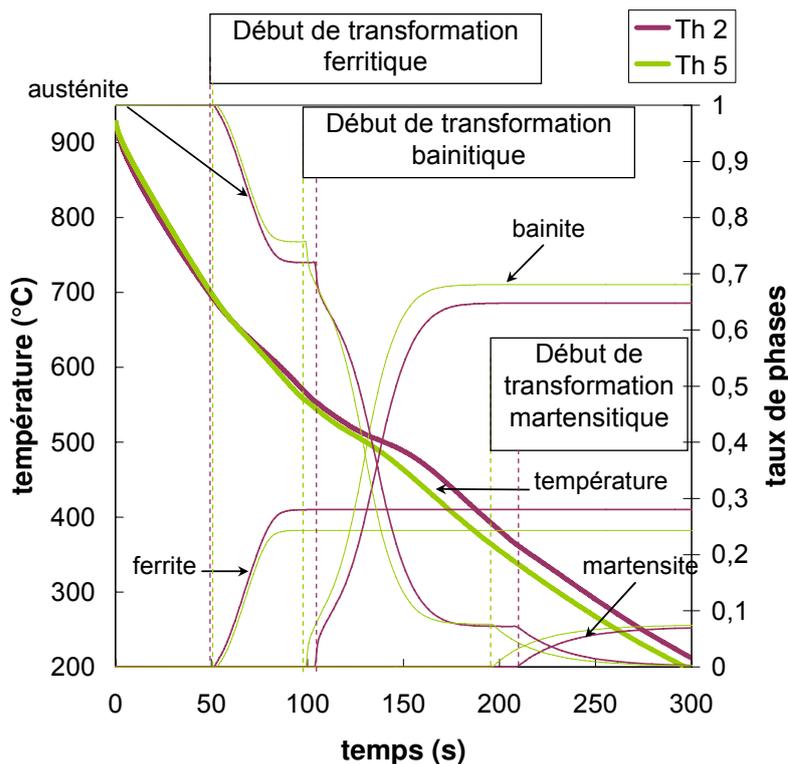


figure 141 Evolution de température et de microstructure dans la partie inférieure (thermocouples 2 et 5) du cylindre plein trempé à l'hélium 4,5 bars

La comparaison calcul – expérience est présentée sur les figure 142 et figure 143 pour les parties supérieures et inférieures respectivement. On retrouve, comme dans le cas de l'éprouvette en nickel, des vitesses de refroidissement surestimées dans la partie supérieure de l'éprouvette (thermocouple 6). De plus, les écarts de température entre les points 6 et 7 pouvant atteindre plus de 100°C expérimentalement sont sous-estimés par le calcul et restent inférieures à 40°C. Ceci tend à confirmer la présence d'un flux radiatif non nul sur la surface supérieure (face d'attaque) du cylindre, provenant du four encore chaud situé directement au-dessus de l'éprouvette et ayant tendance à chauffer cette surface de la pièce. Pour la partie inférieure du cylindre (figure 143), il apparaît, qu'hormis les 10 premières secondes de refroidissement (qui correspondent en fait au remplissage de la cellule de trempe en gaz), le refroidissement calculé (quand l'acier est austénitique) est plus lent que celui mesuré, comme dans l'éprouvette de nickel. Mais ici, cette différence de cinétique de refroidissement a des conséquences importantes sur les transformations de phases : en effet, elle induit une transformation ferritique (probablement surestimé par rapport à l'expérience) qui ralentit encore le refroidissement, suivie d'une transformation bainitique qui conduit quasiment à un palier isotherme sur la courbe de refroidissement. Ces évolutions de température entraînent des gradients longitudinaux surestimés par le calcul comme l'illustre les figures 142 et 143 qui comparent les évolutions de température entre le haut (thermocouple 6) et le bas de l'éprouvette (thermocouple 2). Par ailleurs, les gradients sont accentués dans le cas de l'acier 27MnCr5 par rapport au cas de l'éprouvette en nickel du fait de la conductivité thermique deux à quatre fois plus faible de l'acier. L'écart maximal de température calculé est de 190 °C alors qu'il n'est que de 60 °C environ expérimentalement.

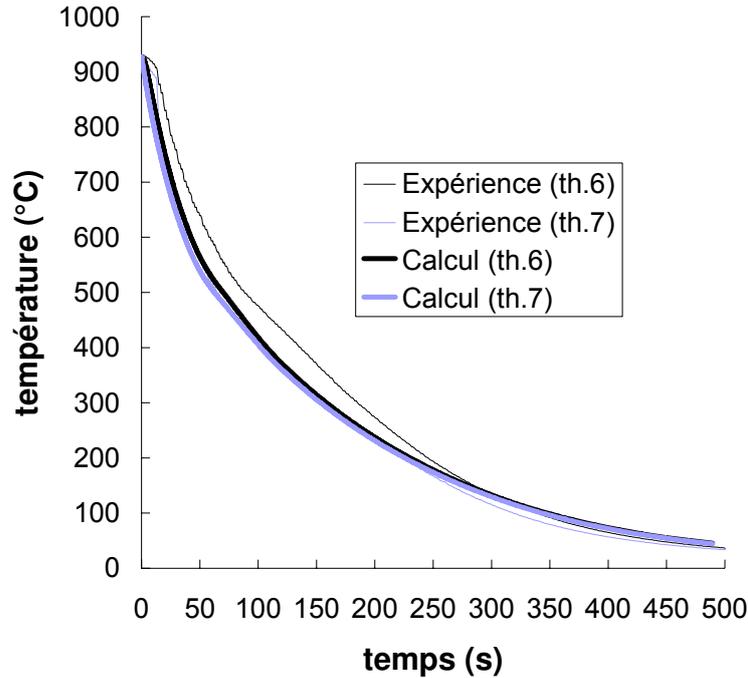


figure 142 Comparaison des évolutions de températures calculées et mesurées dans la partie supérieure de l'éprouvette cylindrique (th. 6 et 7) en acier 27MnCr5 trempée à l'hélium à 4,5 bars

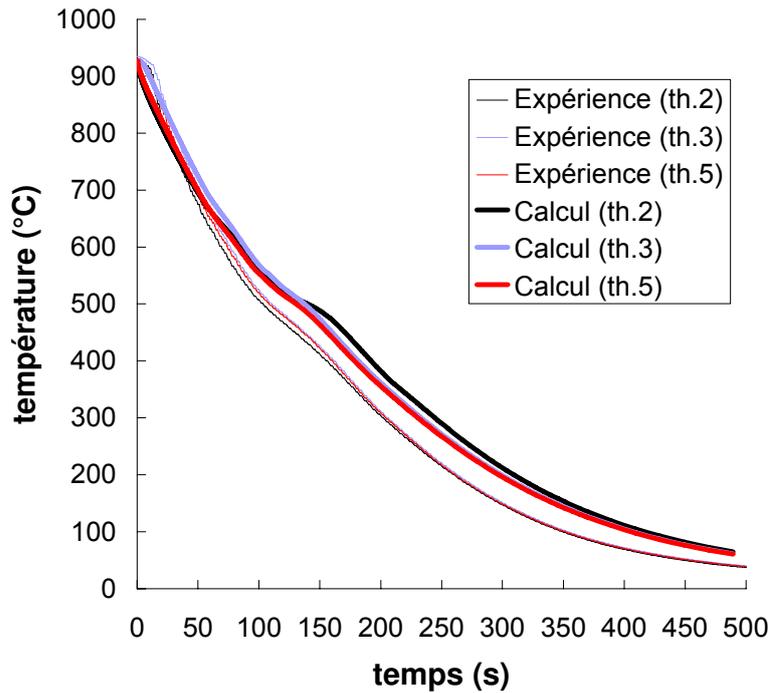


figure 143 Comparaison des évolutions de températures calculées et mesurées dans la partie inférieure de l'éprouvette cylindrique (th. 2, 3 et 5) en acier 27MnCr5 trempée à l'hélium à 4,5 bars

b) Microstructures finales et duretés

Les cartes de microstructure (figure 144) montrent la présence attendue d'un gradient longitudinal de microstructure et, à l'inverse, de faibles gradients radiaux, situés exclusivement dans la partie supérieure du cylindre. Comme nous l'avons vu précédemment, le refroidissement plus rapide dans cette zone entraîne la formation d'une plus grande quantité de bainite (environ 75-85%) et d'une quantité moindre de ferrite (5-15%). Au fur et à mesure que l'on se rapproche

de la base du cylindre, le refroidissement est plus lent et donc la quantité de ferrite formée augmente (jusqu'à 30%) et celle de bainite diminue (jusqu'à 60-65%). La martensite est répartie de façon relativement homogène malgré un léger gradient longitudinal d'amplitude très faible (7-10% de martensite en tous points). Quelle que soit la zone de l'éprouvette considérée, la présence majoritaire de bainite est cohérente avec les observations de microstructure.

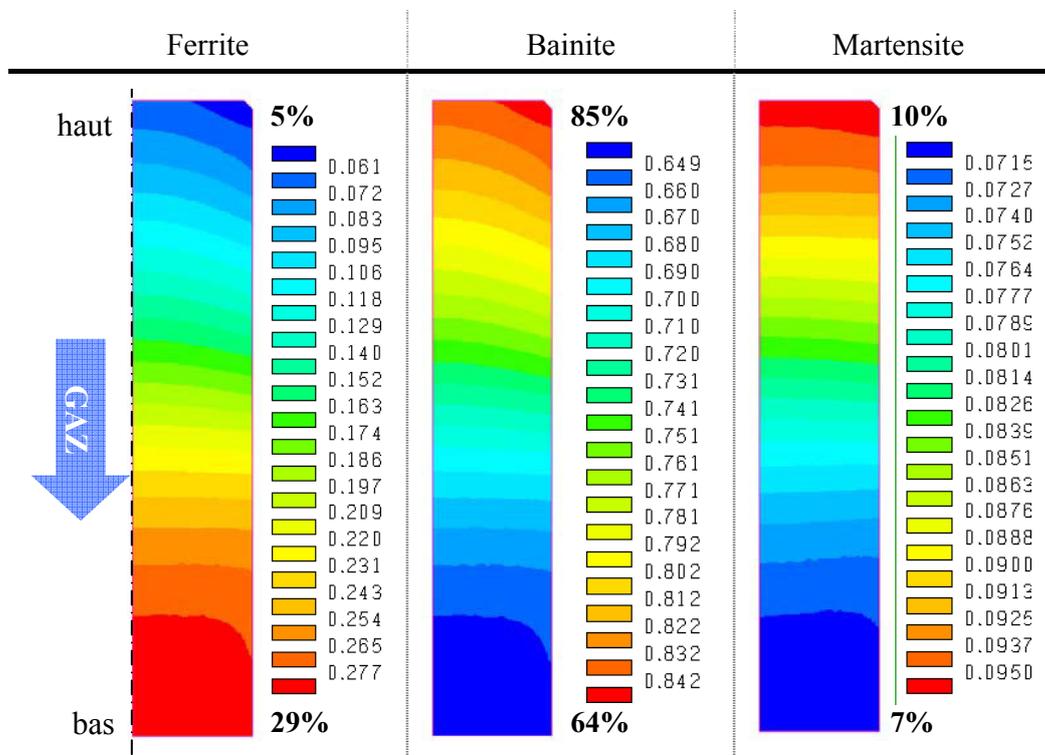


figure 144 Cartes de proportion de phases dans l'éprouvette cylindrique pleine en acier 27MnCr5 en fin de trempe ($t = 490$ s) à l'hélium 4,5 bars

Les duretés calculées corroborent logiquement les gradients observés pour les microstructures calculées. Dans la partie supérieure de l'éprouvette, plus rapidement refroidie, les transformations ont lieu à plus basse température et les taux de bainite et de martensite sont les plus élevés. Les duretés sont donc plus élevées dans cette région de l'éprouvette que dans la partie inférieure, où les taux de ferrite (formée à plus haute température) sont plus élevés. La comparaison avec les mesures de duretés sur l'axe de l'éprouvette montre un bon accord des valeurs calculées hormis à 10 mm de la base, où les valeurs de duretés calculées sont sous-estimées. Ceci est cohérent avec la sous-estimation des cinétiques de refroidissement constatée dans cette zone et une surestimation probable des taux de ferrite. La bonne prédiction des duretés sur la partie supérieure de l'éprouvette, où les cinétiques de refroidissement sont surestimées par le modèle est plus surprenante puisqu'une surestimation de la dureté aurait été logiquement attendue.

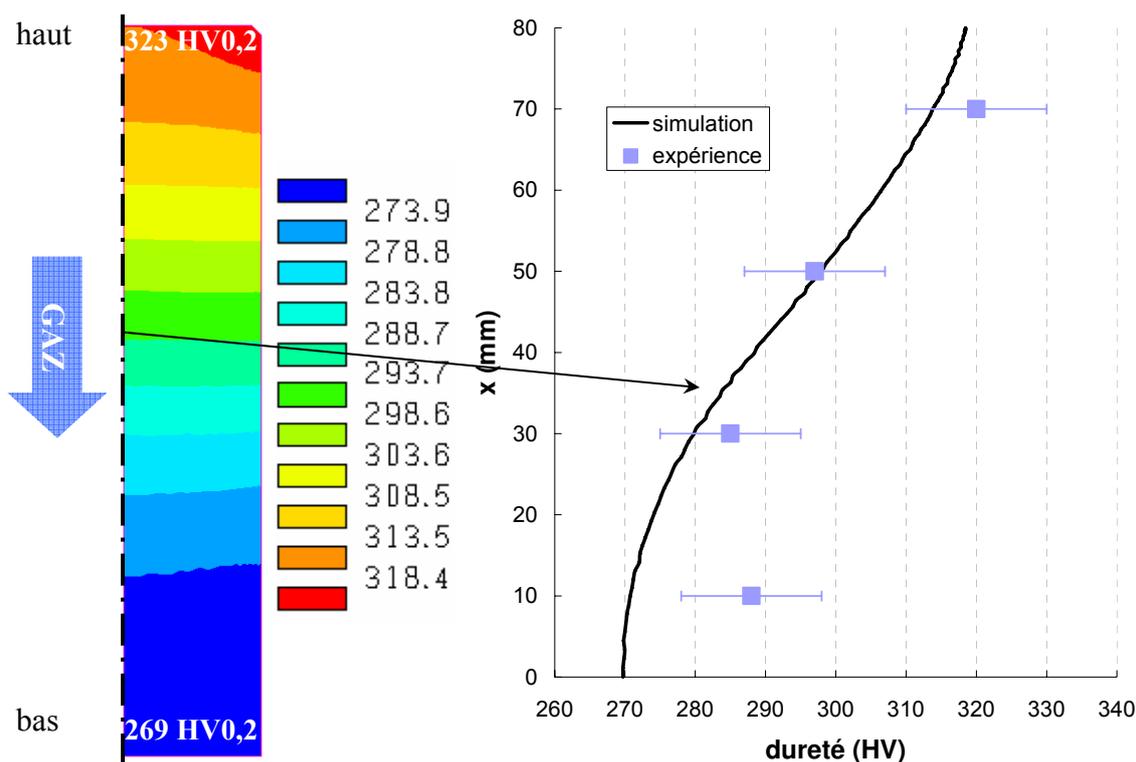


figure 145 Carte de dureté calculée et comparaison du profil longitudinal de dureté calculé sur l'axe de l'éprouvette avec les valeurs mesurées pour la trempe de l'acier 27MnCr5 à 4,5 bars

D. III. Confrontation des mesures de déformations aux résultats de simulation

Cette partie est consacrée à la simulation numérique de la trempe de l'éprouvette creuse en acier 27MnCr5 par de l'hélium à 4,5 bars.

1. Nouveau maillage et hypothèses supplémentaires

Le maillage doit être adapté à la nouvelle géométrie de l'éprouvette et la circulation de gaz à l'intérieur de l'éprouvette et à travers le socle nécessite de compléter les conditions aux limites. Le maillage comporte 23700 mailles pour la phase gazeuse et 3300 mailles pour la phase solide (figure 146). Ce plus grand nombre d'éléments est dû à la possibilité pour les gaz de s'écouler au cœur de l'éprouvette et à la présence de plusieurs points anguleux requérant un maillage plus fin. Nous noterons également la présence d'un socle plus fin (cadre rouge sur la figure 146) que dans le cas de l'éprouvette pleine. Les écoulements en amont de ce socle de même diamètre que l'éprouvette (40 mm) s'en trouvent donc légèrement modifiés.

Les hypothèses émises dans le cas de l'éprouvette pleine ont été appliquées dans le cas de l'éprouvette creuse pour la simulation des écoulements, des transferts thermiques et des cinétiques de transformation de phases. Pour le calcul de l'écoulement, une condition de pression a été conservée pour la sortie du gaz extérieure au support (sortie 2). Par contre, une condition de sortie pour la frontière « sortie 1 » à la base du socle devait être définie pour la fraction du débit volumique de gaz s'écoulant à travers l'éprouvette creuse. Le choix de cette condition doit garantir une bonne prédiction de l'écoulement gazeux et des échanges thermiques le long des

parois internes de l'éprouvette. Rappelons qu'aucune mesure de vitesses d'écoulement n'a pu être réalisée pour cette géométrie d'éprouvette car la PIV était incompatible avec les mesures de déformations in situ. Par conséquent, il ne nous a pas été possible de déterminer la validité des vitesses calculées des gaz s'écoulant au centre de l'éprouvette. Par conséquent, le choix de cette condition de sortie du gaz n'a pu être établi que par comparaison avec une simulation de l'écoulement sur un domaine physique plus complet (appelé « domaine prolongé »), qui s'étend très en aval du support du socle.

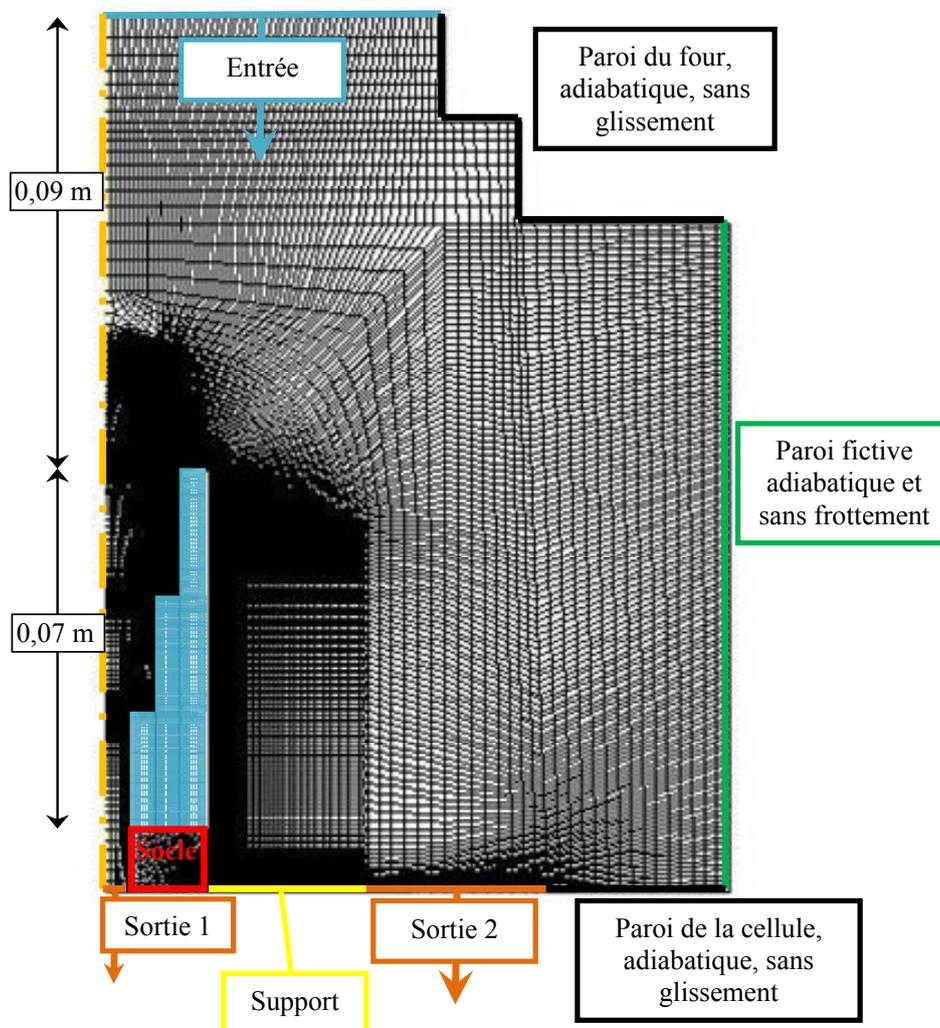


figure 146 Maillage utilisé pour la simulation de la trempe d'une éprouvette creuse à section interne variable

Le profil des vitesses sur l'axe de symétrie a été obtenu pour cette simulation d'écoulement (figure 147), puis comparé aux profils obtenus en considérant le domaine limité à celui de la figure 146 en utilisant plusieurs conditions de sortie différentes pour le gaz au centre de l'éprouvette. Les profils obtenus pour une condition de sortie simple (outflow), de pression et une condition de sortie imposant un coefficient de perte de charge $k=2,5$ (figure 147) font apparaître que la solution qui s'approche le plus de la solution obtenue pour un domaine étendu est la condition imposant un coefficient de perte de charge de 2,5. Cette condition de sortie a donc été retenue pour la suite de nos calculs.

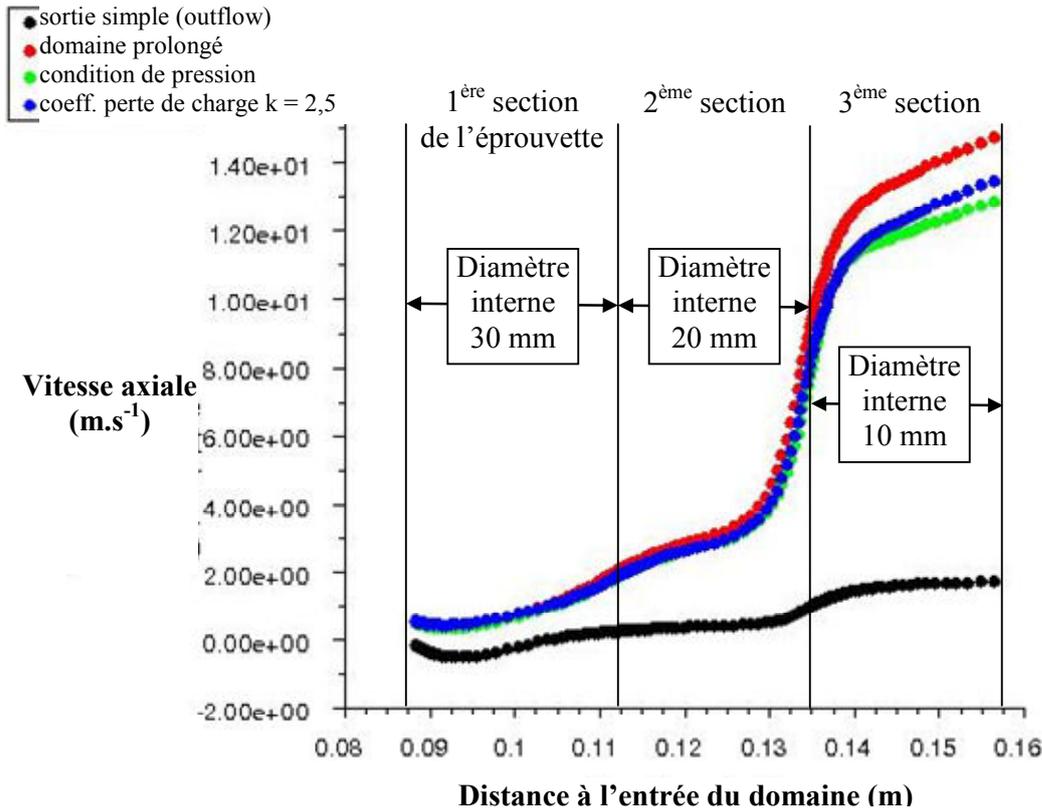


figure 147 Evolution des vitesses de gaz sur l'axe de l'éprouvette pour différentes conditions de sortie

Pour la simulation des transferts thermiques, le flux radiatif a été considéré nul sur toute la face interne de l'éprouvette. Pour le calcul mécanique, les conditions aux limites appliquées sont :

- ✓ une condition d'axisymétrie
- ✓ le déplacement selon la direction axiale x est bloqué au point faisant l'angle avec la surface inférieure, en contact avec le socle, et la surface interne de l'éprouvette.

Nous avons considéré une loi de comportement thermoélastoplastique. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les gradients de vitesse de déformations dans la pièce sont faibles et que la caractérisation du comportement thermomécanique de l'acier a été menée pour une vitesse de déformation proche de celles présentes dans la pièce ($\dot{\epsilon} = 10^{-4} s^{-1}$). Les propriétés mécaniques de l'acier 27MnCr5 ont été reprises des travaux antérieurs [77]-[78], [83].

Enfin une loi d'érouissage cinématique, considérée plus représentative du comportement réel du matériau, a été appliquée.

2. Résultats

a) Ecoulement gazeux et coefficient de transfert de chaleur

Si ce n'est l'écoulement au centre de l'éprouvette, l'écoulement gazeux est tout à fait comparable à celui obtenu avec une éprouvette pleine (figure 148). Nous noterons également que la diminution de la taille du socle a finalement peu d'impact sur l'allure de l'écoulement puisque les dimensions du support plus en aval restent inchangées.

Pour l'écoulement externe, nous noterons la présence d'une zone de décollement de couche limite juste en aval du bord d'attaque du cylindre, malgré la faible épaisseur de la l'obstacle rencontré. En amont du support, une boucle de recirculation de grande dimension est très visible sur la figure 148. Ces deux zones de recirculation des gaz se traduisent pour la première par la présence d'un pic de coefficient de transfert caractéristique sur la surface latérale extérieure de l'éprouvette (figure 149) et pour la seconde par une augmentation d'abord lente, puis très rapide du coefficient de transfert sur la partie la plus en aval de cette surface. Nous noterons que l'augmentation brutale de ce coefficient est liée à la présence de l'interface avec le socle et non exclusivement au vortex. Ce phénomène est lié à la présence d'un flux de chaleur important à l'interface entre le socle en mullite et le gaz. Nous avons en effet considéré arbitrairement la température de ce matériau réfractaire identique à celle de la pièce, faute de mesure. Son refroidissement plus lent explique le flux de chaleur échangé plus important et la continuité des flux échangés l'augmentation brutale du coefficient de transfert en ce point. S'appliquant sur une surface extrêmement faible, nous pouvons cependant raisonnablement négliger l'impact de ce phénomène d'origine numérique sur le refroidissement de l'éprouvette. La présence du support, comme dans le cas de l'éprouvette pleine, induit en sus du vortex, un ralentissement du gaz directement en amont, accélérant la diminution du coefficient de transfert due à l'épaississement de la couche limite après le point de recollement. Dans le cas présent, cette accélération est moins marquée que pour l'éprouvette pleine du fait de l'absence d'effet du socle. Le coefficient de transfert moyen de $200 \text{ W/m}^2/\text{K}$ obtenu sur la surface extérieure de l'éprouvette, est analogue à celui calculé pour une éprouvette pleine.

Sur la face intérieure de l'éprouvette, l'allure du profil de coefficient de transfert est sensiblement identique, quelle que soit la section considérée et son diamètre (figure 150). Il est maximal au coin anguleux le plus en amont de la section et décroît ensuite vers une valeur faible jusqu'au décrochement « en marche d'escalier » suivant. Les valeurs de coefficient de transfert sont sensiblement les mêmes pour les deux premières sections de diamètre les plus élevés, hormis sur les premiers millimètres de la section au diamètre le plus élevé où h atteint ses valeurs maximales, équivalentes aux valeurs obtenues sur la face d'attaque. Dans la section de diamètre le plus faible, l'absence de décrochement en aval d'une part et les pressions et vitesses locales du gaz plus élevées d'autre part induisent une décroissance du coefficient de transfert local plus lente et une augmentation du coefficient de transfert de chaleur moyen dans cette section par rapport aux deux premières. On retrouve une augmentation brutale du coefficient de transfert à l'interface avec le socle. Sur la face interne, le coefficient de transfert moyen de $125 \text{ W/m}^2/\text{K}$ est logiquement plus faible du fait du débit de gaz réduit et plus chaud.

Sur la face d'attaque, le coefficient de transfert est à peu près uniforme, hormis vers les coins de la surface où il croît brutalement. Sa valeur moyenne pondérée sur la surface est de $450 \text{ W/m}^2/\text{K}$.

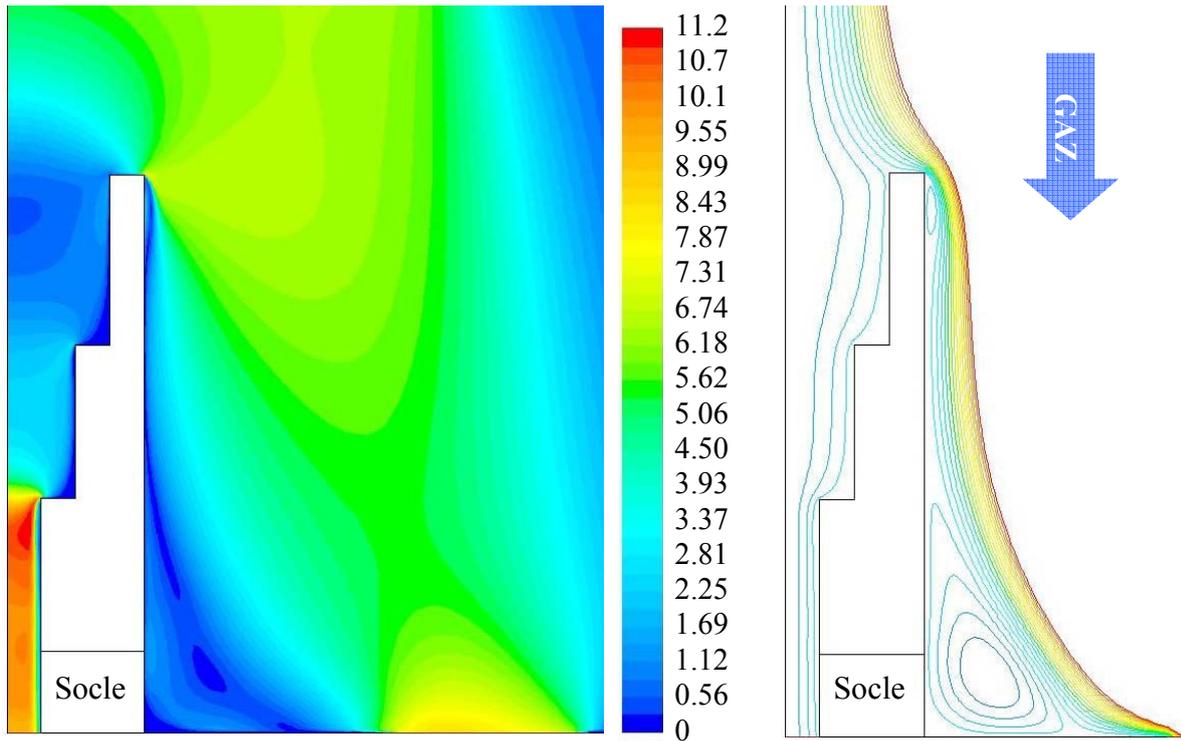


figure 148 Carte des normes de vitesse d'écoulement (gauche) et des lignes de courant (droite) autour de l'éprouvette creuse

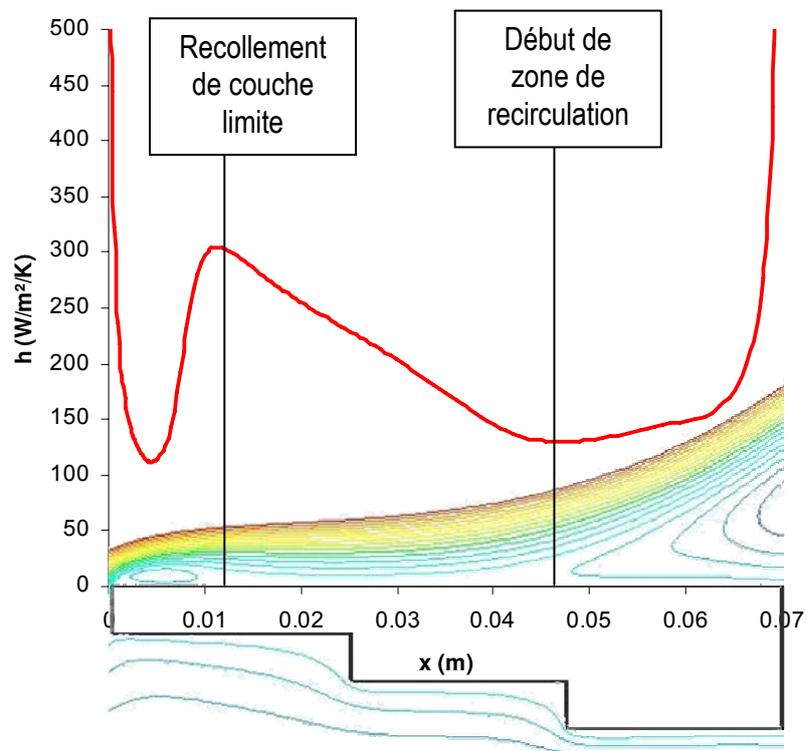


figure 149 Mise en regard du profil de coefficient de transfert sur la surface latérale extérieure de l'éprouvette et des lignes de courant de l'écoulement aux alentours de la pièce

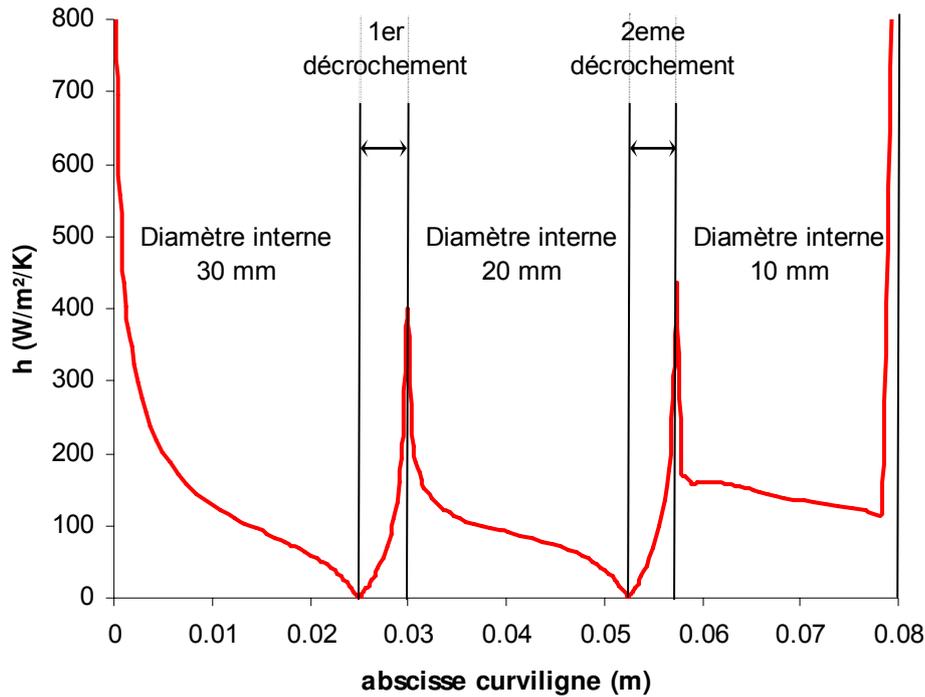


figure 150 Profil de coefficient de transfert calculé sur la surface interne de l'éprouvette creuse

D'après cette analyse et surtout par la présence de deux surfaces d'échanges nous nous attendons à des refroidissements plus rapides dans l'éprouvette creuse.

b) Evolutions de température et cinétiques de transformations de phases

Le comportement thermique de l'éprouvette peut être comparé avec la mesure (figure 151) et simultanément analysé en relation avec les transformations de phases. Les évolutions sont globalement bien prédites jusqu'à une température d'environ $400^{\circ}C$. En deçà de cette température, les vitesses de refroidissement calculées deviennent plus faibles que les mesures (figure 151).

Une analyse plus détaillée de cette figure laisse apparaître des températures légèrement sous-estimées en partie supérieure de l'éprouvette et légèrement surestimées en partie inférieure. Toutefois, les écarts observés sont moins importants ici que dans le cas du cylindre plein. Ceci tend à confirmer les deux hypothèses émises pour expliquer ces écarts :

- d'une part parce que, du fait de la plus faible hauteur de l'éprouvette et de la plus petite surface exposée au flux radiatif émanant du four, l'impact de ce flux thermique est réduit dans le cas de l'éprouvette creuse,
- d'autre part parce que l'écoulement gazeux au niveau du trou percé dans le socle est simulé dans cette configuration d'écoulement et que les échanges de chaleur sont donc estimés avec plus de précision que dans le cas de l'éprouvette pleine.

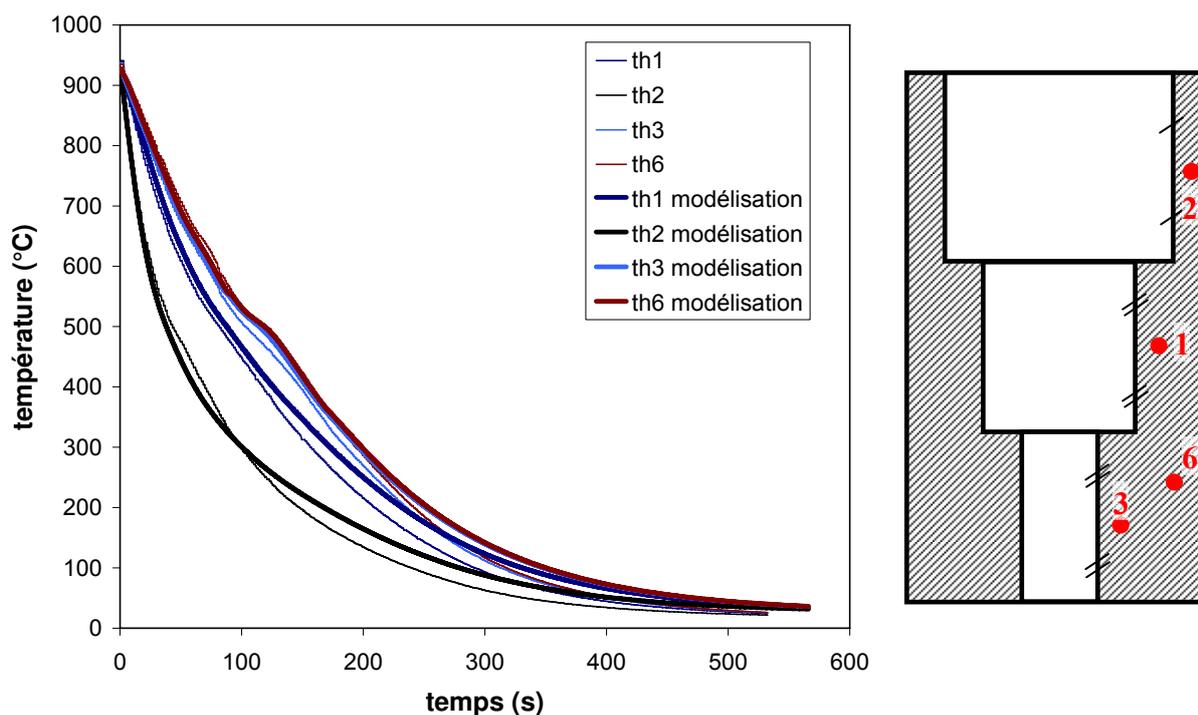


figure 151 Evolution de température en 4 points de l'éprouvette creuse trempée à l'hélium à 4,5 bars

D'après le calcul métallurgique (figure 152), il se produit d'abord pour tous les points une transformation ferritique (avec un taux maximal de 20% pour le refroidissement le plus lent, th.6) suivie de la transformation bainitique (taux maximal de 80%, th. 2, et minimal de 70%, th. 6) et de la transformation martensitique (taux maxi 15%, th. 2). Comme précédemment, la chaleur latente de transformation bainitique conduit à un ralentissement du refroidissement marqué pour les refroidissements les plus lents vers 550°C. Les résultats de la figure 152 permettent aussi de situer la chronologie des transformations dans les différentes parties de l'éprouvette : c'est la section la plus mince (partie supérieure) de l'éprouvette qui se transforme en premier en ferrite et bainite, suivie de la section d'épaisseur intermédiaire et de la section épaisse dans le bas de l'éprouvette.

Les gradients de microstructure finaux sont visualisés sur la figure 153. Comme précédemment, les gradients radiaux sont faibles et les gradients longitudinaux prédominent en accord avec les champs de température. Il en résulte des gradients radiaux de dureté très faibles et des gradients longitudinaux d'autant plus élevés que la section de l'éprouvette est faible (figure 154). La dureté passe ainsi de 370 HV en haut de l'éprouvette à 290 HV en bas. Les duretés mesurées sont en bon accord avec les valeurs calculées en considérant les incertitudes de mesures relativement importantes. Le modèle prédit donc de manière satisfaisante les états microstructuraux en fin de trempe.

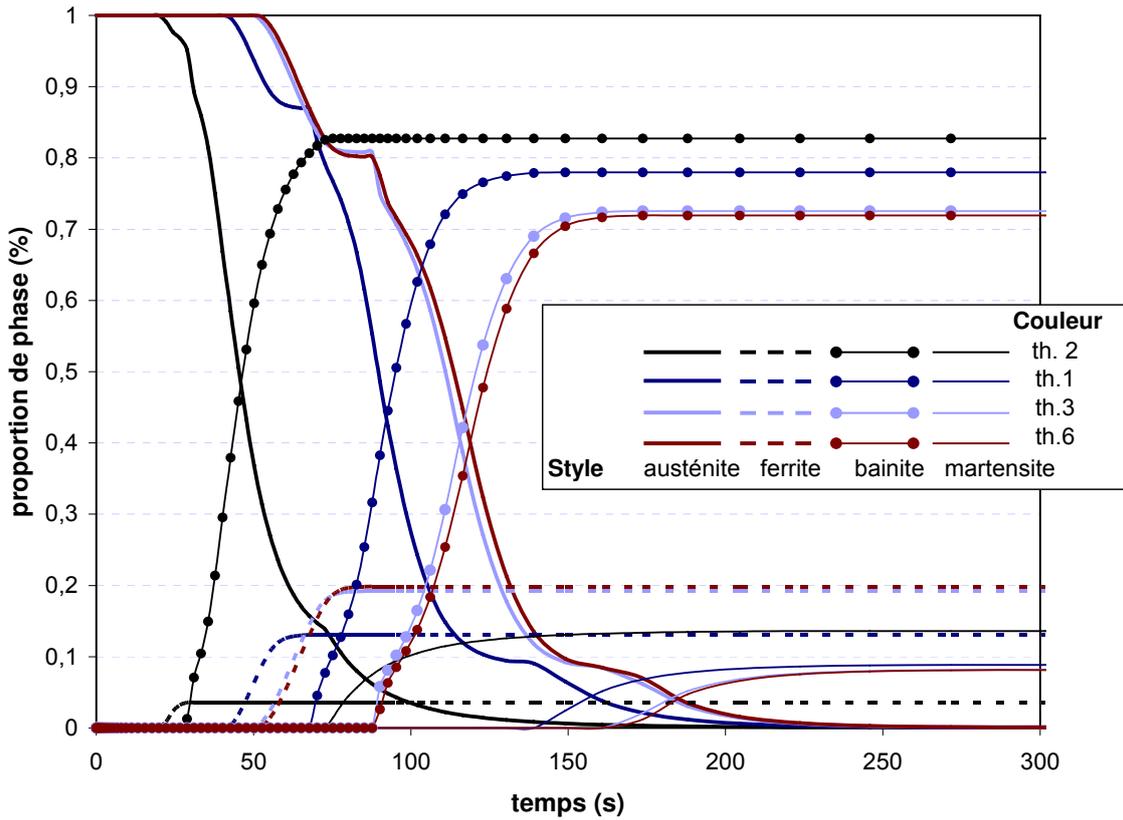


figure 152 Evolutions temporelles calculées des taux de phases aux points de mesures de températures dans l'éprouvette creuse

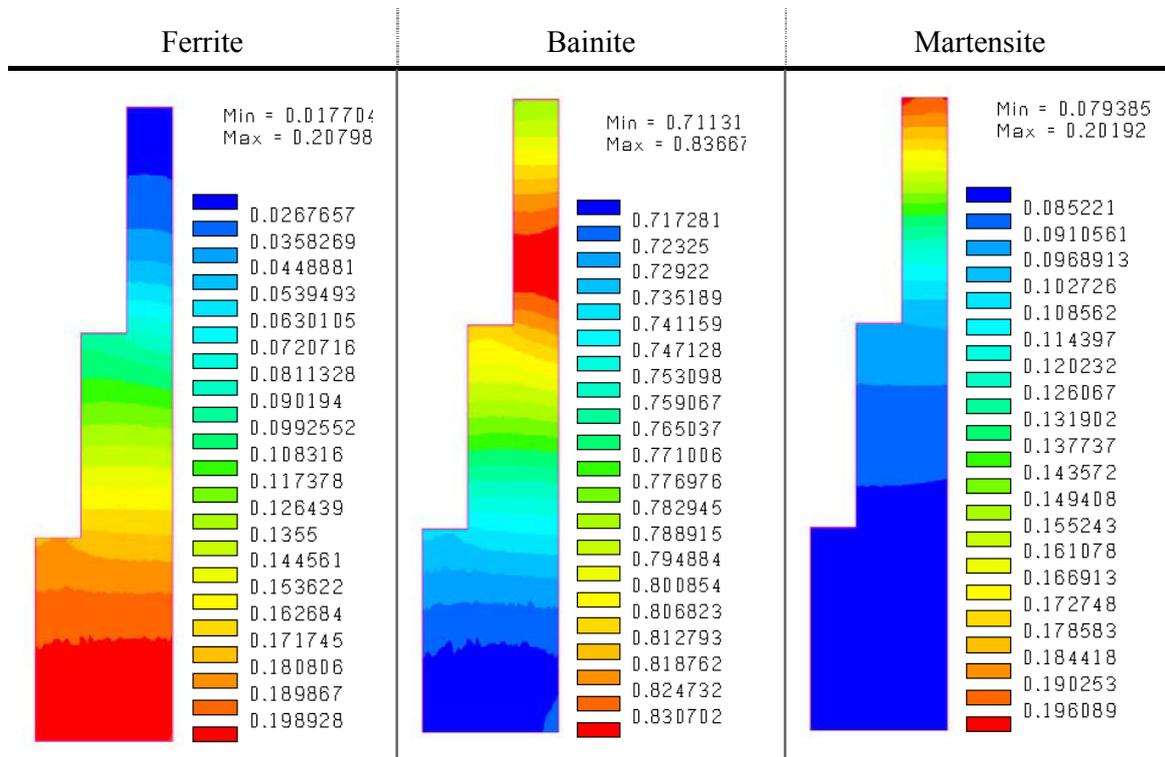


figure 153 Cartes de proportion de phases dans l'éprouvette creuse en fin de trempe ($t = 490$ s) à l'hélium 4,5 bars

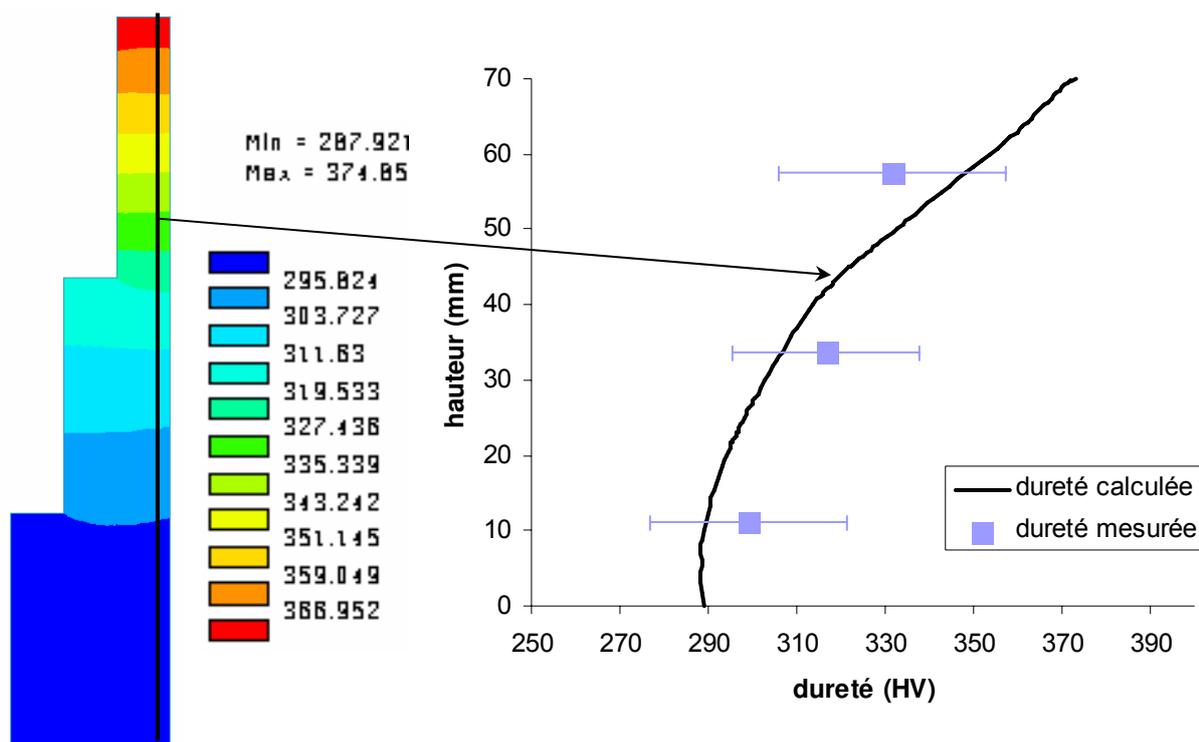


figure 154 Carte de dureté calculée et comparaison du profil de dureté calculé en surface de l'éprouvette avec les mesures effectuées dans l'éprouvette creuse

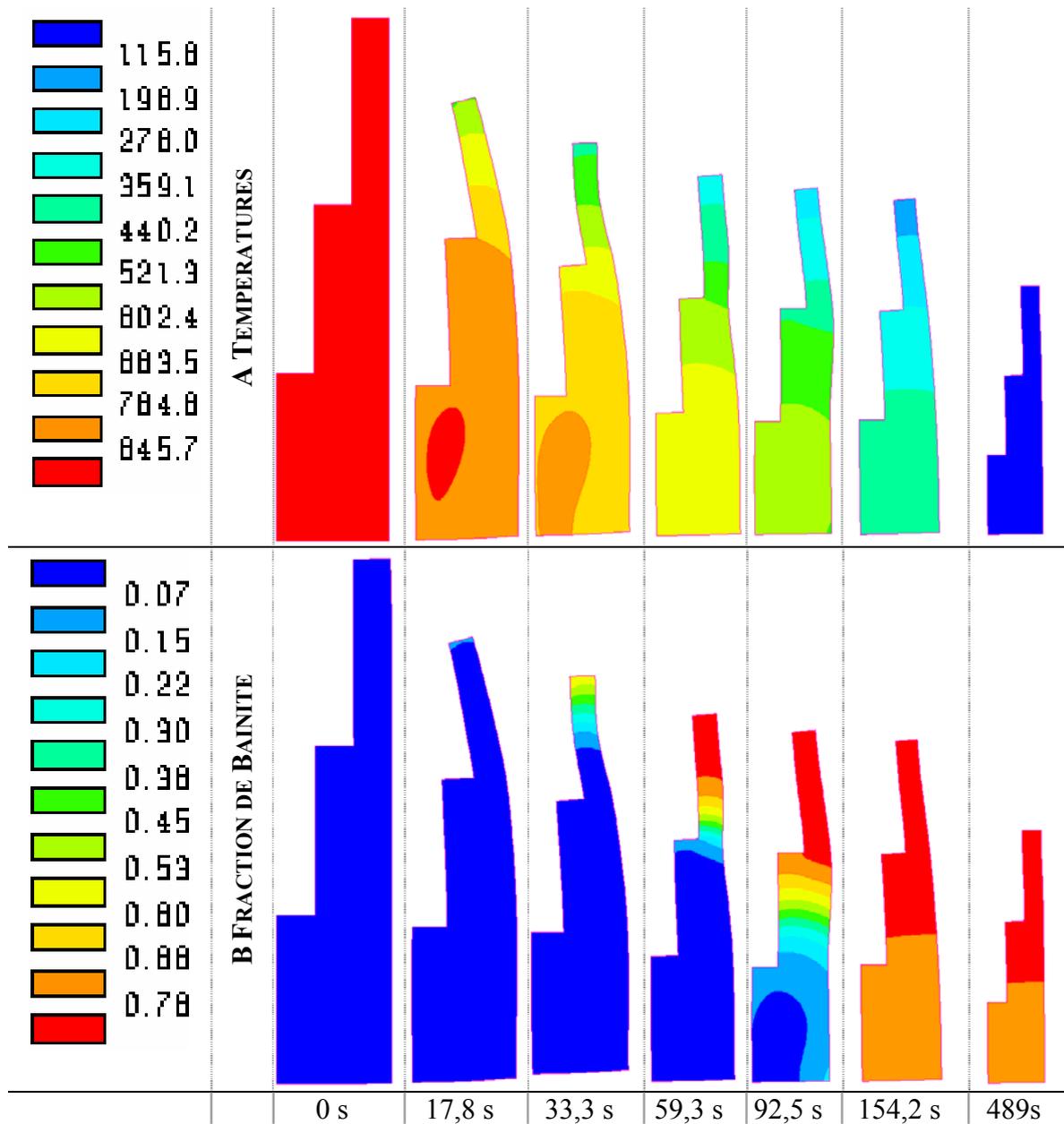
c) Résultats de calcul des déformations en cours de trempe

Le calcul permet de suivre simultanément l'évolution des champs de température, de microstructure, de contraintes et de déformations ainsi que la déformation globale de l'éprouvette tout au long de la trempe. Nous avons choisi d'analyser d'abord la déformation calculée de l'éprouvette au cours du temps en relation avec les champs de température et l'avancement des différentes transformations. Nous aborderons les évolutions des contraintes internes dans la discussion.

La figure 155 présente l'évolution des champs de températures et de taux de phases en cours de trempe au sein de l'éprouvette dont la déformée globale a été amplifiée d'un facteur 100. Jusqu'à 17 s après le début de la trempe, aucune transformation de phases n'intervient dans l'éprouvette qui se contracte sous l'effet du refroidissement (déformations d'origine thermique uniquement). L'éprouvette prend une forme convexe (la surface extérieure se « bombe » dues aux contraintes de traction qui y sont générées) illustrée sur la figure 155 a). La transformation ferritique (figure 155 d), rapidement suivie de la transformation bainitique (figure 155 b) puis de la transformation martensitique (figure 155 e) engendrent une augmentation de volume (et donc de diamètre) de l'éprouvette qui se propage du haut vers le bas de la pièce. Ceci se traduit tout d'abord par une sorte de « redressement » de l'éprouvette dans sa partie supérieure avec apparition d'une concavité de la surface externe de l'éprouvette qui se propage, de sa partie supérieure vers sa partie inférieure. S'il est difficile de discerner les contributions respectives des différentes transformations de phases à ce stade de l'analyse, la quantité importante de bainite formée ainsi que la correspondance entre la position de la concavité et le front de formation de bainite indiquent que l'impact de cette transformation prédomine. L'impact plus marqué de la

transformation bainitique sur l'augmentation de rayon de l'éprouvette, pour toutes les épaisseurs de section, est incontestable lorsque l'on regarde les évolutions temporelles de la variation de rayon calculée en trois points de la surface externe de la pièce, superposées à la fraction d'austénite indiquant les temps de début des différentes transformations (figure 156). Après 200 s, les transformations de phases sont pratiquement terminées et l'éprouvette ne connaît plus que des déformations d'origine thermique.

Ces résultats de calculs sont qualitativement en bon accord avec les mesures de déformations in situ de l'éprouvette creuse (cf. chapitre C) pour lesquelles l'impact d'une transformation de phases se propageant du haut vers le bas de l'éprouvette était clairement visible.



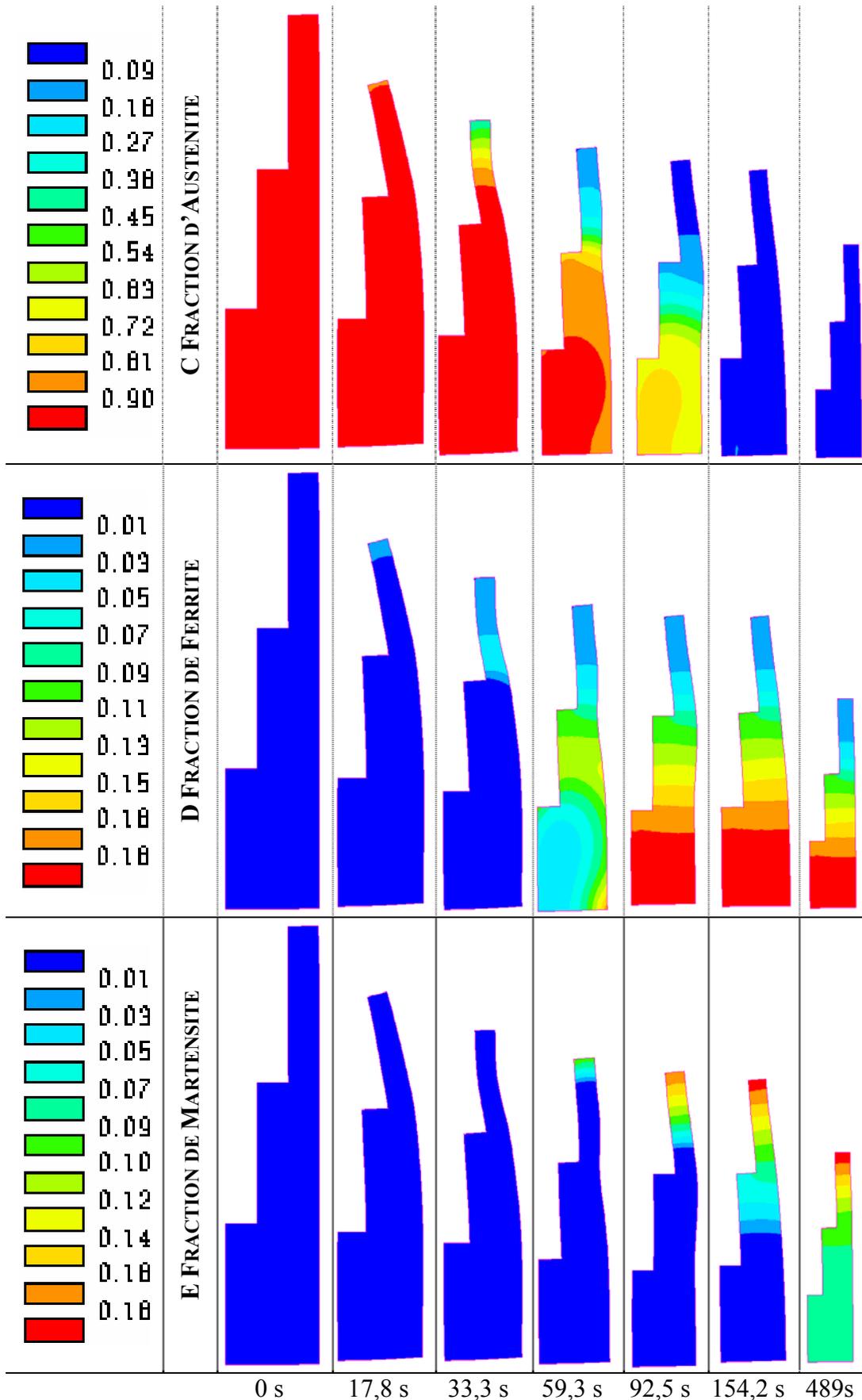


figure 155 Distributions de températures (A), de bainite (B), d'austénite (C), de ferrite (D) et de martensite (E) dans l'éprouvette creuse trempée à l'hélium à 4,5 bars (déformations $\times 100$)

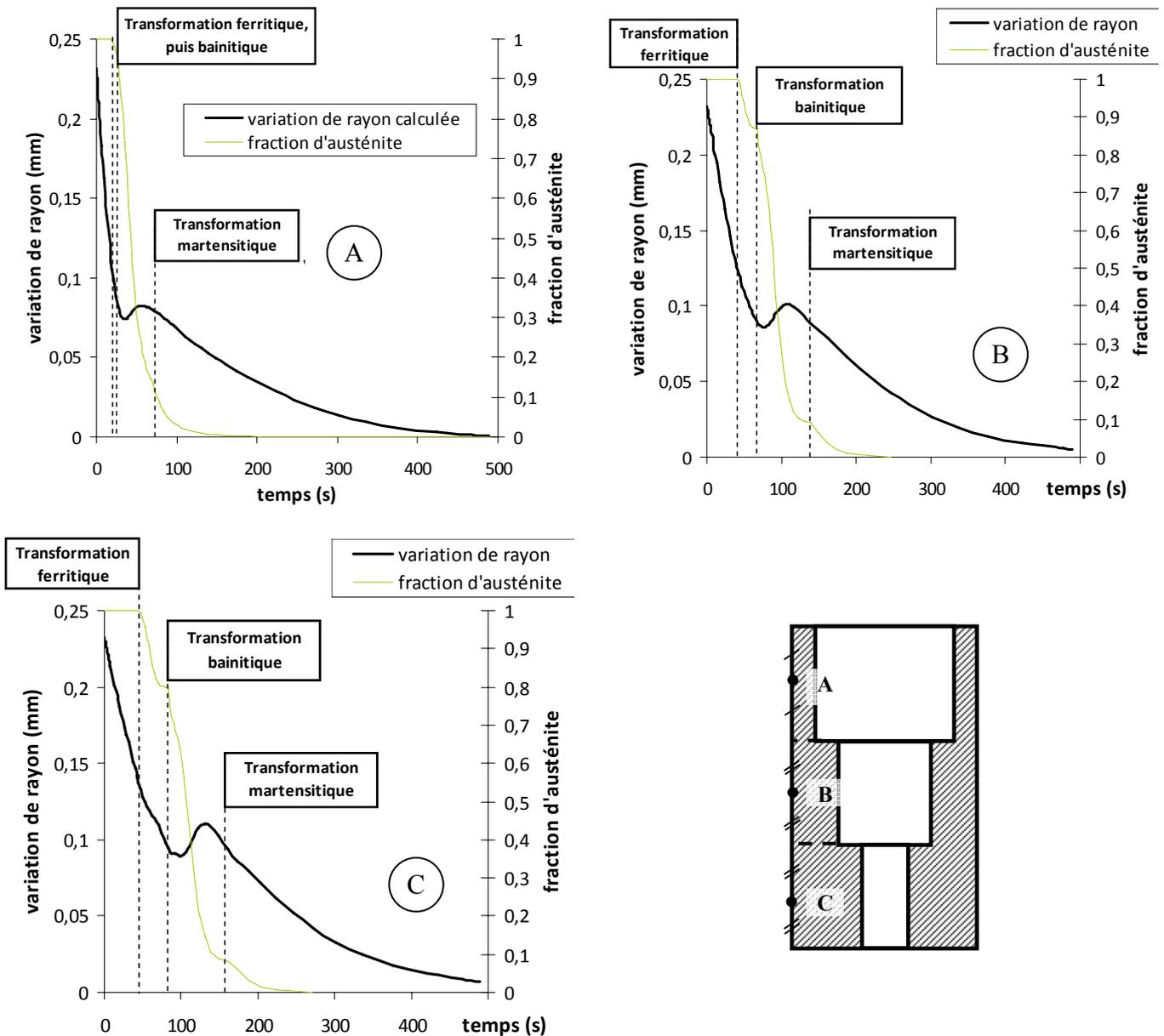


figure 156 Evolution de la variation de rayon et de la fraction d'austénite en trois points de la surface externe de l'éprouvette

La comparaison du contour de l'éprouvette en fin de trempe et de son contour initial fait apparaître un changement de forme de l'éprouvette dû aux déformations permanentes qui se sont produites pendant le refroidissement (figure 157). Nous notons un allongement de l'éprouvette dans la direction axiale et une forme finale plutôt en « tonneau » sauf en haut de l'éprouvette où il subsiste une concavité. Nous reviendrons plus en détail sur la nature de ces déformations permanentes lors de la discussion.

Nous notons également que la concavité sur la surface externe de la pièce correspond à l'emplacement du point de recollement de la couche limite. Le même type d'effet avait déjà été relevé dans le cas de la trempe du cylindre en 60NiCrMo11.

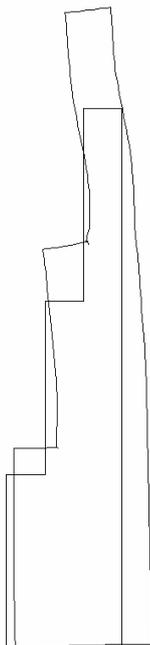


figure 157 Comparaison des contours avant et après trempe à l'hélium à 4,5 bars de l'éprouvette creuse (déformations $\times 500$)

d) Comparaison des déformations calculées et mesurées en cours de trempe

La figure 158 compare les évolutions des variations de rayon calculées et mesurées de la paroi extérieure de l'éprouvette creuse trempée à 4,5 bars. Les valeurs expérimentales n'ont pas été lissées mais converties en variation de rayon ($\Delta r = r(t) - r(0)$, $r(t)$ représentant le rayon à l'instant t et $r(0)$ la valeur de référence du rayon avant traitement thermique). Nous avons donc représenté Δr en fonction de la hauteur de l'éprouvette à différents instants de la trempe. Nous « corrigeons » ainsi la géométrie de l'éprouvette expérimentale non parfaitement cylindrique et faisons implicitement l'hypothèse que les défauts géométriques de cette éprouvette n'affectent pas les déformations qu'elle subit ensuite lors du traitement de trempe.

Seules les déformations en début de trempe (1, 13 et 31s) et en fin de trempe (180, 244 et 480s) sont représentées sur cette figure par souci de lisibilité. Avant transformations de phases, la déformation à haute température semble très légèrement surestimée (1s), puis la diminution de rayon plus rapide de la partie supérieure, moins épaisse, est bien représentée (13 s). Dès 31s, les variations de rayon calculées traduisent le début de la transformation ferritique et surtout bainitique dans la partie supérieure de l'éprouvette, qui se « redresse ». Ce phénomène n'est pas visible sur les courbes expérimentales. En effet, même si les mesures ne sont pas effectuées pour une hauteur (h) supérieure à 65 mm, la pente de la courbe expérimentale à cette position indique que l'impact des transformations ferritique et bainitique n'est pas encore mesuré et que, par conséquent, le temps de début de transformation dans la partie supérieure de l'éprouvette est probablement sous-estimé par le calcul. La surestimation des cinétiques de refroidissement calculées dans cette zone de la pièce pourrait expliquer ce résultat.

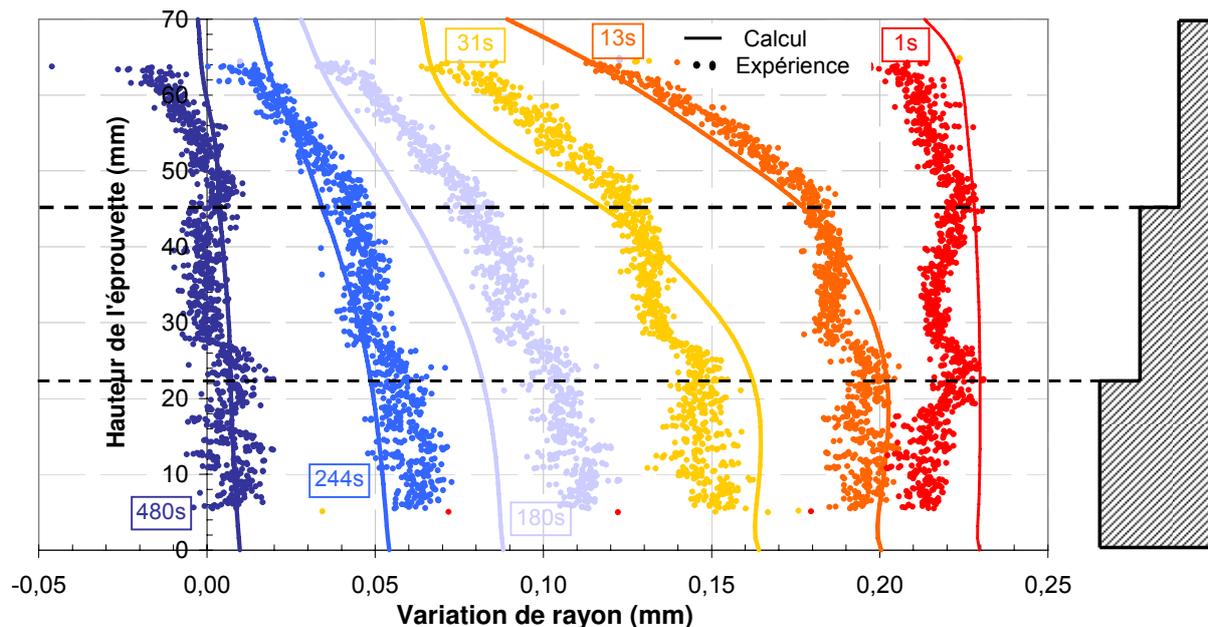


figure 158 Comparaison des variations de rayon calculées et mesurées de l'éprouvette creuse trempée à l'hélium 4,5 bars

Au-delà de 31s (figure 159), les transformations de phases se propagent de la partie supérieure vers la partie inférieure de la pièce. A 44 s, les transformations de phases n'ont débuté que dans la partie supérieure de l'éprouvette. Les profils mesurés et calculés sont en bon accord, bien que les déplacements sur les 5 mm du haut de l'éprouvette ne soient pas mesurés. A 64 s, la transformation bainitique est pratiquement terminée pour les 15 mm du haut de l'éprouvette et a commencé dans la partie intermédiaire. Il s'est également formé entre 10 et 15% de ferrite dans les parties inférieures de l'éprouvette. La comparaison des déplacements radiaux calculés et mesurés fait principalement apparaître deux écarts :

- ✓ l'augmentation de diamètre calculée lors de la transformation (ici majoritairement bainitique) est nettement plus faible que la mesure
- ✓ le sommet de la concavité est donné à une position plus basse ($h = 50$ mm) par la simulation par rapport à la mesure ($h = 60$ mm).

La légère surestimation par le modèle de la cinétique de refroidissement et les conséquences qui en découlent sur les cinétiques de transformation de phases dans la partie supérieure la plus fine de l'éprouvette pourraient être à l'origine de ces écarts. 71 s après le début de la trempe, la transformation bainitique est pratiquement terminée dans la partie supérieure de l'éprouvette et les positions calculée et mesurée du sommet de la concavité correspondent bien ($h = 49$ mm, limite entre la section la plus fine et la section intermédiaire). La position du « front » de formation de bainite et donc le temps de début de transformation bainitique sont donc mieux représentés par le modèle. La bonne prédiction des évolutions de température dans la partie intermédiaire de l'éprouvette, va également dans le sens de cette analyse. Néanmoins, l'augmentation de rayon calculée reste inférieure à celle mesurée d'environ $40 \mu\text{m}$. Dans la partie inférieure de l'éprouvette, la transformation ferritique engendre un ralentissement de la diminution de diamètre calculée (figure 156) et les déplacements radiaux, jusqu'ici en accord presque parfait semblent légèrement surestimés.

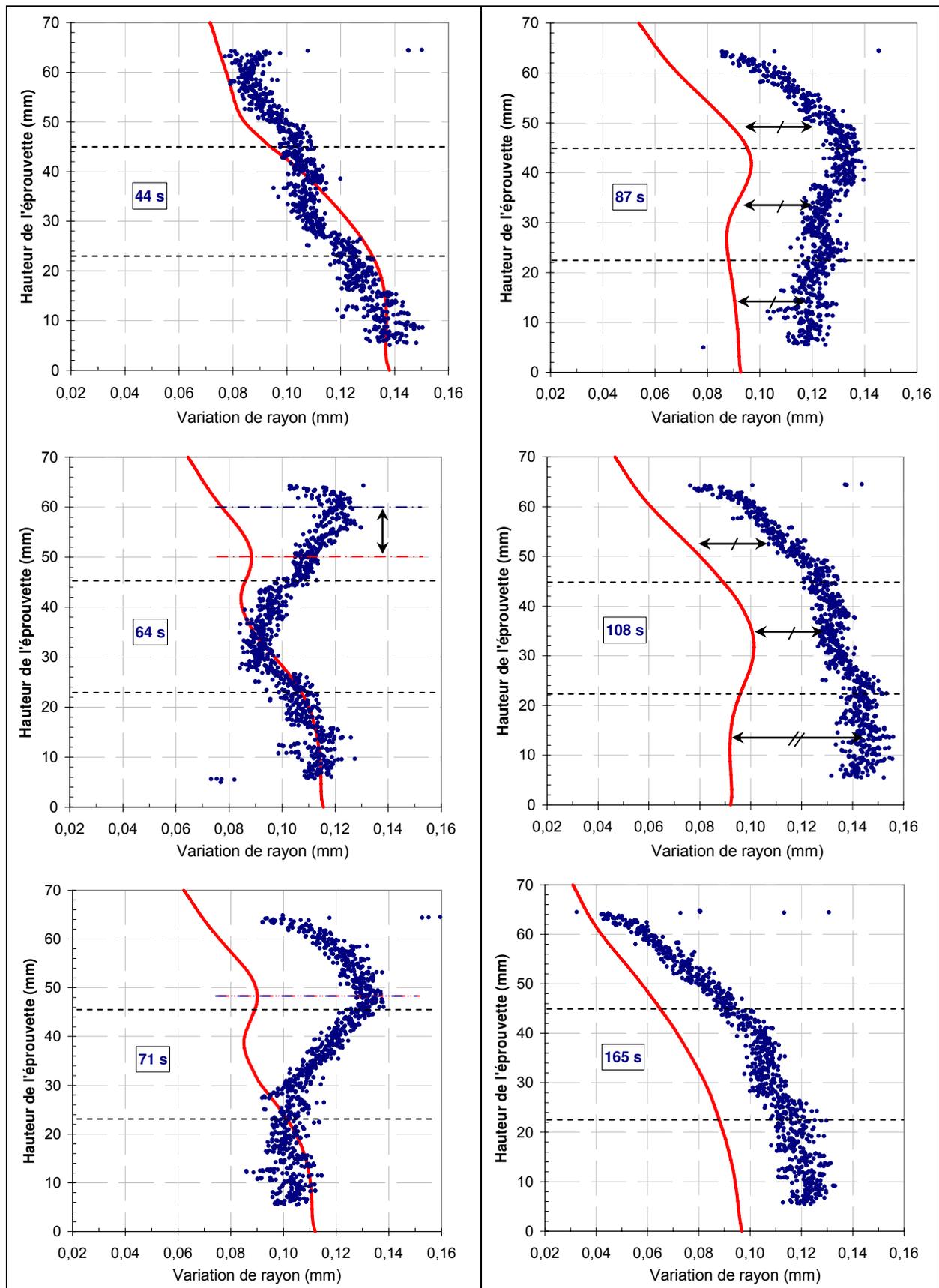


figure 159 Comparaison des variations de rayon calculées et mesurées sur la surface extérieure de l'éprouvette creuse lors des transformation de phases de l'éprouvette

Après 87s, la transformation bainitique se propage vers le bas de la partie intermédiaire et commence dans la partie inférieure de la pièce. On observe un écart pratiquement uniforme d'environ 30 μm entre les profils de déplacements radiaux calculés et mesurés, ceux-ci étant toujours les plus grands. La comparaison des profils obtenus à 71s et 87s montre que contrairement aux résultats de simulation, les mesures font apparaître une forte augmentation du diamètre de la partie inférieure de l'éprouvette, qui se poursuit jusqu'à 108s au moins. Au même instant, le diamètre calculé est resté stable par rapport à celui obtenu à 87s. Malgré une bonne prédiction des évolutions de température dans la partie inférieure, le début de transformation bainitique calculé par le modèle apparaît donc probablement plus tard et l'on peut penser que les cinétiques de transformations de phases calculées sont trop lentes.

Après 165s, l'essentiel des transformations de phases est achevé et seule la transformation martensitique se poursuit dans le bas de l'éprouvette. Les écarts entre les déplacements radiaux calculés et mesurés qui se sont développés au moment de la transformation bainitique diminuent progressivement (180s, cf. figure 158) puis deviennent pratiquement nuls à 244s. En fin de trempe (480s), malgré une légère surestimation du rayon de la partie supérieure de l'éprouvette, le modèle rend bien compte du profil et de l'amplitude des déplacements qui demeurent très faibles. Le refroidissement, somme toute relativement lent, génère des contraintes internes relativement faibles qui ne conduisent probablement qu'à des déformations plastiques et de plasticité de transformation faibles.

L'examen des évolutions temporelles des variations de rayon en trois points de la surface extérieure de l'éprouvette correspondant au milieu de chacune des sections confirme les tendances qui viennent d'être présentées (figure 160). On note globalement une bonne prédiction des déplacements avant la transformation de phases, même si on remarque une cinétique de déformation plus rapide dans la partie supérieure de l'éprouvette. La simulation sous-évalue ensuite l'amplitude de l'augmentation de diamètre associée à la transformation bainitique.

Dans la section la plus fine de l'éprouvette, le temps marquant le début de l'augmentation de rayon associé à la transformation bainitique est sous-estimé par le modèle, ce qui confirme nos premières observations (figure 160). Il est même probable que l'effet de la transformation ferritique, soit légèrement sous-estimé par le modèle vu les écarts croissants entre les deux courbes de déplacement apparaissant au-delà de 23s (temps de début de transformation ferritique calculé).

Dans la section intermédiaire et dans la section la plus épaisse (partie inférieure de l'éprouvette), l'augmentation de rayon associée aux transformations de phases calculée est en retard par rapport aux résultats expérimentaux. On note ainsi, pour la section la plus épaisse, un ralentissement mesuré de la diminution du rayon environ 30 s après le début de la trempe, qui pourrait correspondre à la transformation ferritique (50s) dans les résultats de simulation. De même, le début d'augmentation de rayon associé à la transformation bainitique semble retardé de 15s environ par le calcul. Les transformations de phases calculées semblent donc en retard dans cette partie de l'éprouvette, au moins pour ce qui concerne le début de transformation.

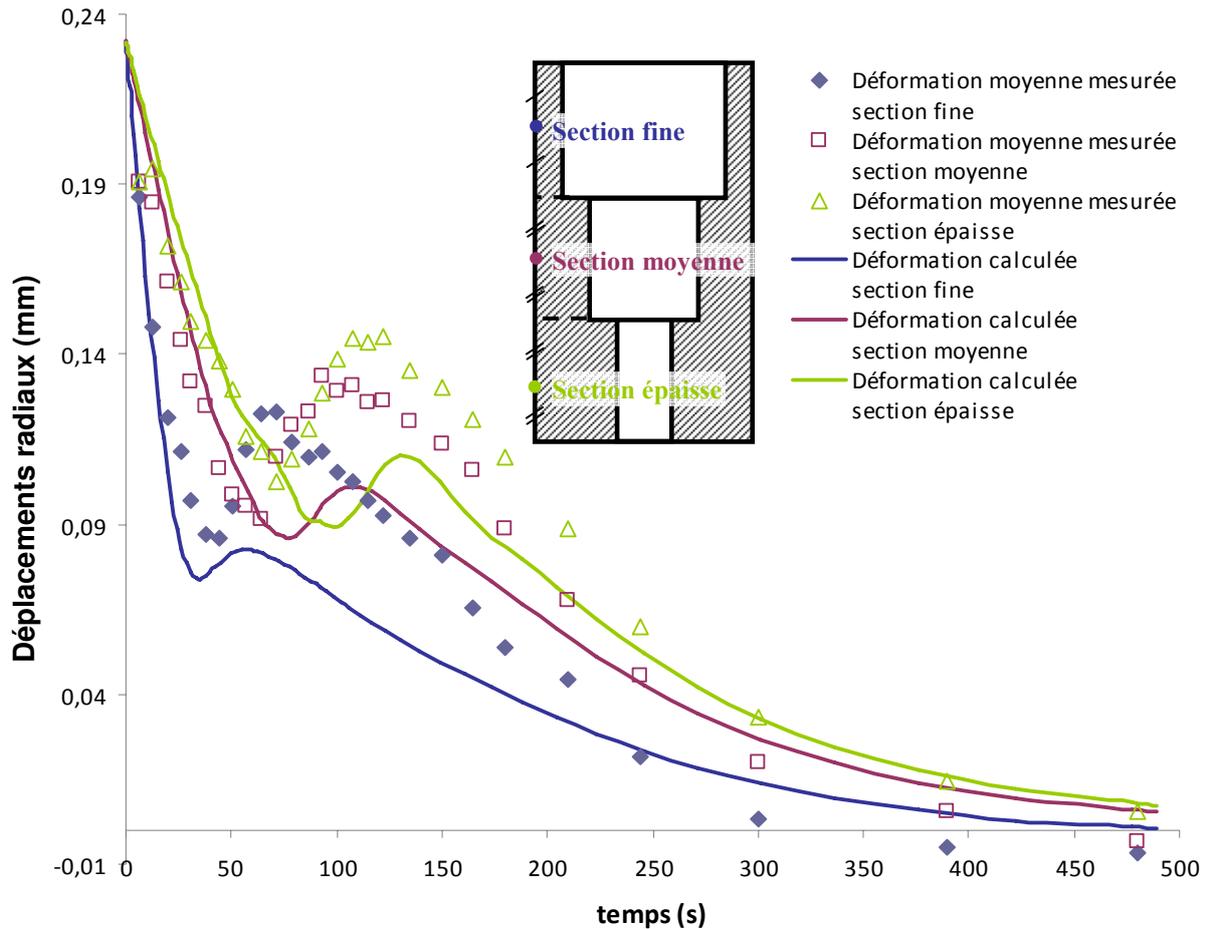


figure 160 Comparaison des évolutions temporelles calculées et mesurées des déplacements radiaux de l'éprouvette creuse en 3 points de sa surface extérieure

3. Discussion

Si la comparaison des déformations calculées et mesurées semblent indiquer que les transformations de phases se produisent trop tardivement par rapport à l'expérience et sont accompagnées de déformations trop faibles, il nous paraît important, pour tenter de mieux comprendre la source de ces écarts calcul-expérience, de revenir sur l'origine des déformations de l'éprouvette en essayant d'analyser les différentes contributions à cette déformation.

Les déformations que l'on pourrait qualifier d'initiales au cours de la trempe sont les déformations de contraction thermique. Lors de la trempe d'une pièce plus ou moins massive comme l'éprouvette que nous avons utilisée, ces déformations ne sont pas uniformes au sein de la pièce du fait des différences locales de cinétiques de refroidissement. Ces hétérogénéités sont à l'origine de contraintes internes qui induisent des déformations élastiques et plastiques lorsque le niveau de contrainte est suffisamment élevé et atteint la limite d'élasticité du matériau. Les transformations de phases sont également sources de déformations : changements de volume associés au changement de structure et déformations de plasticité de transformation, dont l'amplitude dépend de la vitesse de transformation et du niveau de contrainte au moment de la transformation de phases. Ce sont l'ensemble de ces déformations qui contribuent à la « forme » de l'éprouvette.

La forme finale de l'éprouvette est essentiellement le résultat des changements de volume associés aux transformations de phases (variation de volume entre la structure initiale avant traitement et la structure finale après trempe) et des déformations permanentes qui se sont produites pendant le refroidissement : les déformations plastiques et les déformations de plasticité de transformation.

En ce qui concerne les changements de volume, l'éprouvette creuse trempée à l'hélium à 4,5 bars a, après trempe, une microstructure constituée de ferrite, de bainite et de martensite. La microstructure initiale était quant à elle ferrito-bainitique. Le seul changement de volume notable entre la structure initiale et la structure finale est celui associé à la transformation martensitique. Pour notre acier et compte tenu de sa teneur en carbone, il peut être estimé à partir des volumes atomiques à environ 5.10^{-3} pour une transformation martensitique complète [77], [83]. Dans notre cas, la quantité de martensite formée étant faible (10% - 20%), on peut s'attendre à un le changement de volume associé aux transformations de phases entre l'état final et l'état initial très faible.

Pour analyser plus avant les déformations, nous nous intéressons dans un premier temps à la genèse des contraintes internes dans l'éprouvette (figure 161). Les évolutions de contraintes internes locales dépendent des évolutions de température et de microstructure locales mais également des contraintes dans les parties environnantes qui rendent l'interprétation plus ardue pour des géométries complexes comme celle que nous étudions. Sur les graphiques, nous avons porté en traits pointillés le début des transformations de phases dans l'ordre ferritique, bainitique et martensitique. En début de trempe (avant les transformations de phases), l'éprouvette subit tout d'abord des contraintes de traction en surface. Aux points 1 et 2 (section fine et section moyenne de l'éprouvette), les contraintes de traction diminuent (et s'inversent même au point 1) avant la transformation ferritique, qui vient ensuite accélérer la mise en compression dans ces deux zones de l'éprouvette. Au point 3 (section épaisse), la transformation ferritique semble être d'abord à l'origine de la relaxation des contraintes de traction initiales, puis cette partie de l'éprouvette est de nouveau mise en traction. Aux points 1 et 2, les contraintes de compression diminuent après la transformation bainitique avant une remise en compression. La transformation martensitique intervient ensuite dans ces deux zones, alors que les niveaux de contraintes de compression sont très faibles. La mise en compression se poursuit après la transformation martensitique au point 1 avant une relaxation partielle des contraintes. Au point 2, la transformation martensitique est suivie d'une relaxation partielle des contraintes avant que les contraintes de compression ne s'accroissent jusqu'à la fin de la trempe. Ces deux parties de l'éprouvette subissent donc des contraintes résiduelles de compression d'amplitude faible (-10 MPa pour la section fine et -40 MPa pour la section moyenne). Au point 3, la transformation bainitique est suivie d'une mise en compression avant de repartir en traction. La transformation martensitique intervient alors que les contraintes de traction sont de 55 MPa et engendre une diminution lente de ces contraintes. Les contraintes résiduelles en ce point sont de compression et également de faible amplitude (25 MPa).

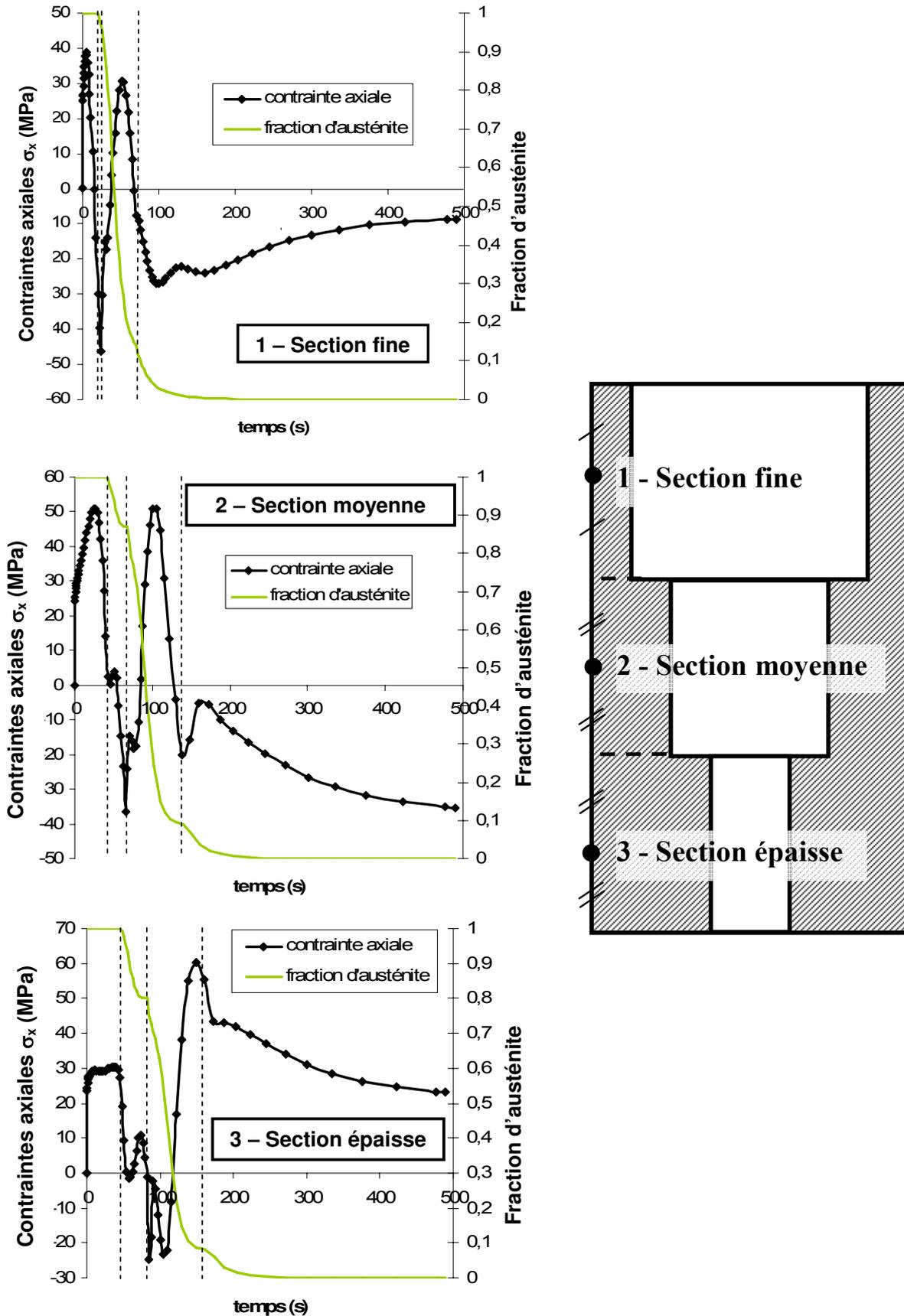


figure 161 Evolutions temporelles de la contrainte axiale (en MPa) et de la fraction d'austénite en 3 points de l'éprouvette creuse trempée à l'hélium à 4,5 bars

D'après cette analyse, il ressort que les niveaux de contraintes internes sont relativement faibles tout au long du refroidissement dû principalement aux faibles gradients thermiques générés dans l'éprouvette (soulignons que les niveaux des contraintes atteints en cours de trempe pour les points 1, 2 et 3 sont représentatifs de ceux atteints en tous points de l'éprouvette pendant la trempe). Les contraintes résiduelles sont elles aussi relativement faibles (comprises entre -70 MPa et $+90$ MPa dans l'ensemble de l'éprouvette) comme l'illustre la figure 162. Ces faibles niveaux de contraintes résiduelles sont le résultat des faibles hétérogénéités de changement de volume subsistant après refroidissement (comme nous l'avons explicité ci-dessus) et des faibles hétérogénéités de déformations permanentes qui se sont produites pendant le refroidissement (déformations plastiques et de plasticité de transformation).

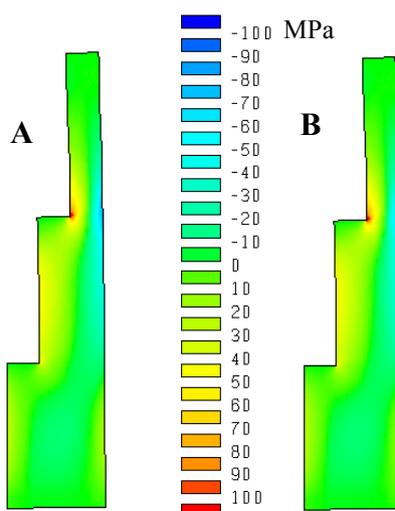


figure 162 Contraintes résiduelles (MPa) au sein de l'éprouvette creuse trempée à l'hélium 4,5 bars
A – contraintes axiales, B – contraintes tangentielles

Pour le confirmer, nous avons donc cherché à l'aide de la simulation numérique à déterminer l'importance relative des différentes contributions à la déformée finale de la pièce. Nous examinons dans un premier temps la contribution des déformations plastiques.

La figure 163 compare les évolutions des contraintes équivalentes de Von Mises avec la limite d'élasticité du matériau pour le début du refroidissement. C'est en effet au début du refroidissement dans le domaine austénitique à haute température (où les gradients thermiques sont les plus élevés) que sont générées l'essentiel des déformations plastiques. Mais dans notre cas, les gradients thermiques étant faibles, ces déformations plastiques sont faibles (de l'ordre de 0,05% pour la déformation plastique équivalente cumulée). L'écart entre la limite d'élasticité et la contrainte équivalente de Von Mises représente l'écrouissage du matériau qui est limité dû aux faibles déformations plastiques et au faible coefficient d'écrouissage de l'austénite à haute température.

Pour quantifier l'impact des déformations plastiques sur la déformation finale de l'éprouvette, une simulation numérique a été effectuée en supposant un comportement élastique du matériau (en augmentant fortement la limite d'élasticité de l'acier (x100)). Les déformations permanentes sont donc uniquement les déformations de plasticité de transformation. La figure 164A compare les formes finales calculées dans ce cas de figure à celles de la simulation de référence. L'écart entre ces deux formes est relativement important et la contribution de la plasticité aux

déformations lors de la trempe paraît non négligeable malgré le faible niveau des contraintes. Nous avons également porté sur la figure 164A la forme initiale de la pièce. Le calcul avec une limite d'élasticité élevée montre que la forme finale est pratiquement une simple homothétie de la forme finale qui correspond sensiblement au changement de volume induit par la présence de martensite. Il semble donc que les déformations de plasticité de transformation soient très faibles dans ce cas. Ceci est corroboré par les niveaux de contraintes résiduelles calculées (figure 164B) qui sont très faibles (inférieurs à 10 MPa).

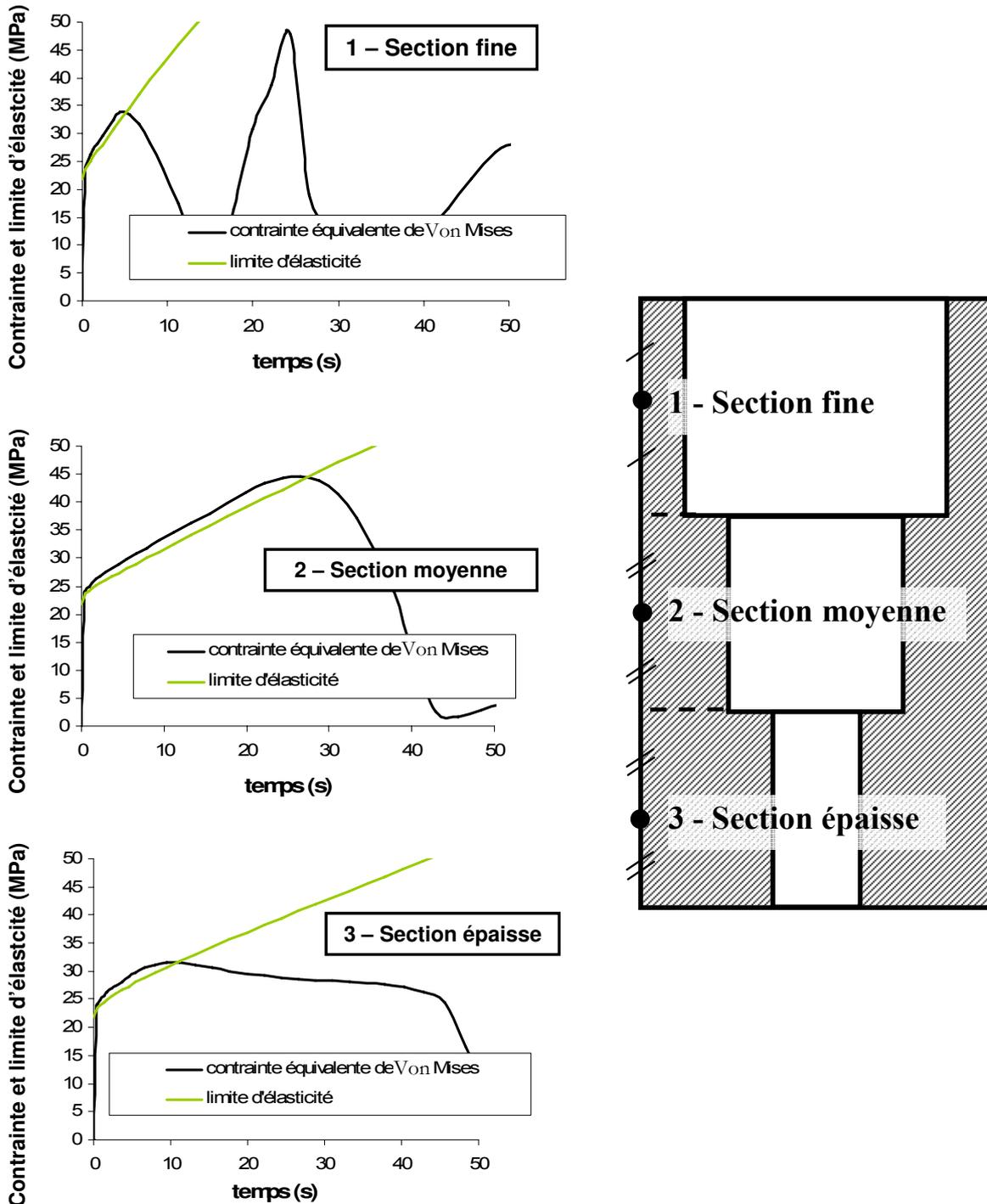


figure 163 Comparaison des contraintes équivalentes de Von Mises et des limites d'élasticité calculées en 3 points de l'éprouvette creuse trempée à l'hélium à 4,5 bars

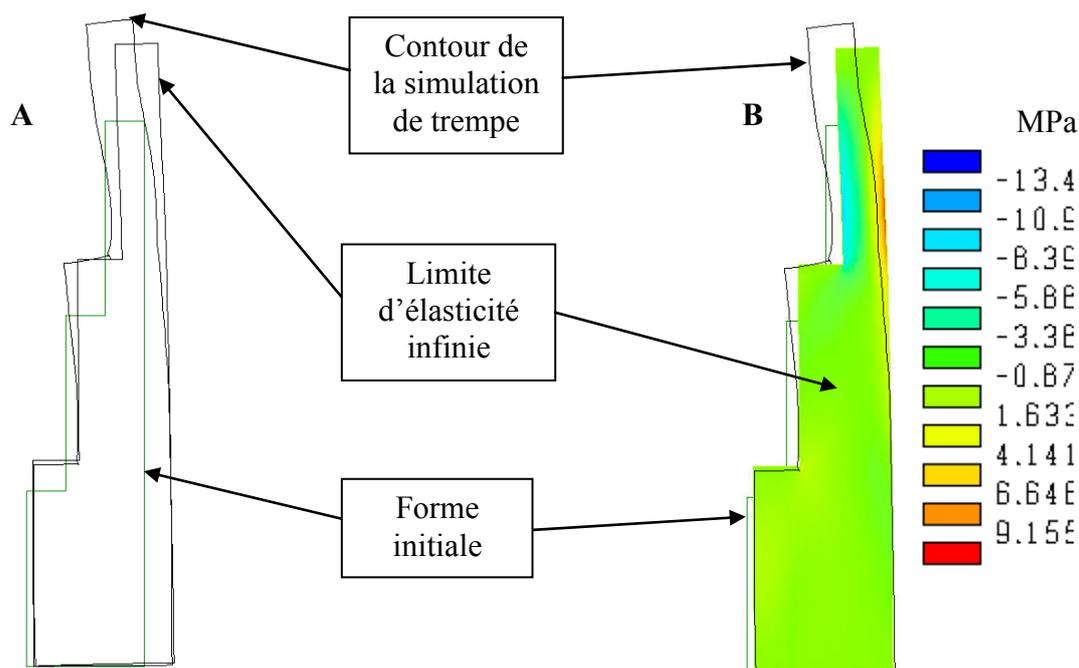


figure 164 Comparaison de la forme finale calculée (déformée $\times 500$) pour un comportement élastique du matériau et pour le cas de référence (A) et champs de contraintes axiales calculé pour un comportement élastique du matériau (B)

Pour confirmer la faible contribution des déformations de plasticité de transformation aux déformations de l'éprouvette, nous avons mené une simulation en supposant la plasticité de transformation nulle ($K = 0$). Les évolutions temporelles de la variation de rayon de l'éprouvette représentées aux points 1, 2 et 3 (à partir du moment où les transformations de phases se produisent) et la comparaison des formes finales obtenues montrent que la contribution de la plasticité de transformation dans la simulation de la trempe de l'éprouvette creuse à 4,5 bars est négligeable car les écarts observés avec la simulation sans plasticité de transformation sont nuls (figure 165). La contribution négligeable de la plasticité de transformation à la déformation finale de l'éprouvette peut s'expliquer par les cinétiques de refroidissement lentes engendrant des niveaux de contraintes peu élevés, notamment au moment des transformations de phases.

Pour néanmoins comprendre l'impact potentiel de la plasticité de transformation sur la déformation de l'éprouvette, nous avons mené une simulation numérique supplémentaire où le coefficient de plasticité de transformation K a été artificiellement multiplié par 3,5 par rapport au coefficient K calculé avec le modèle de Leblond (le coefficient du modèle de Leblond a été calculé à 550°C, température de transformation bainitique). Dans ce cas, comme l'ont déjà montré plusieurs auteurs [75]-[77], l'augmentation de la plasticité de transformation a un impact non négligeable sur la déformée finale de la pièce, qui tend alors plus vers la forme de « bobine », plus étirée et moins bombée, que celle de « tonneau » (figure 166) calculée dans le cas de référence.

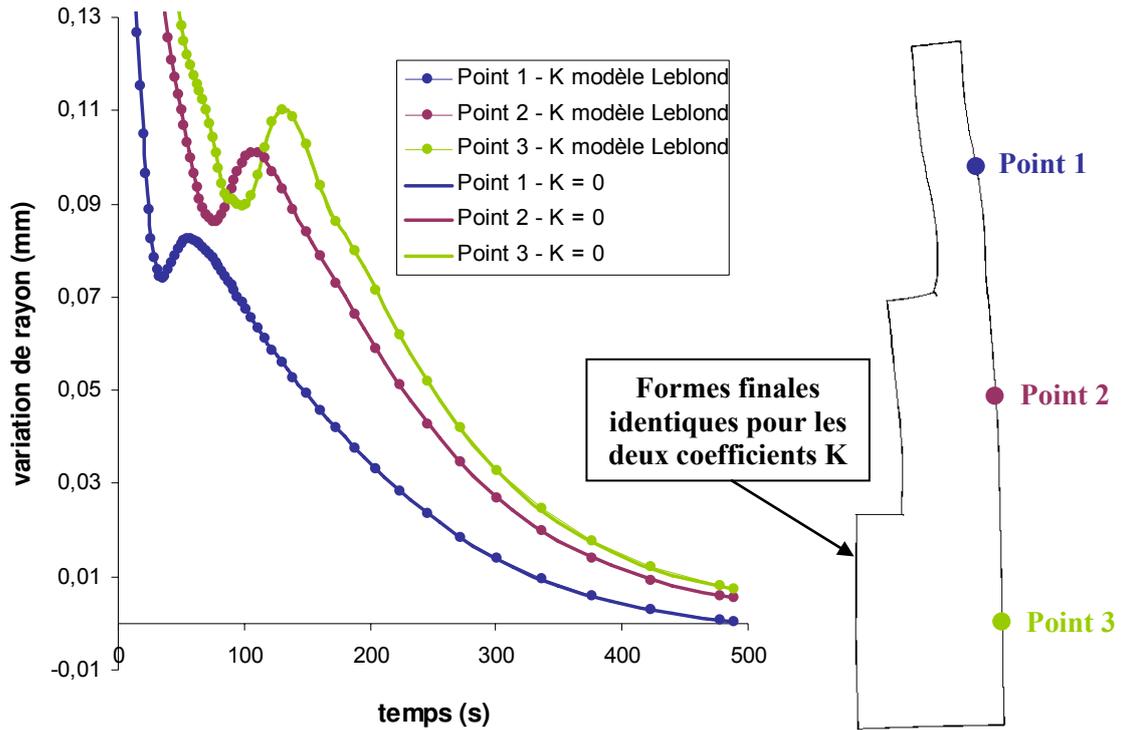


figure 165 Comparaison des déformations calculées avec et sans plasticité de transformation ($K = 0$) – représentation des évolutions des variations de rayon de l'éprouvette (mm) et des formes finales (déformée $\times 500$)

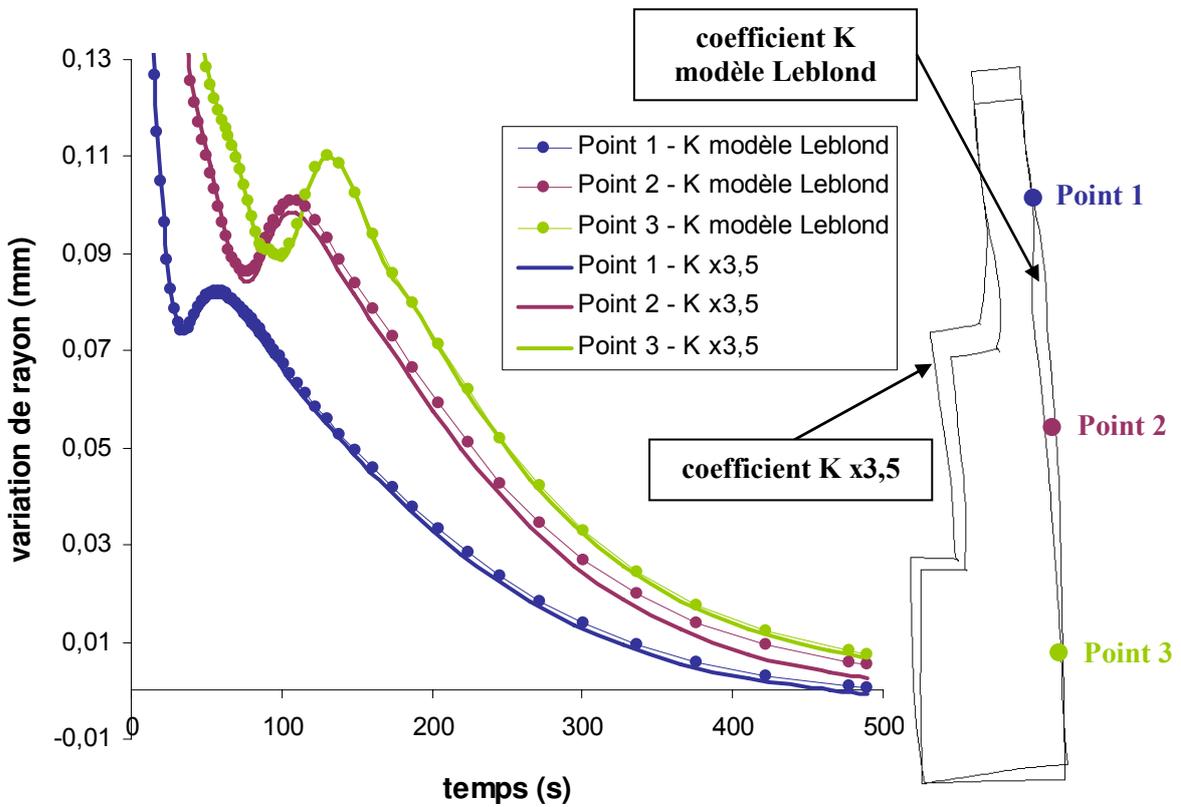


figure 166 Comparaison des déformations calculées avec le modèle de Leblond et pour un coefficient de plasticité de transformation augmenté ($K \times 3,5$) – représentation des évolutions des variations de rayon de l'éprouvette (mm) et des formes finales (déformée $\times 500$)

L'analyse des évolutions temporelles de contraintes (figure 167) confirme aussi les résultats des études antérieures. Un coefficient de plasticité de transformation plus élevé conduit à une relaxation plus importante des contraintes, visible déjà pendant la transformation ferritique et accentuée lors de la transformation bainitique dans le cas que nous considérons. Soulignons que ces effets de relaxation sont décelables mais très faibles (quelques MPa) et donc négligeables dans le cas de référence.

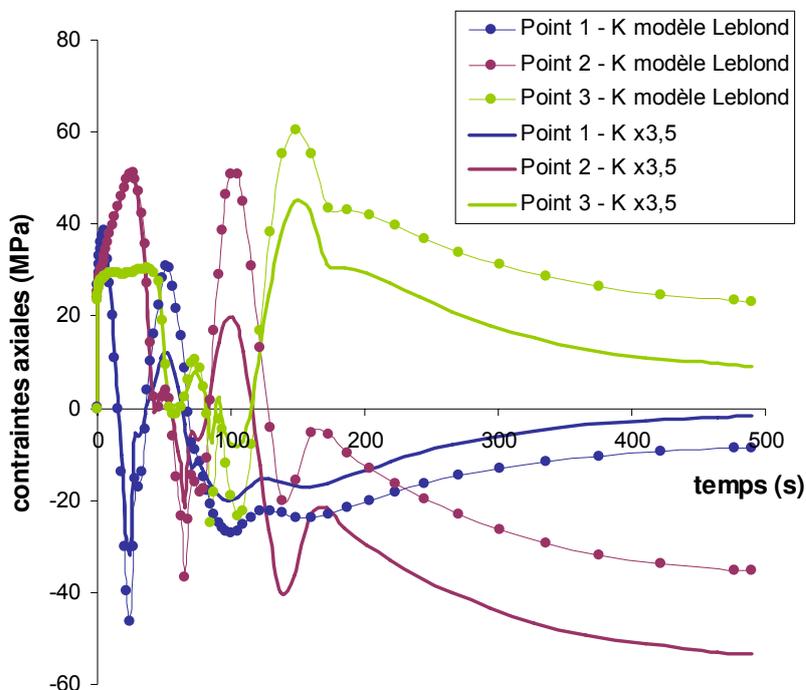


figure 167 Comparaison des évolutions de contraintes axiales calculées avec une plasticité de transformation de phase calculée par le modèle de Leblond puis multipliée par 3,5 (K x3,5)

Ces derniers calculs confirment l'impact négligeable des déformations de plasticité de transformation sur la forme finale de l'éprouvette qui n'est influencée que par le changement de volume dû à la formation de martensite en cours de trempe, provoquant une dilatation de la forme initiale de la pièce et par les déformations plastiques, qui confèrent à la pièce une forme plutôt en « tonneau ». La forme de « tonneau » mesurée, légèrement plus prononcée que celle donnée par la simulation numérique, orienterait plutôt l'explication des écarts expérience / calcul concernant la forme finale de l'éprouvette vers une légère sous-estimation des déformations plastiques, donc une imprécision de la prédiction des évolutions de températures, qui sont pourtant en bon accord aux différents points de mesure. Les écarts importants de déformations observées lors de la transformation bainitique pointent plutôt vers une prédiction des cinétiques de transformation de phases trop lentes, qui pourraient être en lien avec les cinétiques de refroidissement ou résulter de la non prise en compte de l'influence des contraintes sur les transformations de phases dans notre modèle. En effet, plusieurs travaux de la littérature [88] montrent que les cinétiques de transformations de phases sont affectées par une contrainte appliquée. En particulier, M. Veaux [76] a montré que la prise en compte de l'accélération de la transformation bainitique par les contraintes internes lors de la trempe permet d'améliorer les prédictions. L'incidence de la prise en compte de l'interaction contraintes internes/cinétiques de transformation de phases sur nos résultats n'a malheureusement pas pu être analysée faute de temps pour intégrer ce couplage supplémentaire au modèle, mais pourrait faire l'objet d'un développement ultérieur.

Conclusion

L'intérêt pour la trempe gazeuse haute pression n'a cessé de croître chez les professionnels du traitement thermique, grâce notamment aux progrès technologiques qui permettent d'atteindre les cinétiques de refroidissement obtenues en solutions aqueuses de polymères ou en trempe à l'huile. C'est aussi en grande partie grâce à la bonne reproductibilité du procédé qui permet un contrôle précis des propriétés mécaniques et des déformations des pièces traitées. Nous avons ainsi cherché à construire un outil numérique qui permette de prédire ces propriétés à partir des conditions hydrodynamiques de trempe.

La technique de trempe met en jeu des phénomènes physiques couplés qui sont, en l'état actuel des connaissances, relativement bien connus et maîtrisés dès lors que l'on considère séparément ceux régissant la phase fluide (mécanique des fluides et transferts thermiques), de ceux décrivant le comportement du solide (thermique, métallurgie et mécanique du solide). Pour simuler conjointement ces deux aspects de la trempe gazeuse, une attention particulière a été portée au phénomène qui les relie, à savoir l'échange de chaleur entre le gaz et le solide. Nous avons ainsi identifié plusieurs paramètres ayant une influence importante sur ces transferts thermiques, certains étant bien connus et déjà utilisés par les professionnels du traitement thermique (pression de l'enceinte, nature des gaz, vitesse d'écoulement), d'autres moins bien maîtrisés (turbulence amont de l'écoulement, rugosité des pièces traitées). Pourtant ces derniers s'avèrent être d'une importance cruciale dans la gamme des nombres de Reynolds atteints actuellement en trempe gazeuse haute pression, car ils influencent la structure de l'écoulement, en favorisant notamment les transitions vers les régimes critique, supercritique et transcritique, pour lesquels les transferts de chaleur augmentent fortement. Nous avons pris le parti, à l'issue de cette analyse et après avoir répertorié les méthodes de simulation de la trempe gazeuse citées dans la littérature, de coupler deux codes de calculs commerciaux FLUENT (spécialisé pour la phase gazeuse) et SYSWELD (spécialisé pour la phase solide) afin de calculer simultanément les écoulements gazeux, les transferts thermiques, les cinétiques de transformations de phases et les contraintes et déformations de la pièce traitée. Cette démarche complète n'avait à notre connaissance jamais été appliquée pour les simulations numériques de la trempe gazeuse haute pression, puisque, le plus souvent, les calculs en phase gazeuse et en phase solide sont séparés.

Dans la suite de notre travail, nous avons appliqué la même méthode progressive par étapes pour construire le modèle numérique et mener la campagne expérimentale dans la cellule de trempe de laboratoire (ENSTIMAC). Pour chacun de ces deux travaux et de façon systématique, l'écoulement gazeux seul a ainsi été étudié en premier lieu, puis l'analyse a été enrichie avec, successivement, l'étude des différents mécanismes mis en jeu lors de la trempe gazeuse, à savoir les transferts thermiques, puis le comportement métallurgique et enfin mécanique de la pièce trempée.

Lors de la construction du modèle, cette méthode nous a conduit à déterminer premièrement les conditions de calcul de l'écoulement gazeux, en particulier le modèle de turbulence qui devait conjuguer un calcul relativement rapide et suffisamment précis pour rendre compte des transitions de régime d'écoulement. Le meilleur compromis a été trouvé avec le modèle $k-\omega$ et pour des propriétés thermophysiques du gaz variant avec la température uniquement. Par ailleurs, un

maillage suffisamment fin à l'interface avec la pièce trempée a été adopté pour ne pas avoir recours aux fonctions de paroi. Ensuite, nous avons vérifié la cohérence de la technique de couplage développée entre FLUENT et SYSWELD. Cette technique consiste à calculer les transports de chaleur dans la phase gazeuse en régime transitoire avec FLUENT, puis à imposer la distribution de densité de flux de chaleur calculée à chaque pas de temps fluide sur l'interface gaz / solide comme condition aux limites pour le calcul des transferts thermiques avec SYSWELD. Nous avons montré que la stabilité, la précision et la rapidité du calcul étaient améliorées en imposant plutôt une distribution de coefficient de transfert de chaleur à l'interface, car celui-ci évolue moins rapidement que la densité de flux de chaleur en cours de trempe. Les résultats obtenus avec le couplage des deux codes commerciaux, appliqué à un matériau ne subissant pas de transformations de phases, sont pratiquement identiques, à ceux obtenus par le calcul des transferts conjugués avec FLUENT uniquement. Cette étape nous a permis ainsi de valider la technique de couplage et d'optimiser le temps de calcul. Cet outil numérique a ensuite été appliqué aux cas de la trempe de cylindres d'aciers. Le premier cas nous a permis de coupler le calcul des cinétiques de transformations de phases d'un acier eutectoïde (C80) ne subissant lors de cette trempe qu'une transformation perlitique, fortement exothermique, au calcul thermique et fluide. Cette application a mis en évidence un effet faible de la transformation de phases sur les évolutions du coefficient de transfert de chaleur avec la température, même lorsqu'elle engendre des phénomènes de recalescence prononcés, contrairement à ce qui avait été montré au cours d'un précédent travail au LSG2M par A. Azim [64]. Dans le deuxième cas, relatif à un acier qui ne subit qu'une transformation martensitique pour le refroidissement étudié, une simulation complète allant de l'écoulement gazeux jusqu'au calcul des contraintes et déformations a pu être conduite. Nous avons ainsi pu commencer à identifier les différentes contributions aux déformations finales d'une pièce trempée au gaz, à la lumière des résultats obtenus précédemment au LSG2M.

Nous avons ensuite analysé les résultats obtenus expérimentalement sur une cellule de trempe de laboratoire à l'Ecole des Mines d'Albi. Cette campagne d'essais comprend les mesures de vitesses d'écoulement gazeux à température ambiante et en cours de trempe par vélocimétrie laser (PIV), les mesures d'évolution de températures au sein d'éprouvettes cylindriques en nickel (ne subissant pas de transformations de phases) et en acier 27MnCr5. Pour ces dernières, des observations de microstructures et des mesures de duretés ont été réalisées sur les échantillons après trempe. Enfin, les déformations ont été mesurées in situ pour une trempe à l'hélium 4,5 bars d'une éprouvette creuse à sections variables (géométrie maximisant les déformations) en 27MnCr5.

Ces mesures ont été comparées par étapes successives aux résultats des simulations. Nous avons ainsi montré que l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu lors de la trempe gazeuse, des écoulements aux déformations de la pièce traitée sont globalement bien représentés par notre modèle. En terme d'écoulements à froid et en cours de trempe, les écarts faibles constatés entre calcul et expérience sont expliqués par les hypothèses simplificatrices réalisées pour le calcul (axisymétrie, conditions d'entrée uniformes, intensité turbulente en entrée approximative, ...) et par les incertitudes de mesures. Pour la prédiction des évolutions de températures, des écarts relativement importants sont observés pour les refroidissements les plus rapides (trempe à l'hélium à 4,5 bars) de cylindres pleins, notamment pour l'acier 27MnCr5. Là encore, ces écarts sont expliqués par les hypothèses simplificatrices faites pour le calcul des

transferts de chaleur essentiellement (flux radiatif sur la surface supérieure supposé nul, échanges de chaleur supposés nul avec le socle), mais aussi de l'écoulement (débit massique en entrée supposé constant). Les observations de microstructure qui ont été menées ne révèlent pas de contradiction avec les résultats des calculs, mais, n'étant pas quantifiées, ne nous permettent pas de conclure quant à la bonne prédiction des états microstructuraux en fin de trempe. Etant donnée la prédiction inexacte des évolutions de température, quelques écarts sont logiquement observés entre les duretés calculées et mesurées.

Pour la simulation complète de la trempe à l'hélium à 4,5 bars de l'éprouvette creuse, les écarts de températures entre la simulation et l'expérience sont faibles car l'impact des hypothèses simplificatrices évoquées précédemment est réduit pour ces géométries d'éprouvette et de socle. Les déformations de l'éprouvette calculées au début et à la fin de la trempe sont en très bon accord avec les déformations mesurées. Néanmoins, au cours de la transformation bainitique, les déformations de l'éprouvette sont sous-estimées par la simulation.

Pour tenter de mieux comprendre ces quelques écarts, nous avons évalué l'importance relative des différentes contributions à la déformation de l'éprouvette. Nous avons montré que la forme finale de l'éprouvette, plutôt en tonneau, résulte essentiellement des déformations plastiques à haute température. Une faible augmentation de volume liée à un faible taux de martensite formé au cours du refroidissement apparaît aussi en fin de trempe. Les déformations de plasticité de transformation ne participent quant à elles pratiquement pas à la déformée finale de l'éprouvette. Nous avons néanmoins des difficultés à expliquer les écarts calcul / expérience enregistrés en cours de trempe, qui nous paraissent plus probablement dus à une sous-estimation des cinétiques de transformation (bainitique au moins). Le fait de ne pas avoir pris en compte l'impact des contraintes sur les cinétiques de transformations de phase pourrait être à l'origine de ces écarts et sa prise en compte pourrait faire l'objet d'un développement ultérieur du modèle.

L'ensemble de nos résultats souligne l'importance de la bonne maîtrise des conditions aux limites pour la prédiction des cinétiques de refroidissement, conditionnant les cinétiques de transformation de phases, les évolutions de contraintes et de déformations, ainsi que l'état microstructural et mécanique final de la pièce. Il nous paraît en effet crucial, pour la qualité des résultats prédictifs en traitement thermique, de déterminer avec la plus grande précision la distribution spatiale du coefficient de transfert de chaleur local et son évolution en tous points de la surface au cours de la trempe, comme nous l'avons fait dans notre travail.

Perspectives

Les limites technologiques de l'installation expérimentale de trempe gazeuse de l'Ecole des Mines d'Albi ne nous ont pas permis d'atteindre des vitesses de refroidissement plus rapides que celles de la trempe à l'hélium à 4,5 bars. Or, les cinétiques de refroidissement rapides sont non seulement les plus répandues dans l'industrie actuellement, mais représentent également les conditions les plus discriminantes pour la validation du modèle numérique. En effet, les résultats de simulation sont alors, pour chaque phénomène mis en jeu en trempe gazeuse, nettement plus sensibles aux hypothèses de calcul. Les écoulements turbulents à fort nombre de Reynolds, l'accroissement des vitesses de transformation de phases et leur impact sur la déformation de plasticité de transformation, l'augmentation de l'amplitude des contraintes et leur impact sur les cinétiques de transformation de phases et les déformations de plasticité de transformation sont quelques illustrations de cette sensibilité accrue. Il nous paraît donc pertinent d'envisager une campagne expérimentale dans ce type de conditions, afin d'accentuer et de mieux percevoir les imperfections du modèle.

Par ailleurs, l'utilisation d'un outil numérique couplant deux codes de calculs commerciaux peut s'avérer un handicap pour le développement du code numérique lui-même, mais constitue en contrepartie un réel atout pour l'application du modèle à des cas plus complexes que ceux que nous avons considérés au cours de ce travail.

Les résultats de notre étude montrent globalement que, même si certaines améliorations peuvent encore être apportées au modèle lui-même (utilisation de modèles de turbulence plus précis comme la LES, prise en compte de l'effet des contraintes sur les transformations de phases, ...), celui-ci pourrait être appliqué, en son état actuel, à des cas industriels plus complexes avec profit. Ainsi, plusieurs travaux non mentionnés dans ce mémoire, ont été menés en collaboration avec la société Air Liquide dans l'objectif de simuler au mieux les traitements de trempe gazeuse industriels.

Le modèle a été développé pour des applications tridimensionnelles en le validant dans le cas du cylindre par comparaison avec les résultats des simulations 2D. Il est donc possible d'envisager de simuler la trempe de pièces de géométrie quelconque avec ce modèle. Ce développement a permis d'aller plus loin dans la modélisation complète du procédé de trempe gazeuse haute pression industriel, en autorisant la simulation de la trempe d'une charge industrielle. Après une campagne de mesures de vitesses au sein d'une cellule de trempe gazeuse industrielle par vélocimétrie laser à effet Doppler, l'écoulement gazeux autour d'une charge de cylindres (ou de disques) disposés en plusieurs configurations (alignement, quinconce) a d'abord été simulé. Le modèle couplé a ensuite été appliqué à un matériau ne subissant pas de transformation de phases et sans appliquer de calculs de déformations, afin d'analyser, dans un premier temps, les hétérogénéités de refroidissement des pièces au sein d'une charge industrielle.

L'intérêt du modèle est de permettre de simuler plusieurs géométries de charges (disposition des pièces, ajout de déflecteurs, orientation d'écoulement, ...) afin de minimiser les hétérogénéités de refroidissement, mais également, via une étude de sensibilité ou un calcul direct, de quantifier les hétérogénéités de caractéristiques mécaniques et de déformations des pièces.

Le temps de calcul important (qui a motivé notre effort pour réduire les temps de simulation obtenus pour des géométries simples) et la nécessité de mesurer les conditions d'entrée (vitesse des gaz, intensité turbulente,...) pour ce type de simulation complique cependant l'application du modèle aux systèmes industriels, peu accessibles aux systèmes de métrologie (notamment pour la tenue mécanique à haute pression). L'application du modèle à la simulation de la trempe de charges industrielles demeure donc relativement complexe. Néanmoins, en attendant d'avoir accès à des machines numériques suffisamment puissantes pour maintenir des temps de calcul raisonnables, l'approche multi-échelles proposée par Schmidt et Fritsching [56] paraît une solution très intéressante.

Nous noterons également, pour conclure, que si nous avons porté l'essentiel de notre effort à la prédiction des caractéristiques mécaniques et des déformations à partir des conditions opératoires de trempe (vitesse et nature des gaz, pression de l'enceinte), le modèle permet également d'inverser le problème de façon intéressante. Un chemin thermique de trempe permettant d'atteindre les caractéristiques mécaniques désirées et de minimiser les déformations pourrait ainsi être construit. Le modèle pourrait alors déterminer les conditions opératoires à appliquer lors de la trempe (variations de pression, de vitesse de gaz,...) pour reproduire le plus fidèlement possible ce chemin thermique et donner les caractéristiques mécaniques et les déformations correspondantes.

La démarche de couplage entre la simulation numérique du procédé et du comportement thermomécanique et métallurgique du produit peut sans doute s'appliquer également à d'autres traitements thermiques. Une application a ainsi vu le jour au laboratoire LSG2M avec les fours de réchauffage de produits longs et il n'est pas exclu que d'autres puissent naître à l'avenir.

Bibliographie

- [1] S. DENIS, D. FARIAS, A. SIMON, 1992, « *Mathematical Model Coupling Phase Transformations and Temperature Evolutions in Steel* », ISIJ International, vol. 32, n°3, p. 316-325.
- [2] S. DENIS, S. SJÖSTRÖM, A. SIMON, 1987, « *Coupled Temperature, Stress, Phase Transformation Calculation Model: Numerical Illustration of the Internal Stresses Evolution during Cooling of an Eutectoid Carbon Steel Cylinder* », Metal. Trans. A, vol. 18 A, n°3, p. 1203-1212.
- [3] S. DENIS, P. ARCHAMBAULT, C. AUBRY, A. MEY, J.Ch. LOUIN, A. SIMON, 1999, « *Modelling of Phase Transformation Kinetics in Steels and Coupling with Heat Treatment Residual Stress Predictions* », J. Phys. IV, vol. 9, p. 323-330.
- [4] Z. LI, R.V. GRANDHI, R. SRINIVASAN, 2006, « *Distortion Minimization during Gas Quenching Process* », J. Materials Processing Technology, 172, p. 249 – 257.
- [5] P.F. STRATTON, A. RICHARDSON, 2004, « *Validation of a Single Component Gas Quenching Model* », J. Phys. IV, Proc. of 2nd International conference on Thermal Process Modelling and Computer Simulation, p. 537-543.
- [6] S. SCHÜTTENBERG, M. HUNKEL, U. FRITSCHING, H.W. ZOCH, 2005, « *Controlling of Distortion by Means of Quenching in Adapted Jet Fields* », Proc. 1st International Conference on Distortion Engineering, Bremen, 14-16 Septembre, p. 389-396.
- [7] F. FRERICH, T. LÜBBEN, U. FRITSCHING, H. LOHNER, A. ROCHA, G. LOWISCH, F. HOFFMANN, P. MAYR, 2004, « *Simulation of Gas Quenching* », J. Phys. IV, Proc. of 2nd International Conference on Thermal Process Modelling and Computer Simulation, p. 727-735.
- [8] J. FERRARI, N. LIOR, J. SLYCKE, 2003, « *An Evaluation of Gas Quenching of Steel Rings by Multiple-Jet Impingement* », J. of Materials Processing Technology, 136, p. 190-201.
- [9] B. GONDESEN, U. HECK, T. LÜBBEN, U. FRITSCHING, F. HOFFMANN, K. BAUCKHAGE, P. MAYR, 1998, « *Optimierung der Einzelteilabschreckung im Düsenfeld* », Teil 1, Härterei Technische Mitteilungen, 53, 2, p. 87-91.
- [10] B. GONDESEN, U. HECK, T. LÜBBEN, U. FRITSCHING, F. HOFFMANN, K. BAUCKHAGE, P. MAYR, 1998, « *Optimierung der Einzelteilabschreckung im Düsenfeld* », Teil 2, Härterei Technische Mitteilungen, 53, 3, p. 194-198.
- [11] M. VAN DYKE, 1992, « *An album of fluid motion* », The Parabolic Press, Stanford, California.

- [12] E. ACHENBACH, 1975, « *Total and Local Heat Transfer from a Smooth Cylinder in Cross-Flow at High Reynolds Number* », International J. of Heat and Mass Transfer, 18, p. 1387-1396.
- [13] E. ACHENBACH, 1977, « *The effect of surface roughness on the heat transfer from a circular cylinder to the crossflow of air* », International J. of Heat and Mass Transfer, 20, p. 359-369.
- [14] A. ZUKAUSKAS, 1987, « *Heat transfer from tubes in crossflow* », Advances in Heat Transfer, 18, p. 87-159.
- [15] J. COUSTEIX, 1989, « *Turbulence et couche limite* », Cepadeus Editions, Aérodynamique
- [16] LAURENCE, J.D. MATTEI, 1993, « *Current state of computational bluff body aerodynamics* », Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 49, p. 23-44.
- [17] Fluent User's Guide, 2007
- [18] B.E. LAUNDER, D.B. SPALDING, 1974, « *The numerical computation of turbulent flows* », Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3, p. 269-289.
- [19] B.E. LAUNDER, B.I. SHARMA, 1974, « *Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc* », Letters in Heat and Mass Transfer, 1, p. 131-138.
- [20] C. YAP, 1987, « *Turbulent and Momentum Transfer in Recirculating and Impinging Flows* », PhD Thesis, The Faculty of Technology, Manchester UK.
- [21] H.H. CHO, R.J. GOLDSTEIN, 1993, « *An improved low Reynolds number $k-\epsilon$ turbulence model for recirculating flows* », International J. of Heat and Mass Transfer, 37, p. 1495-1508
- [22] H.C. CHEN, V.C. PATEL, 1987, « *Near wall turbulence models flows including separation* », AIAA Journal, 26, n°6, p. 641-648.
- [23] S.W. CHURCHILL, M. BERNSTEIN, 1977, « *A correlating equation for forced convection from gases and liquids to a circular cylinder in crossflow* », J. of Heat Transfer, 99, p. 300-306.
- [24] S. WHITAKER, 1972, « *Forced convection heat transfer calculations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders and for flow in packed beds and tube bundles* », AIChEJ, 18, p. 361-371.
- [25] M.A. MIKHE'YEV, 1956, « *Osnovy Teploperedachi* » (Fundamentals of Heat Transfer), Gosenergoizdat, Moscou.
- [26] G.W. LOWERY, R.I. VACHON, 1975, « *The effect of turbulence on heat transfer from heated cylinders* », International J. of Heat and Mass Transfer, 18, p. 1229-1242.
- [27] J.W. SCHOLTEN, D.B. MURRAY, 1998, « *Unsteady heat transfer and velocity of a cylinder in crossflow* » (partie I et II), International J. of Heat and Mass Transfer, 41, n°10, p. 1139-1156.

- [28] A. KONDOYAN, J. DAUDIN, 1995, « *Effects of free stream turbulence intensity on heat and mass transfers at the surface of a circular cylinder, axis ratio 4* », International J. of Heat and Mass Transfer, 38, n°10, p. 1735-1749.
- [29] A. KONDOYAN, H. BOISSON, 1997, « *Comparison of calculated and experimental heat transfer coefficients at the surface of circular cylinders placed in a turbulent crossflow of air* », J. of Food Engineering, 34, p. 123-143.
- [30] V.K. MANDHANI, R.P. CHHEBRA, V. ESWARAN, 2002, « *Forced convection heat transfer in tube banks in cross flow* », Chemical Engineering Science, 57, p. 379-391.
- [31] F. BAILER, P. TOCHON, J.-M. GRILLOT, P. MERCIER, 1997, « *Simulation numérique de l'écoulement et du transport de chaleur autour d'un cylindre* », Revue Générale de Thermique, 36, p. 744-754.
- [32] T.S. WUNG, C.J. CHEN, 1989, « *Finite analytic solution of convective heat transfer for tube arrays in crossflow* » (partie I et II), J. of Heat Transfer, 111, p. 633-648.
- [33] R.A. AHMAD, 1996, « *Steady state numerical solution of the Navier Stokes and energy equations around a horizontal cylinder at moderate Reynolds numbers from 100 to 500* », Heat Transfer Engineering, 17, n°1, p. 31-81.
- [34] T. OTA, N. KON, S. HATAKEYAMA, S. SATO, 1980, « *Measurements of Turbulent Shear Stress and Heat Flux in an Axisymmetric Separated and Reattached Flow over a Longitudinal Blunt Circular Cylinder* », Journal of Simulation in Mechanical Engineering, vol. 23., n°184, p. 1639-1645.
- [35] E.I. ADOMAITIS, 1980, « *Experimental Study of Axisymmetric Turbulent Flow of an Incompressible Fluid around a Cylinder* », Fluid Mechanics – Soviet Research, vol. 9, n° 4, p. 115-131
- [36] RAO, 1967, G.N.V. Applied Mechanics, n° 1.
- [37] J.V. VILEMAS, E.I. ADOMAITIS, 1988, « *Heat Transfer and Friction of a Rough Cylinder in Longitudinal Turbulent Gas Flow with Variable Fluid Properties* », Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 31, n° 8, p. 1669-1677.
- [38] R. WIBERG, N. LIOR, 2003, « *Convection Heat Transfer Coefficients for Axial Flows Gas Quenching of a Cylinder* », Proc. 4th Int. Conf. on Quenching and the Control of Distortion, 20-23 May, Beijing.
- [39] S.J. MIDEA, T. HOLM, S. SEGERBERG, J. BODIN, T. THORS, K. SWÄRTSTORM, 1996, « *High pressure gas quenching – Technical and economical considerations* », Proceedings of the second International conference on quenching and the control of distortion, Cleveland, Ohio.
- [40] L. LEFEVRE, V. PERRIN, 2000, « *Trempe gazeuse en conditions optimisées* », Traitement Thermique, 327, p. 44-48.
- [41] P.F. STRATTON, N. SAXENA, R. JAIN, 1997, « *Requirements for gas quenching systems* », Heat Treatment of Metals, 3, p. 60-63.

- [42] M. LOHRMANN, F. HOFFMANN, P. MAYR, 1996, « *Abkühlintensität von Gasen in Wärmebehandlungsanlagen und deren Bestimmung* », Heat Treatment of Metals, 3, n°51, p. 183-187.
- [43] R.B. DIXON, 1997, « *Meeting industry demands for rapid gas quenching systems for vacuum heat-treating equipment* », Heat Treatment of Metals, 2, p. 37-42.
- [44] B. EDENHOFER, 1999, « *An overview of advances in atmosphere and vacuum heat treatment* », Heat Treatment of Metals, 1, p. 1-5.
- [45] J.G. CONYBEAR, 1993, « *High pressure gas quenching* », Advanced Materials and Processes, 2, p.20-22.
- [46] M.A. PHILIPPS, B. L'HOTE, R. SPERI, O. DELCOURT, 1991, « *Improvements in the use of helium for vacuum quenching* », Industrial Heating, 10, p. 27-33.
- [47] R. HOLOBOFF, B. L'HOTE, R. SPERI, O. DELCOURT, 1993, « *Gas quenching with helium* », Advanced Materials and Processes, 2, p.23-26.
- [48] P. HEILMANN, R. ZENKER, 1993, « *Gas quenching tool steels* », Advanced Materials and Processes, 2, p.29-31.
- [49] F.W. GIACOBBE, 1998, « *Heat transfer capability of selected binary gaseous mixtures relative to helium and hydrogen* », Applied Thermal Engineering, 18, n° 3- 4, p.199-206.
- [50] N. LIOR, M. LIND, F. ALAVYOON, F. BARK, 1998, « *Flow effects and modelling in gas-cooled quenching* », Heat Transfer, 3, p. 171-175.
- [51] N. LIOR, M. LIND, F. BARK, 1999, « *Prediction of convective heat transfer coefficients and their effects on distortion and mechanical properties of cylindrical steel bodies quenched by gas cooling* », Proc. Of the 5th ASME/JSME Joint Thermal Engineering Conference, San Diego, California.
- [52] N. LIOR, 2004, « *The Cooling Process in Gas Quenching* », J. of Materials Processing Metallurgy, 155-156, p. 1881-1888.
- [53] I. ELKATATNY, Y. MORSI, A.S. BLICBLAU, S. DAS, E.D. DOYLE, 2003, « *Numerical Analysis and Experimental Validation of High Pressure Gas Quenching* », Int. Journal of Thermal Stresses, 42, p.417-423.
- [54] L. HUIPING, Z. GUOQUN, N. SHANTING, L. YIGUO, 2007, « *Technologic Parameter Optimization of Gas Quenching Process Using Response Surface Method* », Computational Materials Science, 38, p. 561-570.
- [55] R. SCHMIDT, U. FRITSCHING, 2005, « *Homogenization of Hardness Distribution and Distortion in High Pressure Gas Quenching* », Proc. 1st International Conference on Distortion Engineering, Bremen, 14-16 Septembre, p. 471-478.
- [56] R. SCHMIDT, U. FRITSCHING, 2007, « *Multi-scale Modelling and Experimental Validation of Gas Quenching Processes* », Europ. Conf. on Heat Treatment 2007, Berlin, 25-27 Avril.

- [57] J. WANG, J. GU, X. SHAN, X. HAO, N. CHEN, W. ZHANG, 2008, « *Numerical Simulation of High Pressure Gas Quenching of H13 Steel* », J. of Materials Processing Technology, 202, p. 188-194.
- [58] O. MACCHION, S. ZAHRAI, J.W. BOUWMAN, 2006, « *Heat Transfer from Typical Loads within Gas Quenching Furnace* », J. of Materials Processing Technology, 172, p. 256-362.
- [59] V. HEUER, K. LOSER, 2005, « *Visualisation and Experimental Determination of Local Heat Transfer Coefficients in High Pressure Gas Quenching Cells* », Proc. 1st International Conference on Distortion Engineering, Bremen, 14-16 Septembre, p. 105-113.
- [60] A. GOLDSTEINAS, 2007, « *Optimization of Within Batch Variability Utilizing Variable Speed High Pressure Gas Quenching* », 5th Int. Conf. and European Conf. on Heat Treatment, 25-27 Avril, Berlin.
- [61] M. WOLFSHTEIN, 1969, « *The velocity and temperature distribution in one dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient* », International J. of Heat and Mass Transfer, 12, p.301-318.
- [62] H. CHENG, J. XIE, J. LI, 2004, « *Determination of Surface Heat Transfer Coefficients of Steel Cylinder with Phase Transformation during Gas Quenching with High Pressures* », Computational Materials Science, 29, p. 453-458.
- [63] A. BUCZEK, T. TELEJKO, 2004, « *Inverse Determination of Boundary Conditions during Boiling Water Heat Transfer in Quenching Operation* », J. of Materials Processing Technology, 155-156, p. 1324-1329.
- [64] A. AZIM, 1995, « *Modélisation par Approche Numérique Inverse des Processus Thermiques et Métallurgiques Couplés mis en jeu dans le Traitement Thermique des Aciers* », Thèse de Doctorat de l'Université de Chouaib Doukkali.
- [65] F. CHAFFOTTE, G. PELLEGRINO, 2006, « *A Simplified Approach for Optimizing and Controlling the Gas Quench Process* », Industrial Heating, 73, p. 55-62.
- [66] F. CHAFFOTTE, S. BOCKEL-MACAL, 2008, « *Trempe Gazeuse : La Réponse Technique et Environnementale aux Exigences des Opérations de Trempe* », Traitement Thermique, 387, p. 29-3.
- [67] Manuel de référence Sysweld.
- [68] Manuel de référence Sysweld: *Modèle de Transformation Métallurgique – LSG2M Nancy*.
- [69] S. CLAUDINON, 2000, « *Contribution à l'Etude de la Distorsion des Aciers au Traitement Thermique : Suivi en Continu par Vision Artificielle et Simulation Numérique par Eléments Finis* », Thèse de Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris.
- [70] S. CLAUDINON, P. LAMESLE, J.-J. ORTEU, R. FORTUNIER, 2002, « *Continuous in-situ Measurement of Quenching Distortions using Computer Vision* », J. of Materials Processing Technology, 122, p. 69-81.

- [71] D.C. WILCOX, 1998, « *Turbulence Modelling for Computational Fluid Dynamics* », 2nd edition.
- [72] Gambit User's guide.
- [73] F. FERNANDES, 1985, « *Modélisation et Calcul de l'évolution de la température et de la Microstructure au cours du Refroidissement des Aciers* », Thèse de Doctorat, INPL.
- [74] C. BASSO, 1984, « *Modélisation Thermique et Métallurgique de la Transformation Perlitique d'un Acier Eutectoïde – Application au Refroidissement STELMOR* », Mémoire de diplôme d'ingénieur CNAM, LSG2M.
- [75] S. DENIS, 1987, « *Modélisation des Interactions Contrainte-Transformation de Phase et Calcul par Eléments Finis de la Genèse des Contraintes Internes au cours de la Trempe des Aciers* », Thèse de Doctorat d'état INPL, Nancy.
- [76] M. VEAUX, 2003, « *Etude Expérimentale et Prévisions par le Calcul des Cinétiques de Transformation de Phases, des Contraintes Résiduelles et des Déformations lors de la Transformation Bainitique* », Thèse de Doctorat INPL, Nancy.
- [77] C. AUBRY, 1998, « *Modélisation et Etude Expérimentale des Cinétiques de Revenu / Autorevenu d'Aciers Trempés. Prévision des Contraintes Résiduelles de Trempe dans un Acier Cémenté en incluant l'Autorevenu* » Thèse de Doctorat INPL, Nancy.
- [78] C. AUBRY, S. DENIS, P. ARCHAMBAULT, A. SIMON, F. RUCKSTUHL, B. MIEGE, 1999, « *Prediction of Microstructures and Quenching Residual Stresses in case Hardened Pieces Including Selftempering Effects* », La Metallurgia Italiana, vol. 4, p. 33-38.
- [79] J.B. LEBLOND, G. MOTTET, J.C. DEVEAUX, 1986, « *A Theoretical and Numerical Approach to Plastic Behaviour of Steels during Phase Transformation. II: Study of Classical Plasticity for Ideal-plastic Phases* », J. of Mechanics and Physics of Solids, 34, p. 495-509.
- [80] J.B. LEBLOND, G. MOTTET, J.C. DEVEAUX, 1989, « *Mathematical Modelling of Transformation Plasticity in steels. I: Case of Ideal Plastic Phases* », Int. J. of Plasticity, 5, p. 551-572.
- [81] J.B. LEBLOND, 1989, « *Mathematical Modelling of Transformation Plasticity in steels. II: Coupling with Strain Hardening Phenomena* », Int. J. of Plasticity, 5, p. 573-592.
- [82] S. DENIS-JUDLIN, 1980, « *Influence du Comportement Plastique d'un Acier pendant la Transformation Martensitique sur la Génèse des Contraintes au cours de la Trempe* », Thèse de Doctorat INPL Ingénieur ISIN.
- [83] E. GAUTIER, S. DENIS, 1994, « *Comportement Thermomécanique d'un Acier 27MC5R au cours de la Transformation Bainitique* », rapport de contrat RENAULT/INPL/27, Octobre.
- [84] R.C. WEAST, 1970-1971, « *CRC Handbook of Chemistry and Physics* », 51st Edition, The Chemical Rubber Co. Editions.

- [85] A. GOLDSMITH, T.E. WATERMAN, H.J. HIRSCHHORN, 1961, « *Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials, Volume I: Elements* », The MacMillan Company.
- [86] <http://www.raytek.fr/Raytek/fr-r0/IREducation/EmissivityTableMetals.htm>
- [87] http://www.snr-bearings.com/industry/fr/fr-fr/file.cfm/surveillance_fr.pdf?contentID=1602
- [88] E. GAUTIER, 1985, « *Transformation Perlitique et Martensitique sous Contrainte de Traction dans les Aciers* », Thèse de Doctorat d'état INPL, Nancy.

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Madame Anne-Marie HABRAKEN, Directeur de Recherche, Université de Liège, Belgique

Monsieur Eric ARQUIS, Professeur, ENSCPB, Laboratoire TREFLE, Pessac

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur DOUCE Jean-François

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

**"Modélisation de la trempe gazeuse haute pression : application aux aciers de
cémentation et de trempe"**

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

en vue de l'obtention du titre de :

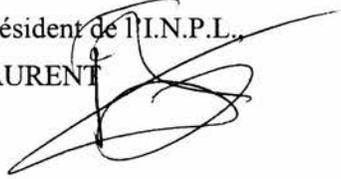
DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Mécanique et énergétique** »

Fait à Vandoeuvre, le 04 novembre 2008

Le Président de l'I.N.P.L.

F. LAURENT



Modélisation de la trempe gazeuse haute pression : application aux aciers de cémentation et de trempe

L'utilisation de fluides non vaporisables tels que les gaz pour tremper différentes pièces d'acier rend possible, avec les outils numériques actuels, la simulation de l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu dans ce traitement thermique et ainsi de prédire les comportements thermique, métallurgique et mécanique des pièces. Plusieurs auteurs s'intéressent à la construction de ce type de modèles dont les enjeux sont de promouvoir l'utilisation de la trempe gazeuse haute pression, en cherchant à remplacer les trempes à l'huile plus polluantes et/ou à maîtriser les déformations pendant ou après la trempe.

Lors de notre travail, un modèle décrivant ces phénomènes physiques, de l'écoulement gazeux aux déformations, et leurs couplages a été construit par étapes en couplant les deux codes de calcul commerciaux Fluent et Sysweld. Les résultats de simulations ont ensuite été confrontés à des mesures de vitesses d'écoulements de gaz (par PIV), de températures et de déformations in situ (détection de contours). Malgré quelques écarts dont les origines ont été analysées, la comparaison a révélé une très bonne concordance des résultats de calculs et expérimentaux, validant ainsi la démarche de calcul.

Le modèle pourrait maintenant être testé pour des refroidissements plus rapides que ceux considérés mais son utilisation pour des applications industrielles (pièces de géométrie plus complexe, refroidissement de charges entières, ...) peut d'ores et déjà être envisagée avec confiance.

Mots clefs : trempe gazeuse, modélisation, écoulements, turbulence, transfert thermiques, transformations de phases, déformations, contraintes

High pressure gas quenching modelling: application to quenching and carburizing steels

The use of non vaporizable fluids such as gas to quench steel bodies makes the simulation of all the coupled physical phenomena involved in this heat treatment possible thanks to current numerical simulation tools. It gives access to the prediction of thermal, metallurgical and mechanical behaviour of steel pieces during quenching operation. Several authors have tried and build such kind of models in order to promote gas quenching use either by trying to replace less environmental friendly oil treatments or by trying to control distortions during or after quenching.

In our work a model describing the physical coupled phenomena, from gas flow to distortion has been built step by step by coupling both commercial numerical codes Fluent and Sysweld. Simulation results have then been compared to gas flow velocities measurements (by PIV), temperature measurements and in situ distortions measurements (contour's detection method). This confrontation revealed a very good agreement between calculated and experimental data despite some slight differences, which have been analysed in detail. This validated the calculation method used in the model.

One of the perspectives of this work could be the validation of the model for higher quenching rate. However, some industrial applications (tridimensional more complex bodies quenching simulation, quenching of full loads, ...) can be run from now on with confidence.

Key words: gas quenching, simulation, fluid flow, turbulence, heat transfers, phase transformations, distortions, stress