



HAL
open science

Coefficients d'échange thermique superficiel : détermination par méthodes inverses en conduction bidimensionnelle transitoire

Frédéric Doumenc

► **To cite this version:**

Frédéric Doumenc. Coefficients d'échange thermique superficiel : détermination par méthodes inverses en conduction bidimensionnelle transitoire. Thermique [physics.class-ph]. Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1993. Français. NNT : . tel-01148532

HAL Id: tel-01148532

<https://hal.science/tel-01148532>

Submitted on 4 May 2015

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.

THESE

présentée

DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

le 10 février 1993

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

SPECIALITE : Thermique et Energétique

par

Frédéric DOUMENC

COEFFICIENTS D'ÉCHANGE THERMIQUE SUPERFICIEL : DÉTERMINATION PAR
MÉTHODES INVERSES EN CONDUCTION BIDIMENSIONNELLE TRANSITOIRE

JURY : Mme E. BELLINA
MM. J. BRANSIER Rapporteur
A. DEGIOVANNI Président
D. DELAUNAY
P. MEROUR
M. RAYNAUD
J.F. SACADURA
J.B. SAULNIER Rapporteur

M. Le Professeur J.F. SACADURA
CETHIL
INSA
Batiment 302
20 avenue A. Einstein
F 69621 VILLEURBANNE CEDEX

N/R : SGR/D- EB/VL n° 4022/93
OBJET : Mémoire de thèse
de F. DOUMENC

Aubervilliers, le 8 février 1993

Monsieur,

Nous vous serions très obligés de considérer comme strictement confidentiel le texte du mémoire de thèse de Frédéric DOUMENC intitulé:

"Coefficients d'échange thermique superficiel : détermination par méthodes inverses en conduction bidimensionnelle transitoire".

Nous vous prions notamment de ne pas le communiquer sans l'accord écrit de SAINT-GOBAIN RECHERCHE, pendant une durée de 5 ans à compter de la date de la soutenance.

Veillez également compléter l'engagement de confidentialité ci-joint et nous le retourner signé.

En vous remerciant vivement à l'avance de votre compréhension, je vous prie d'agréer, Monsieur, l'assurance de mes respectueuses salutations.

*Cette demande a été
suivie jusqu'au
31 Mai 1999*


P. FOURNIER


Prof. J.F. SACADURA
Centre de Thermique
UPRES A 5008
Equipe TIM
INSA de Lyon - Bât. 404

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : J.ROCHAT

Professeurs :	
S.AUDISIO	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
J.C.BABOUX	TRAIT. SIGNAL ULTRASONS
J.BAHUAUD	MECANIQUE DES SOLIDES
B.BALLAND	PHYSIQUE DE LA MATIERE
G.BAYADA	CENTRE DE MATHEMATIQUES
C.BERGER (Melle)	PHYSIQUE INDUSTRIELLE
M.BETEMPS	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
C.BOISSON	VIBRATIONS ACOUSTIQUES
M.BOIVIN	MECANIQUE DES SOLIDES
H.BOTTA	GENIE CIVIL ET URBANISME (METHODES)
G.BOULAYE	INFORMATIQUE APPLIQUEE
J.BRAU	EQUIPEMENT DE L'HABITAT
M.BRUNET	MECANIQUE DES SOLIDES
J.C.BUREAU	THERMOCHIMIE MINERALE
J.P.CHANTE	ELECTRONIQUE DE PUISSANCE
M.CHEVRETON	ETUDE DES MATERIAUX
B. CHOCAT	METHODES
B.CLAUDEL	CINETIQUE ET GENIE CHIMIQUES
L.CRONENBERGER	CHIMIE BIOLOGIQUE
M.DIOT	THERMOCHIMIE MINERALE
A.DOUTHEAU	CHIMIE ORGANIQUE
B.DUPERRAY	CHIMIE BIOLOGIQUE
H.EMPTOZ	CENTRE DE MATHEMATIQUES
C.ESNOUF	GEMPPM*
L.EYRAUD	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
G.FANTOZZI	GEMPPM*
J.FAUCHON	CONCEPTION ET ANALYSE SYSTEMES MECA.
J.FAVREL	INFORMATIQUE DES SYST. DE PROD. INDUS.
Y.FETIVEAU	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
L.FLAMAND	MECANIQUE DES CONTACTS
P.FLEISCHMANN	GEMPPM*
A.FLORY	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
R.FOUGERES	GEMPPM*
L.FRECON	DEVELOP. LANGAGES INFORMAT. AVANCES
R.GAUTHIER	PHYSIQUE DE LA MATIERE
M.GERY	GCU (EQUIPEMENT DE L'HABITAT)
G.GIMENEZ	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
P.GOBIN	GEMPPM*
M.GODET	MECANIQUE DES CONTACTS
P.GONNARD	GENIE ELECTRIQUE
R.GOUTTE	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
G.GRANGE	GENIE ELECTRIQUE
G.GUENIN	GEMPPM*
G.GUILLOT	PHYSIQUE DE LA MATIERE
C.GUITTARD	DEVELOPPEMENT ET LANGAGES
J.L.GUYADER	INFORMATIQUES AVANCES
R.HENRY	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
J.JOUBERT	MECANIQUE DES STRUCTURES
J.F.JULLIEN	GENIE MECANIQUE
A.JUTARD	BETONS ET STRUCTURES
R.KASTNER	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
H.KLEIMANN	GEOTECHNIQUE
J.KOULOUMDJIAN	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
M.LAGARDE	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
M.LALANNE	CHIMIE BIOLOGIQUE
A.LALLEMAND	MECANIQUE DES STRUCTURES
M.LALLEMAND (Mme)	ENERGETIQUE ET AUTOMATIQUE
	ENERGETIQUE ET AUTOMATIQUE

P.LAREAL	GENIE CIVIL ET URBANISME (GEOTECHNIQUE)
A.LAUGIER	PHYSIQUE DE LA MATIERE
CH.LAUGIER	PHYSIOLOGIE ET PHARMACODYNAMIE
C.LESUEUR	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
Y.MARTINEZ	INFORMATIQUE DES SYST. DE PROD. INDUST.
C.MARTY	CONCEPTION ET ANALYSE SYSTEMES MECA.
J. MERLIN	MET;PHY.PHYS.MATERIAUX
H.MAZILLE	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
M.MIRAMOND	METHODES
N.MONGEREAU	GENIE CIVIL (GEOTECHNIQUE)
R.MOREL	MECANIQUE DES FLUIDES ET THERMIQUES
P.NARDON	BIOLOGIE
A.NAVARRO	CHIMIE PHYSIQUE APPLIQUEE ET ENVIRON.
M.OTTERBEIN	CHIMIE PHYSIQUE APPLIQUEE ET ENVIRON.
J.P.PASCAULT	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
J.PERA	SOLIDES ET MATERIAUX MINERAUX
G.PERACHON	THERMOCHIMIE MINERALE
M.PERDRIX	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
J.PEREZ	GEMPPM*
P.PINARD	PHYSIQUE DE LA MATIERE ET PHYSIQUE
	INDUSTRIELLE
D.PLAY	CONCEPTION ET ANALYSE SYSTEMES MECA.
P.PREVOT	INFORMATIQUE DES SYST. DE PROD. INDUST.
R.REYNAUD	ENERGETIQUE ET AUTOMATIQUE
J.M.REYNOUARD	BETONS ET STRUCTURES
M.RICHARD	ENERGETIQUE ET AUTOMATIQUE
E.RIEUTORD	MECANIQUE DES FLUIDES ET THERMIQUE
J.ROBERT-BAUDOUY (Mme)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES
	MICROORGANISMES
J.ROBIN	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
D.ROUBY	GEMPPM*
J.F.SACADURA	MECANIQUE DES FLUIDES ET THERMIQUE
H.SAUTEREAU	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
S.SCAVARDA	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
F.STOEBER	MICROBIOLOGIE
M.TROCCAZ	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
J.TUSET	SOLIDES ET MATERIAUX MINERAUX
R.UNTERREINER	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
P.VERMANDE	CHIMIE PHYSIQUE APPLIQUEE ET ENVIRON.
J.VERON	CHIMIE PHYSIQUE APPLIQUEE ET ENVIRON.
A.VINCENT	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
P.VUILLERMOZ	PHYSIQUE DE LA MATIERE

Directeurs de recherche C.N.R.S. :

P.CLAUDY	THERMOCHIMIE MINERALE
M.MURAT	GEMPPM*
A.NOUILHAT	PHYSIQUE DE LA MATIERE
M.A.MANDRAND (Mme)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES
	MICROORGANISMES

Directeurs de recherche I.N.R.A. :

G.BONNOT	BIOLOGIE
S.GRENIER	BIOLOGIE
Y.MENEZO	BIOLOGIE

Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :

A-F. PRIGENT (Mme)	CHIMIE BIOLOGIQUE
N.SARDA (Mme)	CHIMIE BIOLOGIQUE

* GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX

*Aultres dans un long parterre
songneusement mesuroient les saultz des
pusses, et cestuy acte maintenoient estre
plus que nécessaire au gouvernement des
royaulmes, conduite des guerres et
administration des républicques,
allégans que Socrates, lequel premier
avoit des cieulx en terre tiré la
philosophie et de oisifve et curieuse
l'avoit rendue utile et proffitable,
emploioit la moictié de son estude à
mesurer les saultz des pusses, comme
ateste Aristhofanes le quintessential.*

*RABELAIS, 'Le cinquiesme et
dernier livre des faicts et dictz
héroïques du bon Pantagruel',
Chapitre XXII.*

AVANT-PROPOS

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma plus vive reconnaissance à M. Martin RAYNAUD, pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués tout au long de cette étude, et pour l'aide constante qu'il m'a apportée durant trois ans.

Que M. le Professeur J.F. SACADURA trouve ici l'expression de ma gratitude pour m'avoir proposé le sujet de thèse et accueilli dans son équipe.

Je suis très sensible à l'honneur que me font MM. BRANSIER et SAULNIER d'avoir accepté la charge de Rapporteur. Je remercie également Mme E. BELLINA, M. A. DEGIOVANNI, M. D. DELAUNAY et M. P. MEROUR d'avoir bien voulu faire partie du jury.

Ce travail a pu être réalisé grâce aux supports de l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME, qui s'appelait encore AFME au début de cette recherche) et de la Compagnie de Saint-Gobain. Que les Responsables de ces organismes trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Enfin, je ne saurais manquer d'exprimer mes remerciements à Mlle Aline LACHARME, pour m'avoir aidé à la mise en page et au tirage de ce document.

SOMMAIRE

Introduction Générale

CHAPITRE I

PRESENTATION DE L'ETUDE.....	14
I-1 Procédés de formage d'une bouteille en verre.....	16
I-2 Maîtrise des températures.....	21
I-3 La ventilation des moules et du poinçon.....	22
I-4 Objectifs de l'étude.....	24
I-5 Plan de l'étude.....	26

CHAPITRE II

MODELE MONODIMENSIONNEL.....	28
Nomenclature des notations utilisées dans le chapitre II.....	30
Introduction au chapitre II.....	36
II-1 Revue bibliographique du transfert de chaleur dans le verre.....	38
II-2 Description du modèle.....	41
II-2-a Première étape du cycle.....	41
II-2-b Deuxième étape du cycle.....	44
II-2-c Troisième étape du cycle.....	45
II-3 Modèle radiatif.....	47
II-3-a Equation du transfert radiatif.....	47
II-3-b Conditions aux limites radiatives.....	48
II-3-c Expression de la densité de flux net et de sa divergence.....	51
II-3-d Ordonnées discrètes.....	51
II-4 couplage conduction/rayonnement.....	53
II-4-a Remarques préliminaires.....	53
II-4-b Schéma implicite pur.....	54
II-4-c Schéma de Lees.....	58
II-4-d Comparaison entre le schéma implicite pur et le schéma de Lees.....	60
II-5 Application au cas de l'article BSA.....	65
II-6 Application au cas de l'article Vittel.....	70
II-7 Etude paramétrique.....	74
II-7-a Remarques préliminaires.....	74
II-7-b Epaisseur du poinçon.....	74
II-7-c Epaisseur de l'ébauche.....	76

II-7-d Propriétés thermiques du poinçon.....	77
II-7-e Conductivité et chaleur spécifique du verre.....	79
II-7-f Rayonnement dans le verre.....	81
II-7-g Refroidissement du poinçon.....	84
II-7-h Conductance de contact entre le poinçon et le verre.....	86
II-7-i Influence du moule sur le poinçon.....	87
II-7-j Durée du contact entre le poinçon et le verre.....	88
II-7-k Température de paraison.....	90
Conclusions.....	91

CHAPITRE III

DETERMINATION EXPERIMENTALE DU COEFFICIENT D'ECHANGE ENTRE LE POINÇON ET LE VERRE.	92
Nomenclature des notations utilisées dans le chapitre III.....	94
Introduction au chapitre III.....	96
III-1 Définition d'un problème inverse en conduction.....	98
III-2 Définition du coefficient d'échange entre le poinçon et le verre.....	100
III-3 Dispositif expérimental.....	103
III-3-a Schéma général.....	103
III-3-b Le four de préchauffage.....	105
III-3-c Le creuset.....	105
III-3-d Cartographie de la température du verre dans le creuset.....	107
III-3-e Le poinçon.....	109
III-3-f Acquisition des données.....	112
III-4 Description du modèle utilisé pour l'inversion.....	115
III-5 Schéma de Raynaud et Bransier.....	118
III-6 Simulations.....	122
III-7 Exemple d'un dépouillement complet.....	128
III-7-a Conditions expérimentales.....	128
III-7-b Température superficielle du poinçon.....	128
III-7-c Flux à la surface du poinçon.....	130
III-7-d Coefficient d'échange.....	130
III-8 Sensibilité aux erreurs.....	132
III-9 Validation des résultats.....	136
III-9-a Comparaisons entre températures calculées et mesurées.....	136
III-9-b Identification à partir des thermocouples T2 et T3.....	137
III-9-c Remarques générales.....	138
III-10 Résultats expérimentaux.....	140
III-10-a Température de préchauffage.....	140
III-10-b Température du verre.....	142
III-10-c Position des thermocouples.....	142

III-10-d Paramètres n'influençant pas le flux thermique échangé entre le verre et le poinçon.....	145
Conclusions.....	147

CHAPITRE IV

DETERMINATION EXPERIMENTALE DES COEFFICIENTS D'ECHANGE CONVECTIFS POINCON/AIR.	148
--	-----

Nomenclature des notations utilisées dans le chapitre IV....	150
--	-----

Introduction au chapitre IV.....	154
----------------------------------	-----

IV-1 Remarques préliminaires.....	156
-----------------------------------	-----

IV-1-a Définition du coefficient d'échange entre le poinçon et l'air.....	156
--	-----

IV-1-b Principe de l'identification du coefficient d'échange.....	157
--	-----

IV-2 Description du dispositif expérimental.....	158
--	-----

IV-2-a Montage du poinçon dans le four.....	158
---	-----

IV-2-b Mesure des températures.....	161
-------------------------------------	-----

IV-2-c Homogénéité des températures.....	163
--	-----

IV-2-d Alimentation en air comprimé.....	164
--	-----

IV-2-e Schéma électrique.....	165
-------------------------------	-----

IV-2-f Logiciel de gestion de la centrale d'acquisition.....	166
---	-----

IV-3 Détermination des coefficients d'échange.....	168
--	-----

IV-3-a Modèle utilisé pour la détermination des coefficients d'échange.....	168
--	-----

IV-3-b Distribution spatiale de la densité de flux inconnue.....	171
---	-----

IV-3-c Méthode de Beck.....	172
-----------------------------	-----

IV-3-d Conditionnement du système d'équations algébriques linéaires donnant les paramètres inconnus.....	178
--	-----

IV-3-e Détermination des conditions initiales.....	180
--	-----

IV-4 Choix de la fonction décrivant les variations spatiales de la densité de flux sur la surface intérieure	
---	--

du poinçon.....	183
-----------------	-----

IV-4-a Etude préliminaire.....	183
--------------------------------	-----

IV-4-b Application au poinçon.....	184
------------------------------------	-----

IV-5 Simulations.....	188
-----------------------	-----

IV-6 Pipettes étudiées.....	195
-----------------------------	-----

IV-6-a Plan de l'étude.....	195
-----------------------------	-----

IV-6-b Géométrie des pipettes.....	195
------------------------------------	-----

IV-6-c Pertes de charge.....	198
------------------------------	-----

IV-7 Coefficients d'échange :	
exemple d'un dépouillement complet (pipette sm1)....	202

IV-7-a Conditions expérimentales.....	202
---------------------------------------	-----

IV-7-b Détermination des conditions initiales.....	202
--	-----

IV-7-c Températures mesurées en régime transitoire.....	204
IV-7-d Densité de flux.....	205
IV-7-e Flux et énergie retirés au poinçon.....	207
IV-7-f Coefficient d'échange.....	209
IV-7-g Ecart entre températures calculées et mesurées.....	211
IV-8 Sensibilité aux erreurs.....	213
IV-9 Résultats expérimentaux	
cas des pipettes sans trous latéraux.....	217
IV-9-a Influence du débit d'air comprimé.....	217
IV-9-b Influence de la température initiale du poinçon.....	220
IV-9-c Distance entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon.....	222
IV-9-d Diamètre de la pipette.....	224
IV-9-e Synthèse des résultats.....	229
IV-10 Résultats expérimentaux : pipette Schweppes..	231
IV-10-a Conditions expérimentales.....	231
IV-10-b Influence du débit.....	231
IV-10-c Position de la pipette.....	233
IV-10-d Comparaison entre la pipette Schweppes et des pipettes sans trous latéraux.....	235
Conclusions.....	236

CHAPITRE V

MODELE BIDIMENSIONNEL.....	238
Introduction au chapitre V.....	240
V-1 Objectifs.....	242
V-2 Description du modèle.....	243
V-3 Exemple d'exploitation du modèle.....	246
V-3-a Données utilisée pour l'article Schweppes.....	246
V-3-b Résultats.....	248
Conclusions.....	251

Conclusion Générale

ANNEXES

ANNEXE A.....	256
ANNEXE A1	
poinçon Schweppes.....	258
ANNEXE A2	
pipette Schweppes.....	259
ANNEXE A3	
pipette Volvic.....	260
ANNEXE A4	
pipette GD.....	261
ANNEXE A5	
creuset en platine rhodié 10%.....	262
ANNEXE A6	
poinçon utilisé pour l'identification du coefficient d'échange poinçon/verre - position des rainures n°1.....	263
ANNEXE A7	
poinçon utilisé pour l'identification du coefficient d'échange poinçon/verre - position des rainures n°2.....	265
ANNEXE A8	
croquis coté du banc de mesure utilisé pour la détermination du coefficient d'échange entre le poinçon et l'air.....	266
ANNEXE B.....	268
ANNEXE B1	
facteurs de forme gris.....	270
ANNEXE B2	
interface semi-transparente cylindrique.....	273
ANNEXE C.....	276
ANNEXE C1	
diffusivité du Stellite 12.....	278
ANNEXE C2	
chaleur spécifique du Stellite 12.....	279
ANNEXE C3	
propriétés thermiques de l'aérogel.....	280
ANNEXE C4	
conductivité et chaleur spécifique du verre.....	281
ANNEXE C5	
propriétés radiatives du verre.....	282
ANNEXE D.....	284
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	288

INTRODUCTION GENERALE

L'utilisation de logiciels de simulation de phénomènes physiques, faisant appel à des méthodes numériques telles que différences finies ou éléments finis, s'est amplement répandue dans l'industrie au cours des vingt dernières années. L'emploi de ces modèles présente l'avantage d'aider à l'optimisation de produits destinés à être mis sur le marché, aussi bien qu'à l'amélioration de procédés de fabrication. En effet, de tels modèles permettent d'acquérir une meilleure compréhension des mécanismes fondamentaux régissant les systèmes étudiés, tout en prédisant leur comportement.

Toutefois, les techniques de simulation numérique nécessitent la connaissance d'un grand nombre de paramètres ne pouvant être déterminés que par voie expérimentale. Dans le cas particulier des problèmes de conduction thermique, il n'est pas rare que la difficulté majeure rencontrée lors de l'exploitation d'un modèle tienne à une mauvaise connaissance des conditions aux limites. Aussi voit-on trop souvent certains numériciens, ayant développé des modèles très fins et par conséquent extrêmement complexes, être contraints de les utiliser avec des données complètement erronées (celles disponibles dans la littérature étant loin de couvrir toutes les applications possibles).

L'étude dont il va être question dans les pages suivantes, et qui concerne le refroidissement par air des poinçons utilisés pour le formage d'ébauches d'articles en verre, a été financée par Saint-Gobain Emballage. Tout au long de sa réalisation, nous nous sommes attachés à mener de front la modélisation du procédé, ainsi que la détermination expérimentale des conditions aux limites intervenant dans le modèle. Pour cela, nous avons largement fait appel aux techniques permettant la résolution de problèmes inverses en conduction, qui consiste à déterminer des conditions aux limites à partir de mesures de températures internes.

Ce document est divisé en cinq chapitres. Le premier décrit le procédé de formage verrier dit « pressé-soufflé », ainsi que les raisons qui ont motivé l'étude. Le deuxième chapitre porte sur la réalisation et l'exploitation d'un modèle simplifié sur le plan de la géométrie, destiné à améliorer la compréhension du procédé. Les déterminations expérimentales des coefficients d'échange entre le poinçon et le verre, et entre le poinçon et l'air utilisé pour le ventiler font respectivement l'objet des chapitres III et IV. Enfin, le chapitre V détaille le modèle de simulation destiné à optimiser le système de refroidissement, et donne un exemple d'application.

CHAPITRE I

PRESENTATION DE L'ETUDE

I-1 PROCÉDÉS DE FORMAGE D'UNE BOUTEILLE EN VERRE

La fabrication d'une bouteille s'effectue toujours en deux étapes : l'ébauche et la finition. Il existe à l'heure actuelle deux procédés de formage, qui diffèrent par la méthode employée pour réaliser l'ébauche de la bouteille : le soufflé-soufflé et le pressé-soufflé. L'ébauche est obtenue par soufflage dans le premier cas, et par pressage dans le deuxième. Comme notre étude porte sur le pressage de l'ébauche, et plus particulièrement sur le comportement thermique du poinçon qui est utilisé pour mener à bien cette opération, nous nous bornerons à décrire les différentes étapes du pressé-soufflé, qui sont schématisées sur la figure I-1/1 :

1 - Chargement

Une goutte de verre - ou paraison -, dont la température avoisine 1100 à 1200°C, est introduite dans le moule ébaucheur. Le poinçon est alors en position de chargement, c'est-à-dire que son extrémité supérieure vient obstruer l'orifice du moule de bague. Une vue détaillée représentant cette étape est donnée sur la figure I-1/2

2 - Début du pressage

Sous l'action d'un vérin pneumatique, le poinçon commence à monter, obligeant le verre à épouser les contours du moule ébaucheur et du moule de bague (la montée du poinçon dure un peu moins d'une seconde).

3 - Pressage de l'ébauche

Le poinçon reste en position haute durant quelques dixièmes de seconde (figure I-1/3), puis redescend. Le moule ébaucheur, qui est constitué de deux demi-coquilles, peut alors s'ouvrir en deux, libérant ainsi l'ébauche, qui reste maintenue par le moule de bague.

4 - Transfert

L'ébauche est transférée du moule ébaucheur dans le moule finisseur.

5 - Réchauffage

Lors du pressage, la température des surfaces interne et externe de l'ébauche s'est considérablement abaissée, au contact du moule et du poinçon, qui sont à des températures de 400 à 500 °C environ. Afin que le soufflage puisse s'effectuer dans de bonnes conditions, il est nécessaire d'attendre que le gradient de température dans la paroi de l'ébauche s'atténue (transfert de chaleur par conduction et rayonnement du cœur vers la surface). Contrairement à ce que son nom pourrait laisser penser, cette opération s'effectue donc sans apport de chaleur externe.

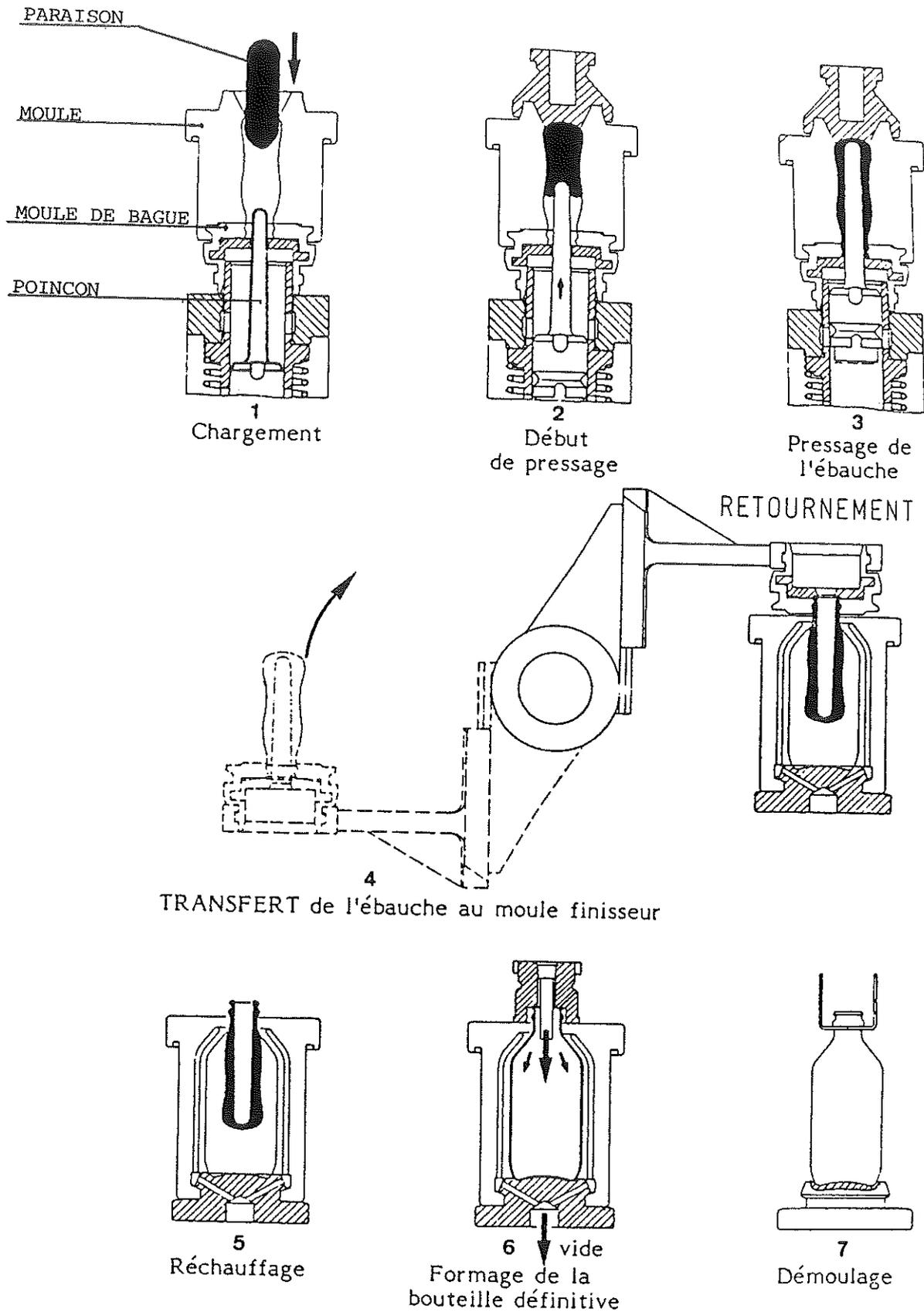


FIGURE I-1/1 : Cycle de formage, procédé pressé-soufflé.
(Document SGE)

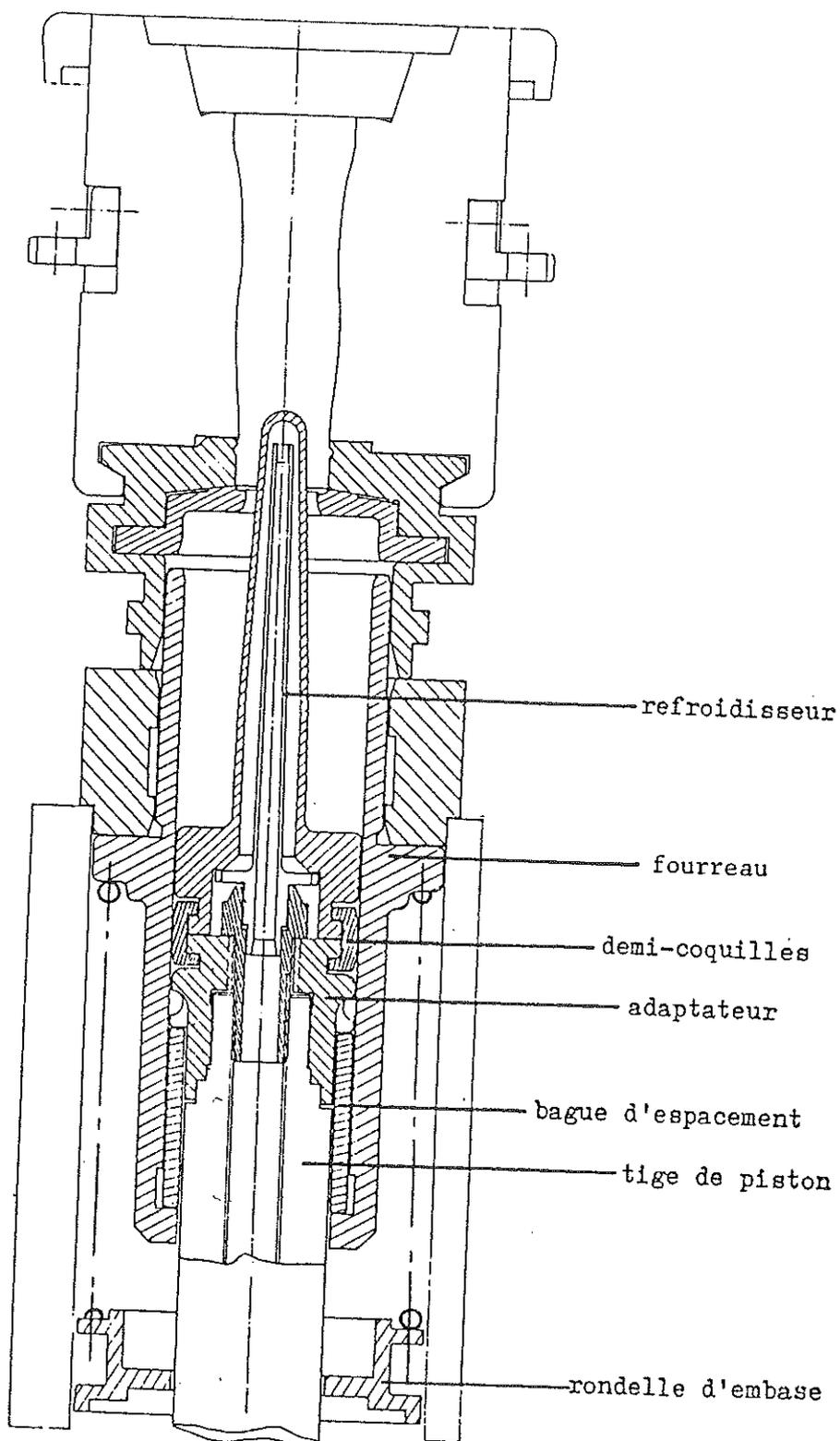


FIGURE I-1/2 : Poinçon en position de chargement.
(Document SGE)

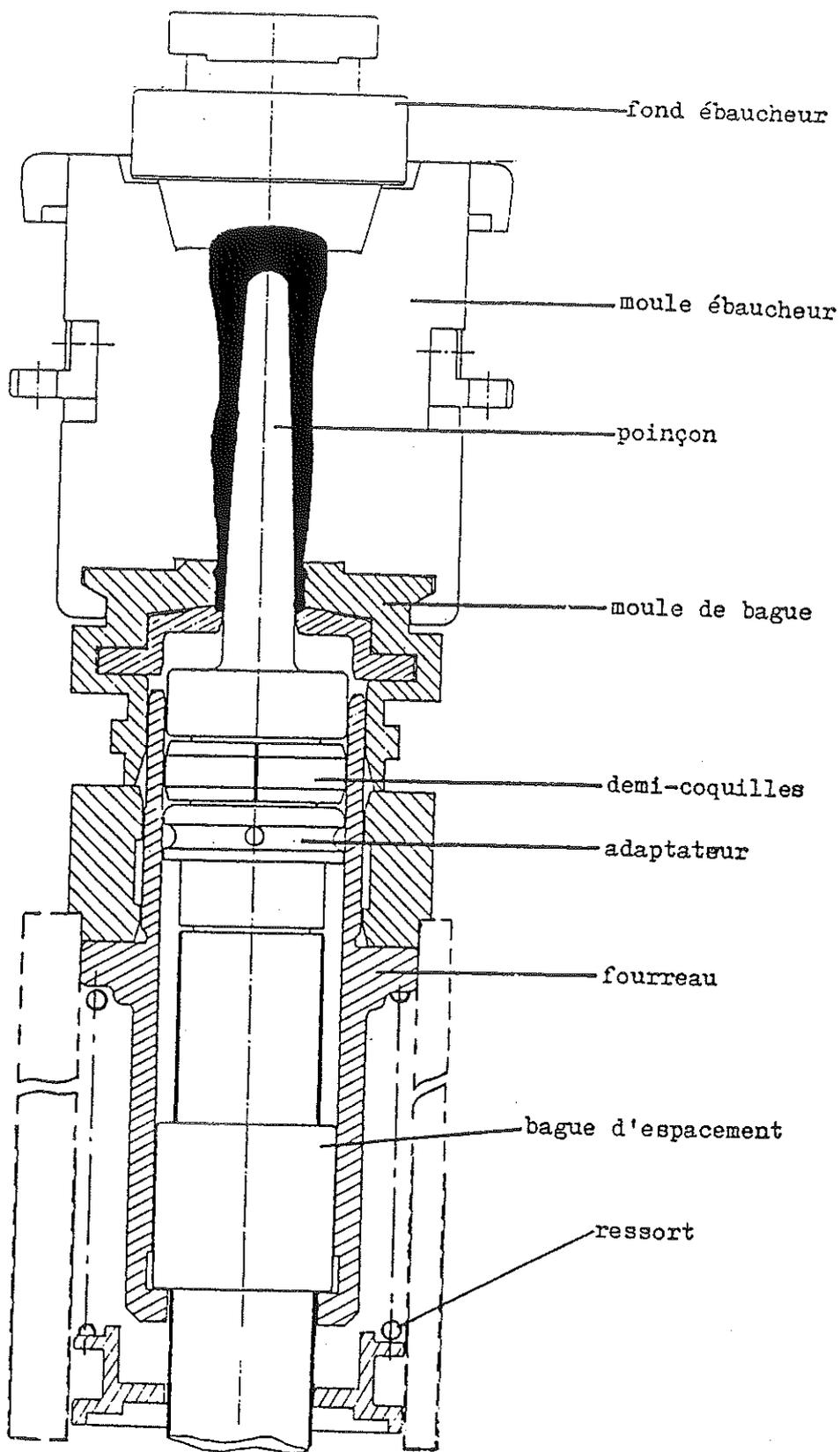


FIGURE I-1/3 : Poinçon en position haute (fin du pressage).
(Document SGE)

6 - Formage de la bouteille définitive

De l'air comprimé est insufflé dans l'empreinte précédemment réalisée par le poinçon, ce qui a pour effet de gonfler la bouteille, jusqu'à plaquer le verre sur les parois du moule finisseur. Ce dernier, qui est également constitué de deux demi-coquilles, s'ouvre alors, et la bouteille est démoulée.

Une nouvelle paraison est introduite dans le moule ébaucheur, et les mêmes étapes se répètent de façon cyclique. Afin de donner une idée de la rapidité de ces opérations, notons que la période d'un cycle est de 4,2 s pour l'article BSA - canette de bière -, et de 8,7 s pour une bouteille VITTEL de 1 litre. Le rythme de production est donc élevé (400 à 1000 bouteilles à l'heure pour un moule).

I-2 MAÎTRISE DES TEMPÉRATURES

Le propre d'un matériau vitrifiable est de posséder une viscosité variant très fortement avec la température. En effet, c'est la brusque augmentation de la viscosité lors d'un refroidissement suffisamment rapide qui empêche la cristallisation de se produire [55]. Par conséquent, l'évolution de la température du verre tout au long du cycle qui vient d'être décrit est un élément capital dans la réussite d'une bouteille, de petits écarts de température pouvant engendrer des différences de viscosité appréciables.

En particulier, la température superficielle de l'ébauche lors du transfert doit être suffisamment basse - et donc la viscosité suffisamment élevée - pour que celle-ci conserve sa géométrie jusqu'à son arrivée dans le moule finisseur. Elle doit par contre être suffisamment haute au moment du soufflage pour que la bouteille puisse se gonfler normalement (d'où l'intérêt du réchauffage). Des températures trop hautes ou trop basses aux différentes étapes du cycle peuvent provoquer la production de «monstres» (bouteilles déformées).

Par conséquent, comme il est aisément compréhensible que la quasi-totalité de l'énergie perdue par le verre l'est aux instants où celui-ci est en contact avec le poinçon, le moule ébaucheur et le moule finisseur, la température de ces pièces, ainsi que les durées de contact, jouent un rôle primordial. De plus, des températures trop basses de l'outillage (poinçon ou moules), en produisant des refroidissements trop rapides, peuvent provoquer des fissures dans les bouteilles, appelées glaçures. Ces glaçures ont pour effet de diminuer considérablement la résistance mécanique des bouteilles, et sont donc à éviter absolument. Inversement, un moule ou un poinçon travaillant à des températures trop élevées provoquent l'adhérence du verre sur leurs parois. Ce phénomène, appelé collage, nécessite, lorsqu'il se produit, le changement immédiat du moule ou du poinçon en cause. L'intervention d'un opérateur étant alors nécessaire, il va de soi que cela entraîne une baisse de productivité.

Comme on le voit, les problèmes de thermique sont extrêmement importants dans les procédés de formage verrier, et peuvent parfois s'avérer difficiles à résoudre du fait de leur grande complexité.

I-3 LA VENTILATION DES MOULES ET DU POINÇON

Les opérations de formage étant cycliques, il est nécessaire d'évacuer l'énergie cédée par le verre au poinçon et aux moules, afin de contrôler leur température, et d'éviter qu'elle n'atteigne des valeurs trop élevées.

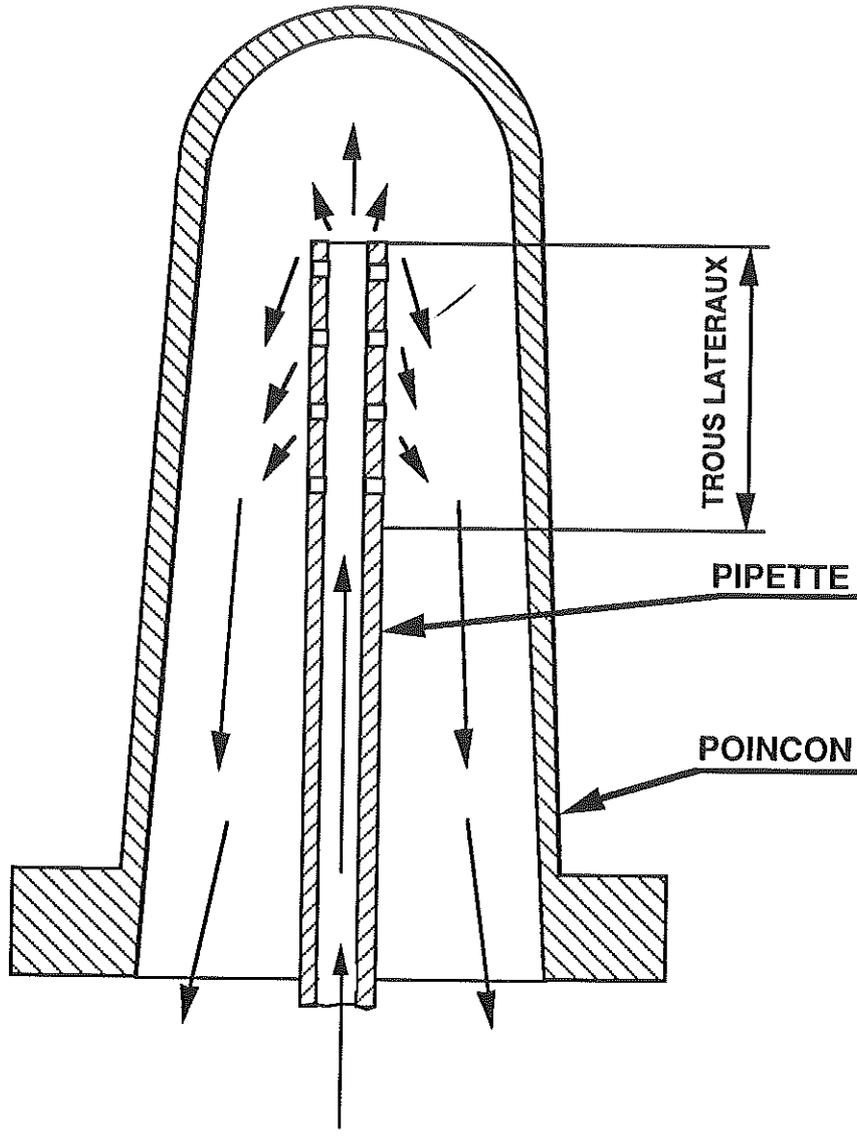
Concernant les moules, deux procédés de refroidissement par air sont utilisés :

- ventilation de la face externe, pourvue d'ailettes de refroidissement,
- injection d'air comprimé dans des trous verticaux percés dans l'épaisseur du moule (procédé VERTIFLOW).

La ventilation des moules n'étant pas l'objet de notre étude, nous ne la détaillerons pas plus avant.

La ventilation des poinçons s'effectue également par air. Ainsi que le montre la figure I-3/1, les poinçons sont creux, et refroidis par de l'air comprimé injecté dans un tube percé, appelé refroidisseur ou pipette.

La pipette comporte un trou principal à son extrémité, ainsi qu'un grand nombre de trous latéraux, répartis sur une certaine distance à partir du sommet (les plans d'un poinçon et d'une pipette sont présentés en annexe A1 et A2). Le nombre, la position, et le diamètre de ces trous doivent être déterminés de façon à uniformiser le refroidissement du poinçon, en essayant également de minimiser les pertes de charge. Ces paramètres, ainsi que la forme du poinçon, doivent être modifiés pour chaque nouvel article, la géométrie des ébauches que l'on désire produire étant très variable. Le réglage du débit d'air comprimé permettant un refroidissement du poinçon plus ou moins intense s'effectue en faisant varier la pression en amont du circuit, grâce à un détendeur. Le réglage de cette pression, effectué par un opérateur, dépend également de l'article considéré. La durée de la ventilation au cours du cycle, ainsi que l'instant où elle débute, sont aussi des paramètres qu'il convient d'ajuster.



ARRIVEE D'AIR

FIGURE I-3/1 : Poinçon et pipette.

I-4 OBJECTIFS DE L'ÉTUDE

Ainsi que nous venons de le voir, les paramètres influants sur le refroidissement des poinçons sont nombreux (débit d'air comprimé, géométrie du poinçon, position des trous de la pipette, etc.). Or, il n'existe pas, à l'heure actuelle, de règles objectives et précises pour les déterminer. Pour chaque nouvel article, le dessinateur, se basant sur son expérience, dessine le poinçon et la pipette qui lui semblent les mieux convenir à l'ébauche qu'il désire produire. Des essais en usine sont ensuite effectués, durant lesquels la température du poinçon est mesurée en situation réelle, grâce à une caméra infra-rouge (la complexité des machines de production ne permettant pas l'emploi de procédés autres que les mesures de température sans contact). Cette mesure ne peut se faire que lors des étapes du cycle où le poinçon est «visible», c'est-à-dire lorsqu'il est en position basse, et que le moule ébaucheur est ouvert (il est hors de question de mesurer sa température pendant la phase de pressage). Au vu des résultats obtenus, les défauts éventuels sont alors corrigés, par exemple en ajoutant des trous dans la pipette, au niveau d'une zone qui serait trop chaude.

L'expérience semble montrer que la température optimale du poinçon se situerait vers 500 °C, l'extrémité supérieure étant légèrement plus froide que la partie inférieure. Des températures plus basses produisent des glaçures, alors que des températures supérieures à 600 °C aboutissent généralement à des collages (adhérence du verre sur le poinçon).

Le deuxième problème inhérent à la conception des systèmes de refroidissement, et qui découle en partie du premier (absence de règles), est la grande difficulté qu'il y a à obtenir des poinçons de température à peu près homogène, l'écart entre le sommet et la base excédant souvent 200 °C. Le réglage du débit d'air comprimé devient alors extrêmement délicat, vue l'impossibilité d'obtenir des températures correctes tout le long de la partie active du poinçon (la partie active étant la zone en contact avec le verre).

Pour finir, citons également le problème des pertes de charge dans la pipette et le poinçon, qui peuvent parfois interdire un refroidissement correct de ce dernier, en limitant le débit d'air comprimé disponible.

Par conséquent, l'objectif de cette étude est de rationaliser le travail de conception des pipettes et des poinçons, dans le but de simplifier la tâche du dessinateur, et d'améliorer leurs performances, en obtenant des poinçons à un niveau de température correct et relativement homogène. Pour ce faire, nous nous sommes

engagés dans la réalisation d'un modèle thermique du poinçon, afin de pouvoir prédire son champ de température avant d'éventuels essais en production, et de permettre ainsi l'optimisation du dispositif de refroidissement.

I-5 PLAN DE L'ÉTUDE

L'étude que nous avons menée peut se décomposer en quatre phases :

1 - Réalisation d'un premier modèle, très simplifié sur le plan de la géométrie, mais très rigoureux en ce qui concerne les échanges de chaleur entre le poinçon, l'ébauche, et le moule, dans le but de mieux appréhender les mécanismes fondamentaux régissant le comportement du système étudié. Cette partie, qui a conditionné la suite de l'étude, et donc les hypothèses du modèle définitif, est détaillée au chapitre II.

2 - Détermination du coefficient d'échange entre le poinçon et le verre.

Dans la mesure où nous désirons évaluer la température du poinçon, il est clair que nous devons connaître les conditions aux limites à l'interface entre le verre et le poinçon, qui ne font que refléter l'énergie échangée entre ces deux corps. Nous avons pour ce faire utilisé une méthode inverse en conduction, en plongeant un poinçon dans un creuset rempli de verre à la température de paraison. La démarche employée ainsi que les résultats obtenus sont donnés au chapitre III.

3 - Détermination du coefficient d'échange convectif entre le poinçon et l'air permettant son refroidissement.

Des calculs de mécanique des fluides en vue de déterminer l'écoulement de l'air à l'intérieur de la pipette et du poinçon nous paraissant extrêmement délicats, voire infaisables (écoulement turbulent d'un fluide compressible, dans une géométrie complexe, avec probabilité de vitesses soniques à certains endroits du circuit), nous avons été amenés à mettre en œuvre une démarche expérimentale, basée sur la détermination de coefficients d'échange par méthode inverse en conduction. Cette partie de l'étude est développée au chapitre IV.

4 - Réalisation et exploitation du modèle thermique bidimensionnel du poinçon.

Ce modèle, basé sur la résolution, par éléments finis, de l'équation de la conduction dans le poinçon, utilise les conditions aux limites déterminées lors des deux étapes précédentes. Il est décrit au chapitre V.

La synthèse des principaux résultats obtenus, ainsi que la suite à donner à l'étude, seront présentées en conclusion.



CHAPITRE II

MODELE MONODIMENSIONNEL



Nomenclature des notations utilisées dans le chapitre II

Chapitre II-2

Caractères latins

C_m : chaleur spécifique volumique du moule.

C_p : chaleur spécifique volumique du poinçon.

C_v : chaleur spécifique volumique du verre.

F_1 : facteur de forme gris de la pipette par rapport au poinçon.

F_2 : facteur de forme gris du poinçon par rapport au fourreau.

F_3 : facteur de forme gris de la surface intérieure du moule par rapport au milieu extérieur.

H_1 : conductance de contact entre le poinçon et le verre.

H_2 : conductance de contact entre le verre et le moule.

h_{pi} : coefficient d'échange avec l'air sur la surface intérieure du poinçon.

h_{pe} : coefficient d'échange avec l'air sur la surface extérieure du poinçon.

h_{mi} : coefficient d'échange avec l'air sur la surface intérieure du moule, lorsqu'il est en position ouverte.

h_{me} : coefficient d'échange avec l'air sur la surface extérieure du moule.

k_m : conductivité du moule.

k_p : conductivité du poinçon.

k_v : conductivité phonique du verre.

r : rayon courant.

r_1 : rayon intérieur du poinçon.

r_2 : rayon extérieur du poinçon.

r_3 : rayon intérieur du moule.

r_4 : rayon extérieur du moule.

S_f : surface d'un fourreau de longueur unité.

S_{pip} : surface d'une pipette de longueur unité.

S_{pi} : surface intérieure d'un poinçon de longueur unité -

$$S_{pi}=2.\Pi.r_1.$$

S_{pe} : surface extérieure d'un poinçon de longueur unité -

$$S_{pe}=2.\Pi.r_2.$$

S_{mi} : surface intérieure d'un moule de longueur unité -

$$S_{mi}=2.\Pi.r_3.$$

S_{me} : surface extérieure d'un moule de longueur unité -

$$S_{me}=2.\Pi.r_4.$$

S_{dia} : surface du plan diamétral d'un moule de longueur unité -

$$S_{dia}=2.r_3.$$

t : temps.

T : température.

T_{air} : température de l'air ventilant le poinçon.

T_{pip} : température de la pipette.

T_{pi} : température de la surface intérieure du poinçon.

T_{pe} : température de la surface extérieure du poinçon.

T_{vi} : température de la surface intérieure de l'ébauche.

T_{ve} : température de la surface extérieure de l'ébauche.

T_{mi} : température de la surface intérieure du moule.

T_{me} : température de la surface extérieure du moule.

T_f : température du fourreau.

T_{amb} : température ambiante.

T_{ref} : température de référence.

Caractères grecs

ϵ_f : émissivité totale hémisphérique du fourreau.

ϵ_m : émissivité totale hémisphérique du moule.

ϵ_{pip} : émissivité totale hémisphérique de la pipette.

ϵ_p : émissivité totale hémisphérique du poinçon.

σ : constante de Stefan-Boltzmann - $\sigma=5,67.10^{-8}$ W/(m².K⁴).

$\vec{\Phi}_r$: vecteur densité de flux net radiatif.

φ_r : composante radiale de $\vec{\Phi}_r$.

Chapitre II-3

Caractères latins

G_i : densité de flux incident intégrée sur la i^{ème} bande spectrale.

i : indice relatif à la bande spectrale considérée (dans le cadre du modèle gris par bande).

K_v : coefficient d'absorption monochromatique du verre à la fréquence ν .

K_i : coefficient d'absorption moyen du verre sur la i^{ème} bande spectrale.

L_ν : luminance monochromatique à la fréquence ν .

L_i : luminance intégrée sur la i^{ème} bande spectrale.

L_ν^0 : luminance monochromatique du corps noir à la fréquence ν , donnée par la loi de Planck.

L_i^0 : luminance du corps noir intégrée sur la i^{ème} bande spectrale.

M : point courant.

n : indice de réfraction du verre (partie réelle).

\vec{n} : normale à une surface métallique (poinçon ou moule), dirigée vers le verre.

n_{bs} : nombre de bandes spectrales dans le modèle gris par bandes.

s : abscisse sur la direction $\vec{\Omega}$.

Caractères grecs

$\vec{\Omega}$: direction de propagation du rayonnement.

$\vec{\Omega}'$: direction de réflexion du rayonnement.

θ : angle formé par la direction $\vec{\Omega}$ et la direction radiale.

$d\Omega$: élément d'angle solide.

$\vec{\Phi}_r$: vecteur densité de flux net radiatif.

Φ_r : composante radiale de $\vec{\Phi}_r$.

ϵ_p : émissivité totale hémisphérique du poinçon.

ϵ_p^{eq} : émissivité totale hémisphérique équivalente du poinçon.

ϵ_m : émissivité totale hémisphérique du moule.

ϵ_m^{eq} : émissivité totale hémisphérique équivalente du moule.

ν : fréquence.

ν_i : fréquence représentant la limite inférieure de la $i^{\text{ème}}$ bande spectrale.

ν_{i+1} : fréquence représentant la limite supérieure de la $i^{\text{ème}}$ bande spectrale.

ρ : réflectivité directionnelle-hémisphérique d'une interface vitreuse, pour un rayonnement incident venant d'un milieu d'indice de réfraction égal à 1 (ρ est donnée par les règles de Fresnel).

ρ_{eq} : réflectivité diffuse équivalente d'une interface vitreuse.

Chapitre II-4

Les notations du chapitre II-2 ont été reprises avec, en plus :

i : (en indice) indice du $i^{\text{ème}}$ nœud du maillage.

j : (en exposant) indice du $j^{\text{ème}}$ intervalle de temps.

N_p : nombre de nœuds dans le poinçon.

N_v : nombre de nœuds dans le verre.

N_m : nombre de nœuds dans le moule.

N_t : nombre de nœuds total - $N_t = N_p + N_v + N_m$.

Δr_p : pas du maillage dans le poinçon - $\Delta r_p = (r_2 - r_1) / (N_p - 1)$.

Δr_v : pas du maillage dans le verre - $\Delta r_v = (r_3 - r_2) / N_v$.

Δr_m : pas du maillage dans le moule - $\Delta r_m = (r_4 - r_3) / (N_m - 1)$.

Δt : intervalle de temps.

Introduction au chapitre II

Afin de mieux définir l'étude du refroidissement des poinçons utilisés pour le formage des ébauches de bouteilles, et dans le but d'améliorer notre connaissance de ce procédé, un modèle monodimensionnel a tout d'abord été développé et exploité.

Ce chapitre, qui lui est consacré, débute par une brève revue bibliographique des transferts de chaleur dans le verre. Le modèle physique qui a été choisi est ensuite défini, ainsi que sa mise en équations. La méthode de résolution utilisée est également décrite, et une comparaison entre deux schémas numériques permettant le traitement du couplage conduction/rayonnement (Lees et implicite pur) est effectuée.

Après avoir détaillé les résultats obtenus en modélisant deux types d'ébauche, une étude paramétrique complète est présentée, où l'importance relative des différents paramètres intervenant dans le modèle est discutée.



II-1 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DU TRANSFERT DE CHALEUR DANS LE VERRE

La paraison se trouvant à une température de 1100°C environ, il n'est pas possible de négliger a priori les échanges radiatifs dont elle pourrait être le siège, lorsqu'elle est mise en contact avec le moule et le poinçon. En effet, le verre étant un matériau semi-transparent, il participe aux échanges radiatifs par des processus d'émission et d'absorption volumiques. Nous avons donc été amenés à tenir compte du couplage conduction/rayonnement dans le verre, afin de mieux situer l'influence de ces deux modes de transfert de chaleur sur le poinçon.

Le premier modèle prenant en compte de façon rigoureuse le couplage conduction/rayonnement dans le verre peut vraisemblablement être attribué à R. Gardon [19], qui l'a utilisé pour étudier les traitements thermiques sur une plaque de verre. Son modèle, monodimensionnel, est fondé sur la méthode des différences finies, ainsi que sur des bilans radiatifs réalisés sur chacune des mailles de la discrétisation.

D'autres auteurs ont, par la suite, utilisé le modèle de Gardon pour étudier le comportement d'une plaque de verre mise en contact avec des matériaux métalliques sur chacune de ses faces. Citons D.A. McGraw [30], S.P. Jones et P. Basnett [25], I.H. Farag et al. [14, 15]. L'ensemble de ces auteurs s'accorde à dire que le rayonnement thermique a une influence plutôt faible sur les températures superficielles du verre, voire négligeable pour certains. La part prise par le flux radiatif dans les échanges a tendance à augmenter dans le temps, et est plus importante au centre de l'échantillon qu'à sa périphérie. A titre d'exemple, le modèle de S.P. Jones et P. Basnett [25] indique que l'énergie retirée par rayonnement à une plaque de verre de 10 mm d'épaisseur, mise en contact avec deux plaques métalliques pendant 5 s, représente 13% de l'énergie totale. Le verre qu'ils ont choisi pour mener leur calcul est, de par ses propriétés radiatives, proche du verre mi-blanc utilisé en bouteillerie, et ils ont adopté une valeur de la conductance de contact verre/métal d'environ 1600 W/(m².K).

J. Henriette et H. Meunier [21], travaillant sur un modèle proche des précédents, mais cette fois en coordonnées cylindriques, trouvent un rapport flux radiatif sur flux total de 18% à l'interface verre/moule.

Concernant la modélisation du contact verre/métal, tous les auteurs prennent en compte l'existence d'une lame d'air séparant les deux matériaux, par l'introduction dans leur modèle d'une conductance de contact. Certains considèrent également, dans les

calculs radiatifs, des réflexions multiples entre le verre et le métal [14, 15].

D.A. McGraw [30], en comparant l'énergie retirée à une paraison, mesurée par méthode calorimétrique, avec l'énergie calculée, donne un ordre de grandeur de la conductance de contact évoluant de 10 000 W/(m².K) environ à l'instant initial, jusqu'à 2000 W/(m².K) au bout de 1,4 s. Dans une publication ultérieure [31], ce même auteur, se basant sur les travaux de H.D. Merchant [32], analyse la nature des transferts conductifs à l'interface verre/moule, et fournit des valeurs de conductance d'après l'épaisseur moyenne de la lame d'air, elle-même obtenue grâce à des mesures de rugosité (cf figure II-1/1).

Trier [48], a utilisé un banc de mesure lui permettant, d'une part d'évaluer le profil des températures dans un bloc de verre enfermé dans un cylindre creux, d'autre part d'en déduire les densités de flux, démontrant ainsi expérimentalement l'existence d'un milieu interstitiel à l'interface verre/métal. Un calcul simple, effectué d'après ses résultats, donne une conductance de contact pouvant aller de 1000 à 2000 W/(m².K).

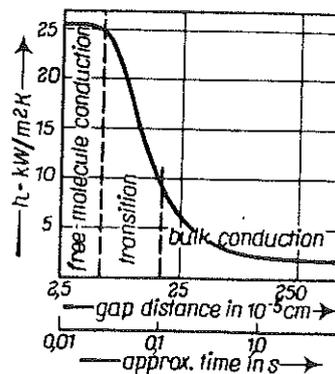


FIGURE II-1/1 : Variation supposée de h , due à l'augmentation de l'épaisseur du milieu interstitiel (d'après D.A. McGraw, [31])

En résumé, cette revue bibliographique semble montrer que le rayonnement thermique n'a pas une très grande importance dans les problèmes de formage de bouteilles. Elle donne également l'ordre de grandeur de la conductance de contact entre le verre et le métal. Pour ce dernier paramètre, il faut toutefois noter que les valeurs relevées dans la littérature sont caractérisées par un grande dispersion - 1000 W/(m².K) à 10 000 W/(m².K). De plus, elles concernent essentiellement le contact verre/moule. Or, il est

légitime de penser que le déplacement du poinçon au cours du pressage puisse entraîner à l'interface verre/poinçon des valeurs différentes de celles relatives à l'interface verre/moule. Toutefois, ainsi que nous l'avons déjà mentionné, le modèle dont il va être question dans ce chapitre n'est pas destiné à calculer la température du poinçon de façon précise. Dans un premier temps, nous utiliserons donc pour la conductance de contact les valeurs issues de la littérature.

II-2 DESCRIPTION DU MODÈLE

Le modèle décrit dans ce chapitre est destiné à évaluer les échanges de chaleur entre le poinçon, l'ébauche et le moule, et n'a d'autre but que de fournir des renseignements *essentiellement qualitatifs*, sur le poids des nombreux paramètres susceptibles d'influencer le comportement thermique du poinçon.

Le rayonnement est pris en compte de façon rigoureuse, afin de vérifier les résultats de la revue bibliographique, quant à la part relativement faible qu'il occuperait dans les transferts de chaleur au sein du verre.

La principale simplification de ce modèle réside dans le fait que le poinçon, l'ébauche, et le moule sont assimilés à des cylindres creux, de longueurs infinies, afin de pouvoir supposer un transfert de chaleur radial monodimensionnel. La conséquence de cette hypothèse est que la montée du poinçon est supposée se faire instantanément, son déplacement axial étant un phénomène bidimensionnel. En d'autres termes, le poinçon passera directement de la position basse - position de chargement (figure I-2) -, en position haute, où il est en contact avec le verre (figure I-1/3).

Par ailleurs, nous avons décomposé le cycle de pressage en trois étapes distinctes. Afin d'obtenir le régime périodique établi, les calculs, réalisés par voie numérique, sont répétés jusqu'à ce que les températures n'évoluent plus d'un cycle à l'autre.

II-2-a Première étape du cycle

Cette étape s'étend de l'arrivée de la paraison au contact du moule, jusqu'au moment de la montée du poinçon. La figure II-2/1.a représente la position et les conditions aux limites de la paraison et du moule suivant une coupe longitudinale, la figure II-2/1.b celles du poinçon.

Détaillons à présent les trois éléments constituant le système étudié.

Le poinçon : il est en position basse lors de cette étape. Sur sa face interne, il est refroidi par l'air comprimé en provenance du compresseur (convection forcée), ainsi que par le rayonnement échangé avec la pipette. Sur sa face externe, il perd de la chaleur par convection naturelle, mais également par des échanges radiatifs avec le fourreau (le poinçon en position basse et le fourreau formant une cavité annulaire, cf figures I-1/2 et I-1/3).

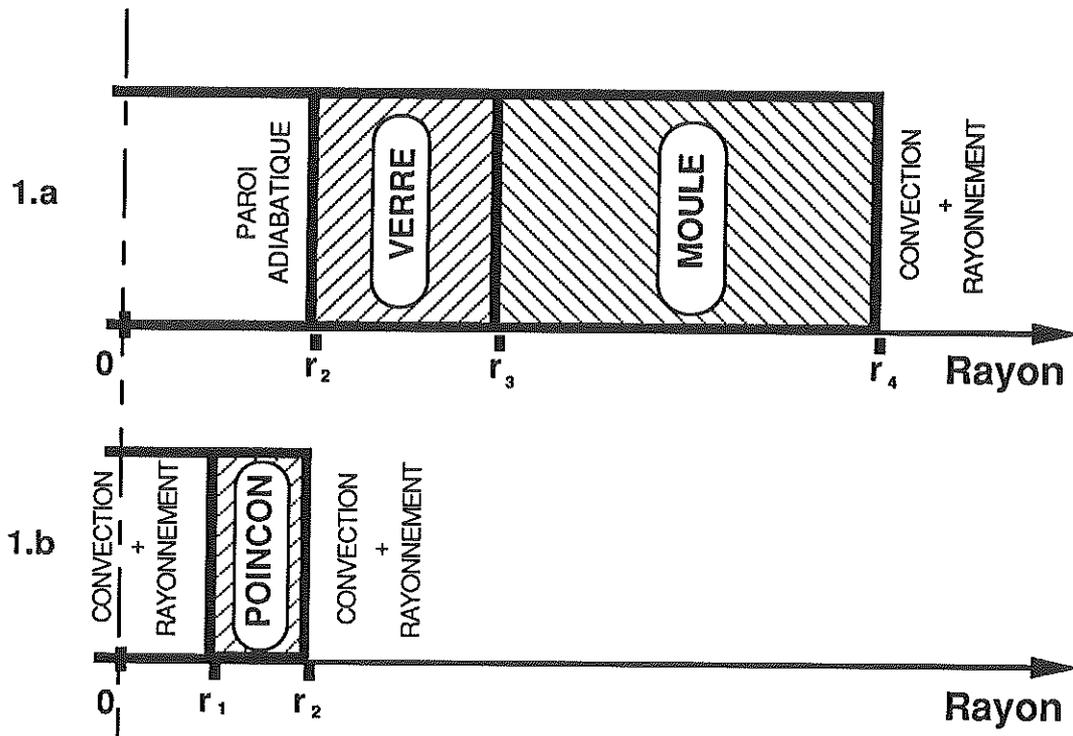


FIGURE II-2/1 : première étape du cycle.

Le verre : nous supposons que, dès l'arrivée de la paraison, celle-ci laisse libre l'espace qui sera plus tard occupé par le poinçon, après sa montée. Si la paraison occupait la totalité du moule, nous serions obligé de faire «disparaître» une masse de verre correspondant au volume du poinçon, lors de la montée de ce dernier. En d'autres termes, nous considérons que l'ébauche est déjà formée au moment où elle arrive dans le moule.

Le verre étant supposé semi-transparent, il est le siège de transferts couplés conduction/rayonnement. La surface intérieure de l'ébauche est adiabatique, et la surface extérieure est en contact avec le moule. L'existence d'une lame d'air entre le moule et le verre, limitant les transferts de chaleur entre les deux matériaux, est prise en compte par le biais d'une conductance de contact.

Le moule : Il est en contact avec le verre sur sa face intérieure, qui lui communique un flux conductif et un flux radiatif. Il est refroidi sur sa face extérieure par convection (naturelle ou forcée), et par rayonnement.

La traduction mathématique du modèle énoncé ci-dessus se fait de la façon suivante :

Notons r_1 le rayon intérieur du poinçon, r_2 son rayon extérieur (égal au rayon intérieur de l'ébauche), r_3 le rayon intérieur du moule (égal au rayon extérieur de l'ébauche), r_4 le rayon extérieur du moule, et r le rayon courant (cf figure II-2/1).

Pour $r_1 < r < r_2$ (conduction dans le poinçon) :

$$\text{II-2-a/1} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_p \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) = C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

En $r=r_1$ (surface intérieure du poinçon) :

$$\text{II-2-a/2} \quad -k_p \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = h_{pi} \cdot (T_{air} - T_{pi}) + \frac{S_{pip}}{S_{pi}} \cdot \mathcal{F}_1 \cdot \sigma \cdot (T_{pip}^4 - T_{pi}^4)$$

$$\text{II-2-a/3} \quad \mathcal{F}_1 = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_{pip}} + \frac{S_{pip}}{S_{pi}} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_p} - 1 \right)}$$

En $r=r_2$ (surface extérieure du poinçon) :

$$\text{II-2-a/4} \quad k_p \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = h_{pe} \cdot (T_f - T_{pe}) + \mathcal{F}_2 \cdot \sigma \cdot (T_f^4 - T_{pe}^4)$$

$$\text{II-2-a/5} \quad \mathcal{F}_2 = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_p} + \frac{S_{pe}}{S_f} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_f} - 1 \right)}$$

Pour $r_2 < r < r_3$ (conduction et rayonnement dans le verre):

$$\text{II-2/6} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_v \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \text{div} \vec{\varphi}_r = C_v \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

En $r=r_2$ (surface intérieure de l'ébauche, paroi adiabatique) :

$$\text{II-2-a/7} \quad -k_v \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \varphi_r = 0$$

En $r=r_3$ (surface intérieure du moule) :

$$\text{II-2-a/8} \quad -k_v \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \varphi_r = -k_m \cdot \frac{\partial T}{\partial r}$$

$$\text{II-2-a/9} \quad -k_v \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = H_2 \cdot (T_{ve} - T_{mi})$$

Pour $r_3 < r < r_4$ (conduction dans le moule) :

$$\text{II-2-a/10} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_m \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) = C_m \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

En $r=r_4$ (surface extérieure du moule) :

$$\text{II-2-a/11} \quad k_m \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = h_{me} \cdot (T_{amb} - T_{me}) + \varepsilon_m \cdot \sigma \cdot (T_{amb}^4 - T_{me}^4)$$

Les notations sont explicitées dans la nomenclature donnée en début de chapitre.

Les températures du poinçon et du moule au début de cette étape sont fixées arbitrairement, s'il s'agit du premier cycle. Dans le cas contraire, elles sont égales aux températures obtenues à la fin du cycle précédent. Par contre, le verre étant renouvelé au début de chaque cycle, sa température initiale au début de l'étape est égale à la température de paraison.

Le calcul de la densité de flux net radiatif et de sa divergence sera exposé dans un paragraphe ultérieur.

II-2-b Deuxième étape du cycle

Cette phase débute lorsque le poinçon est appliqué sur le verre et se termine lorsque l'ébauche est retirée du moule. Elle est schématisée sur la figure II-2/2.

Les équations de l'étape précédente restent valables, à l'exception des relations II-2-a/4, II-2-a/5 et II-2-a/7, qui concernaient la surface extérieure du poinçon et la surface intérieure de l'ébauche. La conservation du flux total à l'interface poinçon/verre ($r=r_2$) s'écrit à présent :

$$\text{II-2-b/1} \quad -k_v \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \varphi_r = -k_p \cdot \frac{\partial T}{\partial r}$$

$$\text{II-2-b/2} \quad k_v \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = H_1 \cdot (T_{vi} - T_{pe})$$

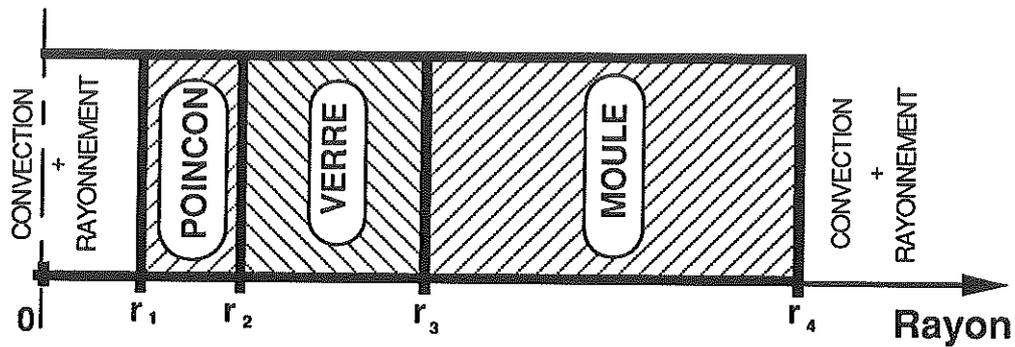


FIGURE II-2/2 : deuxième étape du cycle.

II-2-c Troisième étape du cycle

La dernière étape du cycle (figures II-2/3.a et II-2/3.b) commence au moment où l'ébauche est retirée du moule, après ouverture de ce dernier, jusqu'à ce qu'il se referme pour accueillir une nouvelle paraison. Le poinçon est revenu en position basse, c'est-à-dire dans la même configuration que lors de la première étape. Par contre, le moule étant à présent ouvert, sa face intérieure se refroidit par convection naturelle et rayonnement.

La condition à la limite en $r=r_3$ s'écrit alors :

$$\text{II-2-c/1} \quad -k_m \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = h_{mi} \cdot (T_{amb} - T_{mi}) + \frac{S_{dia}}{\left(\frac{S_{mi}}{2}\right)} \cdot \mathcal{F}_3 \cdot \sigma \cdot (T_{amb}^4 - T_{mi}^4)$$

$$\text{II-2-c/2} \quad \mathcal{F}_3 = \frac{1}{1 + \frac{1-\varepsilon_m}{\varepsilon_m} \cdot \frac{S_{dia}}{\left(\frac{S_{mi}}{2}\right)}}$$

Les équations II-2-a/1 à II-2-a/5, II-2-a/10 et II-2-a/11 restent inchangées. Le calcul des facteurs de forme gris \mathcal{F}_1 , \mathcal{F}_2 et \mathcal{F}_3 est détaillé en annexe B1.

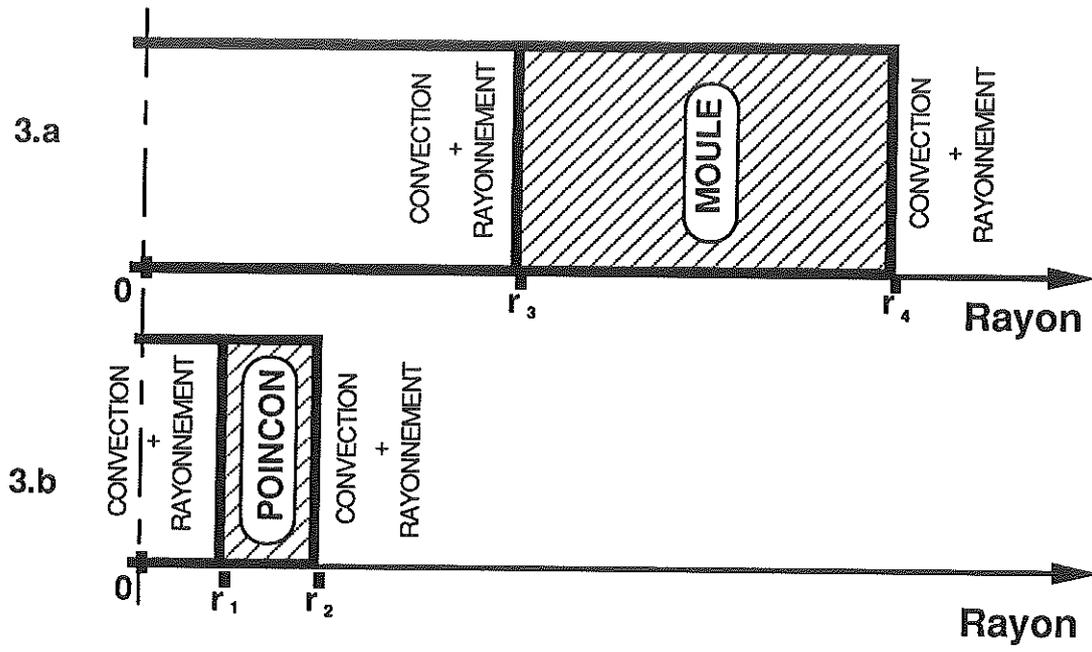


FIGURE II-2/3 : troisième étape du cycle.

II-3 MODÈLE RADIATIF

II-3-a Equation du transfert radiatif

Ainsi que nous venons de le voir au chapitre précédent, le fait que le verre soit semi-transparent nécessite le calcul de la densité de flux net radiatif aux interfaces poinçon/verre et verre/moule, ainsi que celui de la divergence du flux radiatif au sein du verre.

La propagation du rayonnement thermique dans un milieu semi-transparent peut être décrite par l'équation du transfert radiatif, issue d'un bilan radiatif sur un élément de volume, dans une direction donnée. Pour tout ce qui concerne la théorie des milieux semi-transparentes aux références [34] et [45].

Moyennant les hypothèses d'équilibre thermodynamique local, de milieu isotrope, absorbant, émissif, et non diffusant, l'équation du transfert radiatif s'écrit, à l'abscisse s de la direction considérée (cf figure II-3/1) :

$$\text{II-3-a/1} \quad \frac{d L_v(s, \vec{\Omega})}{ds} = K_v \cdot (L_v^0(T(M)) - L_v(s, \vec{\Omega}))$$

T est la température au point M , situé à l'abscisse s de la direction $\vec{\Omega}$, $L_v(s, \vec{\Omega})$ la luminance monochromatique (à la fréquence ν) au point M et dans la direction $\vec{\Omega}$, $L_v^0(T(M))$ la luminance monochromatique du corps noir à la température $T(M)$, pour la fréquence ν , donnée par la fonction de Planck.

La totalité du domaine spectral est découpée en n_{bs} bandes, sur chacune desquelles le coefficient d'absorption monochromatique K_v est remplacé par une valeur moyenne K_i (modèle gris par bandes). L'intégration de l'équation II-3-a/1 sur la $i^{\text{ème}}$ bande donne :

$$\text{II-3-a/2} \quad \frac{d L_i(s, \vec{\Omega})}{ds} = K_i \cdot (L_i^0(T(M)) - L_i(s, \vec{\Omega}))$$

Avec, en notant ν_i et ν_{i+1} les limites de la $i^{\text{ème}}$ bande spectrale :

$$\text{II-3-a/3} \quad L_i(s, \vec{\Omega}) = \int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} L_v(s, \vec{\Omega}) \cdot d\nu$$

$$\text{II-3-a/4} \quad L_i^0(T(M)) = \int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} L_\nu^0(T(M)) \cdot d\nu$$

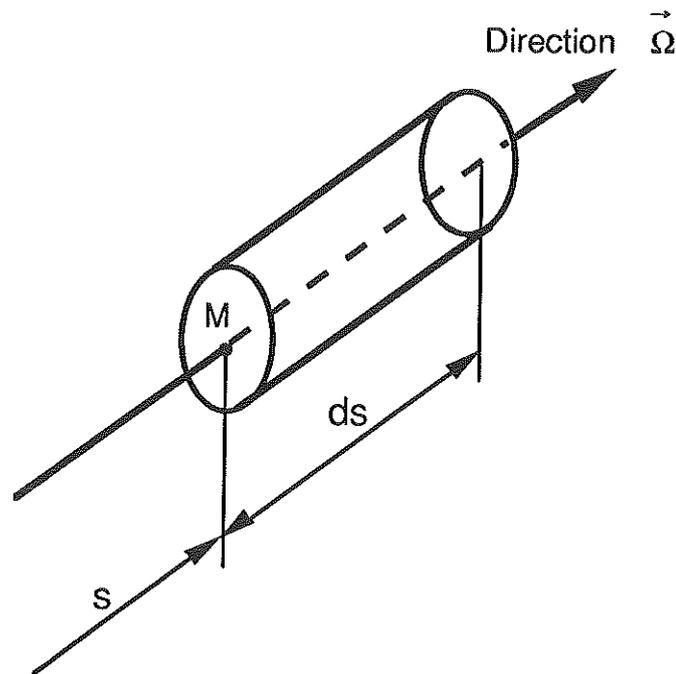


FIGURE II-3/1 : *Élément de volume servant au bilan radiatif.*

Nous avons adopté la moyenne de Rosseland pour le calcul du coefficient d'absorption moyen sur chaque bande, K_i . Elle consiste à intégrer $1/K_\nu$ en pondérant par le gradient de luminance monochromatique du corps noir responsable des échanges radiatifs à l'intérieur d'un milieu semi-transparent :

$$\text{II-3-a/5} \quad \frac{1}{K_i} = \int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} \frac{1}{K_\nu} \cdot \frac{dL_\nu^0(T)}{dL_i^0(T)} \cdot d\nu$$

II-3-b Conditions aux limites radiatives

La figure II-3/2 représente la surface interne de l'ébauche lors de la première étape (cf § II-2-a).

En admettant que le rayonnement incident subisse une réflexion spéculaire sur l'interface air/verre, il est possible de démontrer, compte tenu des réflexions multiples à l'intérieur de l'ébauche, que cette interface se comporte comme une surface parfaitement réfléchissante (cf annexe B2).

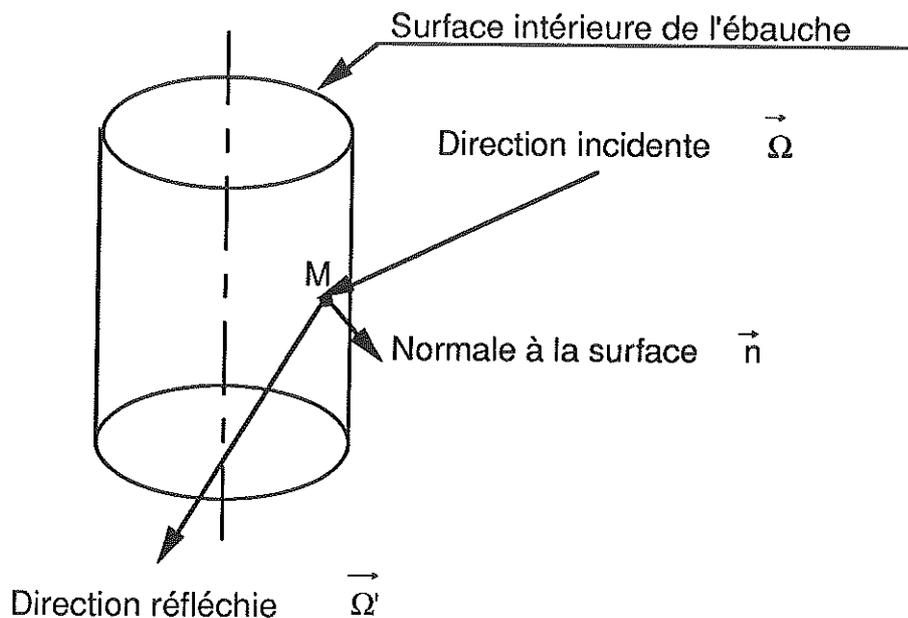


FIGURE II-3/2 : surface intérieure de l'ébauche.

La condition à la limite radiative en M s'écrit alors simplement :

$$\text{II-3-b/1} \quad L(M, \vec{\Omega}) = L(M, \vec{\Omega}')$$

$\vec{\Omega}'$ étant la direction de réflexion spéculaire déterminée par les lois de Descartes.

L'interface poinçon/air/verre, intervenant lors de la deuxième étape du cycle, est représentée sur la figure II-3/3. D. Schwander [40] a montré qu'une interface composée métal/air/verre pouvait se ramener au cas d'une interface simple métal/verre (cf figure II-3/4), en attribuant au métal une émissivité diffuse équivalente. D'après D. Schwander, l'émissivité diffuse équivalente a pour expression :

$$\text{II-3-b/2} \quad \varepsilon_p^{\text{eq}} = \frac{(1 - \rho_{\text{eq}}) \varepsilon_p}{[1 - (1 - \varepsilon_p) \rho_{\text{eq}}] n^2}$$

où ρ_{eq} est la réflectivité diffuse équivalente de l'interface vitreuse, pour le rayonnement issu de la surface métallique :

$$\text{II-3-b/3} \quad \rho_{\text{eq}} = \frac{1}{\Pi} \cdot \int_0^{2\Pi} \rho \cdot \cos(\theta) \cdot d\Omega$$

dans laquelle ρ représente la réflectivité directionnelle-hémisphérique donnée par les règles de Fresnel et θ l'angle par rapport à la normale à la surface.

La condition à la limite s'écrit donc, pour l'interface poinçon/verre:

$$\text{II-3-b/4} \quad \forall \vec{\Omega} / \vec{n} \cdot \vec{\Omega} > 0$$

$$L_i(M, \vec{\Omega}) = \varepsilon_p^{\text{eq}} \cdot n^2 \cdot L_i^0(M) + \frac{(1 - \varepsilon_p^{\text{eq}})}{\pi} \int_{\vec{n} \cdot \vec{\Omega}' < 0} |\vec{n} \cdot \vec{\Omega}'| \cdot L_i(M, \vec{\Omega}') \cdot d\Omega'$$

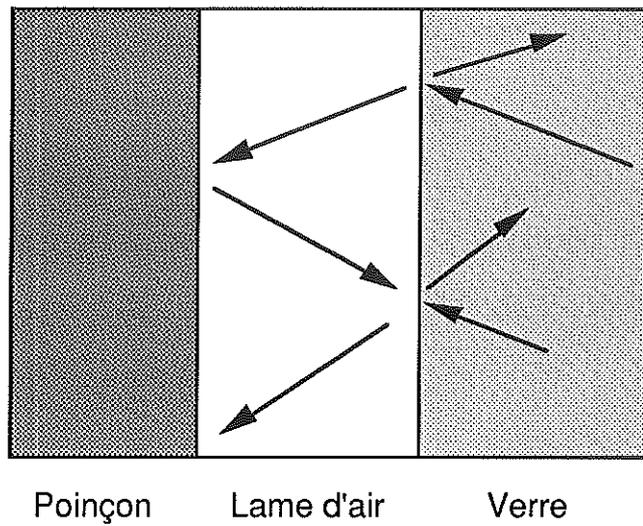


FIGURE II-3/3 : interface composée poinçon/verre.

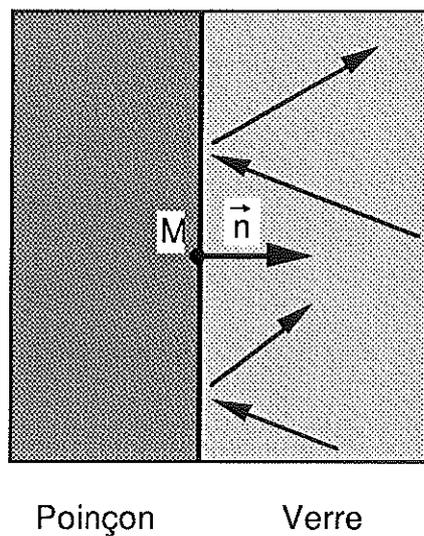


FIGURE II-3/4 : interface simple poinçon/verre équivalente.

On obtient le même type de relation à l'interface verre/moule (étapes du cycle n°1 et n°2) :

$$\text{II-3-b/5} \quad \forall \vec{\Omega} / \vec{n} \cdot \vec{\Omega} > 0$$

$$L_i(M, \vec{\Omega}) = \epsilon_m^{\text{eq}} \cdot n^2 \cdot L_i^0(M) + \frac{(1 - \epsilon_m^{\text{eq}})}{\pi} \int_{\vec{n} \cdot \vec{\Omega}' < 0} |\vec{n} \cdot \vec{\Omega}'| \cdot L_i(M, \vec{\Omega}') \cdot d\Omega'$$

II-3-c Expression de la densité de flux net et de sa divergence

La composante radiale de la densité de flux net en un point M du milieu semi-transparent s'obtient à partir du champ de luminance par la relation :

$$\text{II-3-c/1} \quad \varphi_r = \sum_{i=1}^{n_{bs}} \left[\int_{4.\Pi \text{ st.}} L_i(M, \vec{\Omega}) \cdot \cos \theta \cdot d\Omega \right]$$

où θ est l'angle formé par la direction $\vec{\Omega}$ et la direction radiale, $d\Omega$ un élément d'angle solide, et n_{bs} le nombre de bandes spectrales.

La divergence du flux radiatif au point M est donnée par :

$$\text{II-3-c/2} \quad \text{div } \vec{\varphi}_r = \sum_{i=1}^{n_{bs}} \left[K_i \cdot (4.\pi \cdot L_i^0(T) - G_i(M)) \right]$$

où $G_i(M)$ est la densité de flux incident au point M, intégrée sur la $i^{\text{ème}}$ bande spectrale. Elle s'exprime de la façon suivante :

$$\text{II-3-c/3} \quad G_i(M) = \int_{4.\Pi \text{ st.}} L_i(M, \vec{\Omega}) \cdot d\Omega$$

II-3-d Ordonnées discrètes

Le traitement de l'équation du transfert radiatif et des conditions aux limites énoncées ci-dessus peut s'effectuer de façon rigoureuse par la méthode des ordonnées discrètes, basée sur une double discrétisation, spatiale et directionnelle.

Cette méthode est considérée comme une solution de référence, puisqu'il est possible d'obtenir des erreurs de troncatures aussi petites que désiré, à condition de pousser la

discrétisation suffisamment loin. Elle a été utilisée par de nombreux auteurs qui l'ont appliquée à des problèmes de géométries diverses 1D, 2D, ou 3D (ref. [16] à [18], [24], [34], [42], [49] à [51], [53] et [54]). Citons en particulier l'article de W.A. Fiveland [17], qui l'a utilisée pour résoudre l'équation du transfert radiatif en coordonnées cylindriques, dans le cas d'un problème bidimensionnel, et d'un milieu semi-transparent émissif, absorbant et diffusant. Le problème que nous avons à traiter n'est en fait qu'un cas particulier de celui de Fiveland (aux conditions aux limites près), puisqu'il concerne un modèle monodimensionnel, et que le verre est considéré comme étant non diffusant. La méthode des ordonnées discrètes étant aujourd'hui une approche classique, et d'un emploi fréquent, nous ne la détaillerons pas ici. Le lecteur désireux d'obtenir plus de renseignements sur cette partie pourra se reporter aux références bibliographiques fournies ci-dessus.

Il n'est toutefois pas inutile de mentionner les différentes options qui ont été retenues :

- nombre de directions de discrétisation : des comparaisons entre S4 (12 directions), et S6 (24 directions) ont été réalisées. Aucune différence notable sur les résultats n'ayant été relevée, S4 a finalement été choisie, le temps de calcul étant évidemment plus faible qu'avec S6,
- ordonnées des directions de discrétisation : le jeu de directions proposé par J.S. Truelove [49] a été préféré à celui utilisé par Fiveland, compte tenu de sa plus grande précision sur le calcul des intégrales,
- la méthode des ordonnées discrètes est une méthode itérative, le nombre d'itérations nécessaire à la convergence dépendant fortement de l'émissivité des parois (dans le cas d'un milieu diffusant, il dépendrait également de l'albédo). Le critère de convergence porte sur la densité de flux incident, car c'est elle qui intervient dans l'expression de la divergence du flux radiatif (relation II-3-c/2). Le calcul est considéré comme terminé lorsque les variations de la densité de flux incident d'une itération à l'autre sont inférieures à une valeur fixée à 10^{-5}W/m^2 , quel que soit le nœud considéré,
- les luminances entre deux nœuds du maillage, et entre deux directions, sont interpolées par une fonction en escalier, ce qui a pour avantage de rendre la méthode inconditionnellement stable. En effet, l'emploi d'une fonction d'interpolation linéaire («diamond difference») améliore légèrement la précision, mais pose souvent des problèmes de stabilité.

II-4 COUPLAGE CONDUCTION/RAYONNEMENT

II-4-a Remarques préliminaires

La résolution des équations II-2-a/1 à II-2-c/2 se fait par la méthode des différences finies. Les nœuds du maillage sont représentés sur la figure II-4/1.

Deux schémas numériques distincts ont été programmés et comparés : le schéma implicite pur, qui constitue une approche classique dans ce type de problème, ainsi qu'un schéma à trois niveaux de temps, dérivé du schéma de Lees, et présentant l'avantage d'être non itératif.

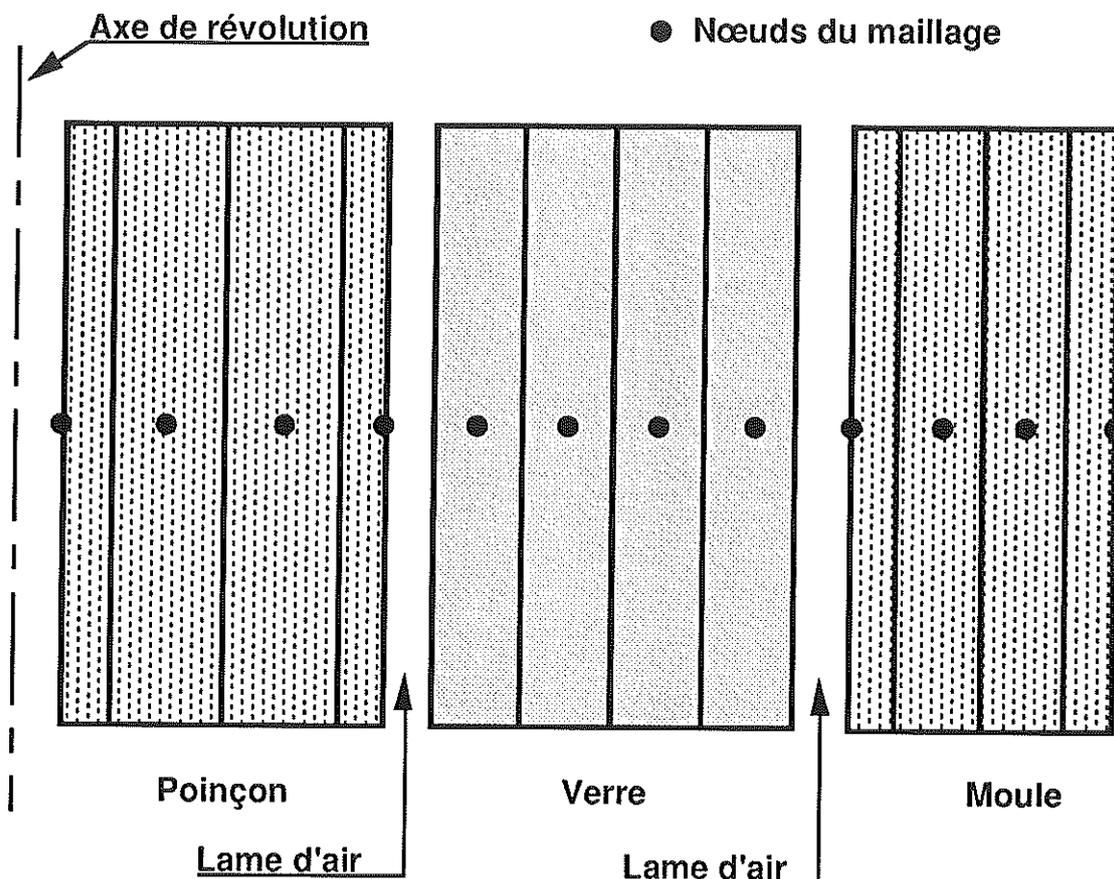


FIGURE II-4/1 : Maillage

II-4-b Schéma implicite pur

La discrétisation suivant le schéma implicite pur de l'équation II-2-a/6, exprimant la conservation de l'énergie dans le verre, s'écrit:

$$\text{II-4-b/1} \quad r_{i+\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(T_{i+1}^j - T_i^j)}{\Delta r_i} + r_{i-\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i-\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(T_{i-1}^j - T_i^j)}{\Delta r_i} - r_i \cdot \Delta r_i \cdot \text{div } \vec{\phi}_{r_i}^j = r_i \cdot \Delta r_i \cdot C_{v_i}^j \cdot \frac{(T_i^j - T_i^{j-1})}{\Delta t}$$

Avec :

$$r_{i-\frac{1}{2}} = \frac{r_{i-1} + r_i}{2} \quad r_{i+\frac{1}{2}} = \frac{r_i + r_{i+1}}{2}$$

et :

$$k_{v_{i-\frac{1}{2}}}^j = \frac{k_{v_{i-1}}^j + k_{v_i}^j}{2} \quad k_{v_{i+\frac{1}{2}}}^j = \frac{k_{v_i}^j + k_{v_{i+1}}^j}{2}$$

L'indice i est relatif à un nœud du maillage, j à un intervalle de temps.

L'approximation des équations II-2-a/1 et II-2-a/10 (conduction thermique dans le poinçon et le moule) se fait de la même manière, à l'exception du terme représentant la divergence du flux radiatif, qui n'y apparaît plus (le poinçon et le moule étant opaques).

Sur la surface intérieure du poinçon (premier nœud du maillage), on obtient :

$$\text{II-4-b/2} \quad h_{r_{pi}}^j \cdot r_1 \cdot (T_{\text{air}}^j - T_1^j) + h_{r_{pi}}^j \cdot r_1 \cdot (T_{\text{pip}}^j - T_1^j) + r_{1+\frac{1}{2}} \cdot k_{p_{1+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(T_2^j - T_1^j)}{\Delta r_p} = \frac{1}{4} \cdot (r_1 + r_{1+\frac{1}{2}}) \cdot \Delta r_p \cdot C_{p_1}^j \cdot \frac{(T_1^j - T_1^{j-1})}{\Delta t}$$

$h_{r_{pi}}^j$ est le coefficient d'échange radiatif entre la surface intérieure du poinçon et la pipette :

$$\text{II-4-b/3} \quad h_{r_{pi}}^j = \frac{S_{\text{pip}}}{S_{\text{pi}}} \cdot \mathcal{F}_1 \cdot \sigma \cdot (T_{\text{pip}}^2 + T_1^2) \cdot (T_{\text{pip}} + T_1)$$

Les équations relatives à la surface extérieure du poinçon (étapes du cycle n°1 et 3), à la surface intérieure du moule (étape n°3), ainsi qu'à sa surface extérieure se développent de la même façon que l'équation II-5-b/2.

Concernant l'interface poinçon/verre (étape n°2 du cycle), le schéma appliqué au dernier nœud du poinçon ($i=N_p$) s'écrit :

$$\text{II-4-b/4} \quad r_{i-\frac{1}{2}} \cdot k_p^j \cdot \frac{(T_{i-1}^j - T_i^j)}{\Delta r_p} + \left(\frac{r_i}{\frac{\Delta r_v}{2} + \frac{1}{H_1^j}} \right) \cdot (T_{i+1}^j - T_i^j) \\ - r_i \cdot \varphi_{r_i}^j = \frac{1}{4} \cdot (r_{i-\frac{1}{2}} + r_i) \cdot \Delta r_p \cdot C_{p_i}^j \cdot \frac{(T_i^j - T_i^{j-1})}{\Delta t}$$

Sur le premier nœud de l'ébauche ($i=N_p+1$), on obtient :

$$\text{II-4-b/5} \quad \left(\frac{r_{i-1}}{\frac{\Delta r_v}{2} + \frac{1}{H_1^j}} \right) \cdot (T_{i-1}^j - T_i^j) + r_{i+\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(T_{i+1}^j - T_i^j)}{\Delta r_v} \\ - r_i \cdot \Delta r_v \cdot \text{div } \vec{\varphi}_{r_i}^j = r_i \cdot \Delta r_v \cdot C_{v_i}^j \cdot \frac{(T_i^j - T_i^{j-1})}{\Delta t}$$

La conservation de l'énergie à l'interface verre moule s'écrit de façon similaire aux deux relations ci-dessus. Reste à écrire l'équation relative à la surface intérieure de l'ébauche lors de la première étape du cycle. Cette surface étant adiabatique, il vient :

$$\text{II-4-b/6} \quad r_{i+\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(T_{i+1}^j - T_i^j)}{\Delta r_v} - r_i \cdot \Delta r_v \cdot \text{div } \vec{\varphi}_{r_i}^j \\ = r_i \cdot \Delta r_v \cdot C_{v_i}^j \cdot \frac{(T_i^j - T_i^{j-1})}{\Delta t}$$

L'algorithme de calcul est représenté par l'organigramme de la figure II-4/2. En effet, les termes relatifs au rayonnement dans le verre, qui sont dépendants de la température, sont exprimés à l'instant j où l'on désire calculer ces températures. Un certain nombre d'itérations sont donc nécessaires à chaque intervalle de temps. Les températures sont tout d'abord initialisées avec les résultats de l'instant précédent, ou grâce aux conditions initiales s'il s'agit du premier calcul. La méthode des ordonnées discrètes est alors utilisée pour calculer la divergence du flux radiatif au sein du verre, ainsi que la densité de flux radiatif aux interfaces

verre/métal. Un nouveau champ de température est calculé, et ainsi de suite jusqu'à la convergence. Des paramètres de relaxation peuvent être utilisés dans le but de réduire le nombre d'itérations.

Le système d'équations algébriques linéaires obtenu à chaque itération étant tridiagonal (problème monodimensionnel), il est résolu par l'algorithme de Thomas [27].

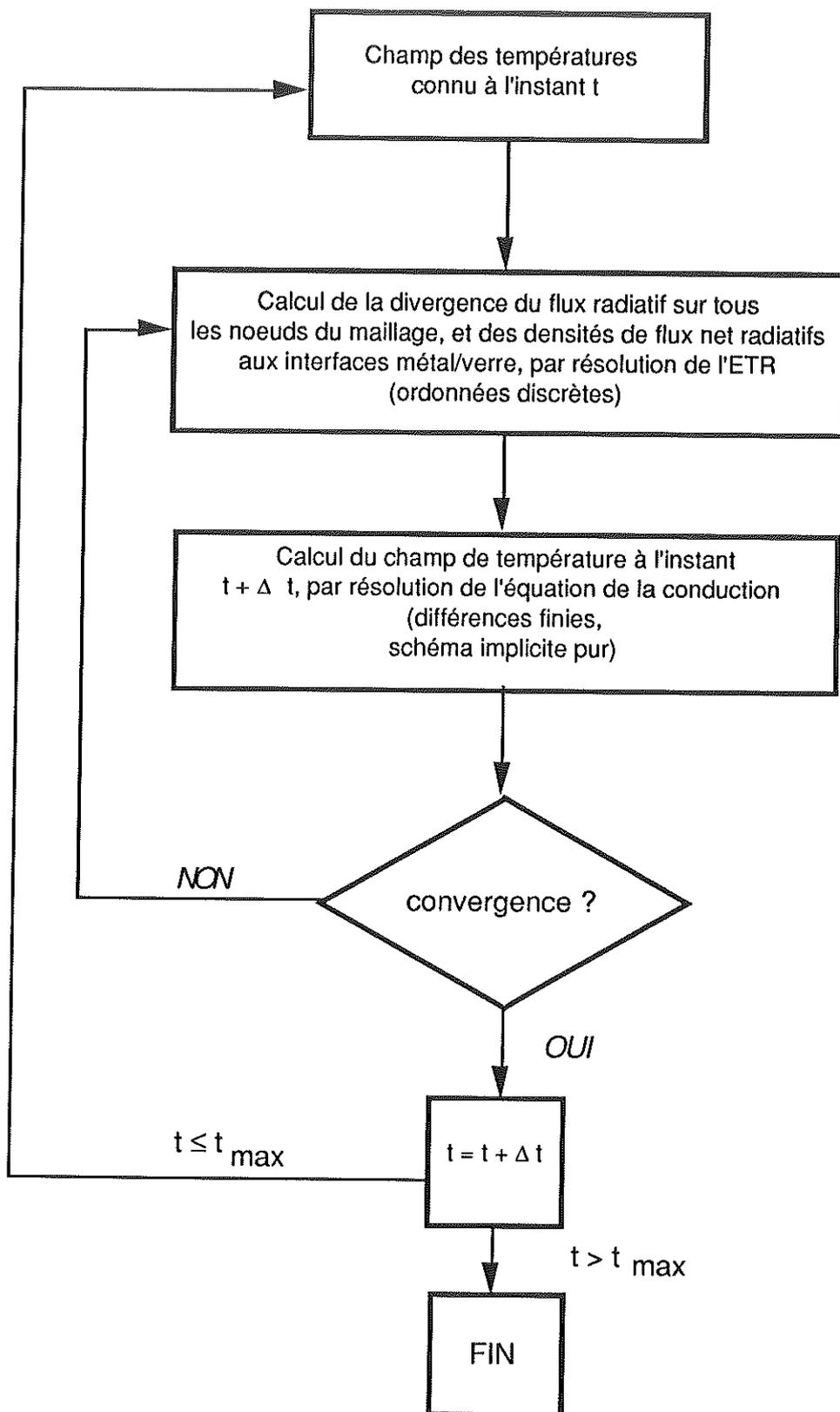


FIGURE II-4/2 : organigramme du schéma implicite pur.

II-4-c Schéma de Lees

Le schéma de Lees [28] est un schéma numérique à trois niveaux de temps, c'est-à-dire que le calcul du champ de température à l'instant $j+1$ fait intervenir les températures précédemment calculées aux instants $j-1$ et j . Ce schéma est surtout utilisé pour des problèmes où les propriétés des matériaux varient fortement avec la température [7], et en particulier pour des problèmes de changement de phase ([8] et 10]). Son principal avantage réside dans le fait que les propriétés thermiques sont évaluées à l'instant j , instant auquel les températures sont connues, ce qui a pour effet de le rendre non itératif.

Dans le cas du couplage conduction/rayonnement, les termes des équations II-2-a/1 à II-2-c/2 relatifs au rayonnement sont également exprimés à l'instant j , ce qui élimine les itérations inhérentes à l'emploi du schéma implicite pur. L'organigramme correspondant au schéma de Lees est représenté figure II-4/3).

Les équations II-4-b/1 à II-4-b/6 sont remplacées par :

$$\text{II-4-c/1} \quad r_{i+\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(\hat{T}_{i+1}^j - \hat{T}_i^j)}{\Delta r_i} + r_{i-\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i-\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(\hat{T}_{i-1}^j - \hat{T}_i^j)}{\Delta r_i} \\ - r_i \cdot \Delta r_i \cdot \text{div } \vec{\phi}_{r_i}^j = r_i \cdot \Delta r_i \cdot C_{v_i}^j \cdot \frac{(T_i^{j+1} - T_i^{j-1})}{2 \cdot \Delta t}$$

$$\text{II-4-c/2} \quad h_{p_i}^j \cdot r_1 \cdot (T_{\text{air}} - \hat{T}_1^j) + h_{r_{p_i}}^j \cdot r_1 \cdot (T_{p_{ip}} - \hat{T}_1^j) \\ + r_{1+\frac{1}{2}} \cdot k_{p_{1+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(\hat{T}_2^j - \hat{T}_1^j)}{\Delta r_p} = \frac{1}{4} \cdot (r_1 + r_{1+\frac{1}{2}}) \cdot \Delta r_p \cdot C_{p_1}^j \cdot \frac{(T_1^{j+1} - T_1^{j-1})}{2 \cdot \Delta t}$$

La relation II-4-b/3 est, elle inchangée.

$$\text{II-4-c/3} \quad r_{i-\frac{1}{2}} \cdot k_{p_{i-\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(\hat{T}_{i-1}^j - \hat{T}_i^j)}{\Delta r_p} + \left(\frac{r_i}{\frac{\Delta r_v}{2 \cdot k_{v_i}^j} + \frac{1}{H_1^j}} \right) \cdot (\hat{T}_{i+1}^j - \hat{T}_i^j) - r_i \cdot \phi_{r_i}^j \\ = \frac{1}{4} \cdot (r_{i-\frac{1}{2}} + r_i) \cdot \Delta r_p \cdot C_{p_i}^j \cdot \frac{(T_i^{j+1} - T_i^{j-1})}{2 \cdot \Delta t}$$

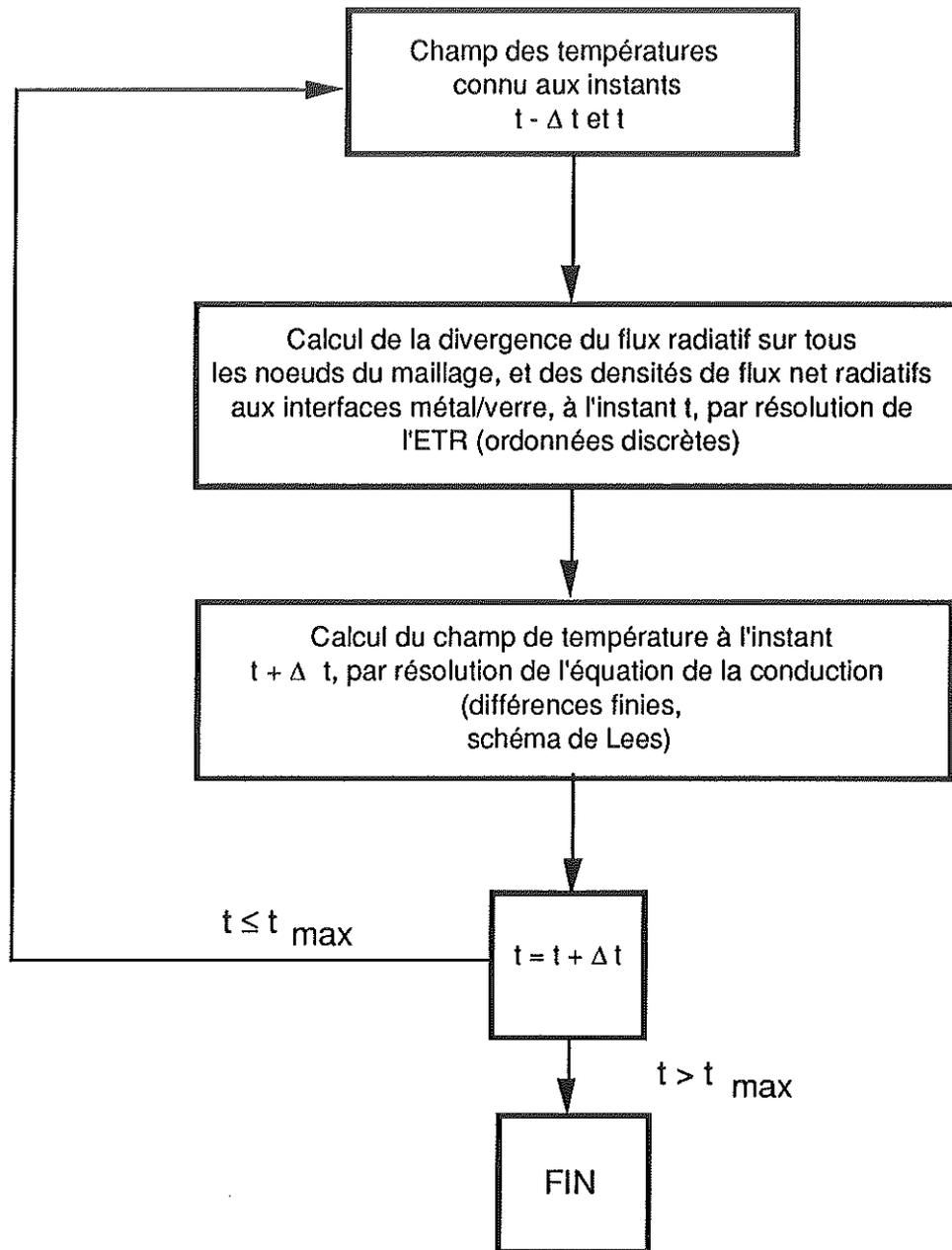


FIGURE II-4/3 : organigramme du schéma de Lees.

$$\text{II-4-c/4} \quad \left(\frac{r_{i-1}}{\Delta r_v} + \frac{1}{2 \cdot k_{v_{i-1}}^j} \cdot \frac{1}{H_1^j} \right) \cdot (\hat{T}_{i-1}^j - \hat{T}_i^j) + r_{i+\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(\hat{T}_{i+1}^j - \hat{T}_i^j)}{\Delta r_v}$$

$$- r_i \cdot \Delta r_v \cdot \text{div } \vec{\varphi}_{r_i}^j = r_i \cdot \Delta r_v \cdot C_{v_i}^j \cdot \frac{(T_i^{j+1} - T_i^{j-1})}{2 \cdot \Delta t}$$

$$\text{II-4-c/5} \quad r_{i+\frac{1}{2}} \cdot k_{v_{i+\frac{1}{2}}}^j \cdot \frac{(\hat{T}_{i+1}^j - \hat{T}_i^j)}{\Delta r_v} - r_i \cdot \Delta r_v \cdot \text{div } \vec{\varphi}_{r_i}^j$$

$$= r_i \cdot \Delta r_v \cdot C_{v_i}^j \cdot \frac{(T_i^{j+1} - T_i^{j-1})}{2 \cdot \Delta t}$$

Avec :

$$\text{II-4-c/6} \quad \hat{T}_i^j = \frac{T_i^{j-1} + T_i^j + T_i^{j+1}}{3}$$

Il serait aisé de démontrer la consistance du schéma de Lees appliqué à un problème de transferts couplés conduction/rayonnement. Par contre, la stabilité ne peut être étudiée par les méthodes classiques (telles que le critère de Von Neuman), dans la mesure où la divergence du flux radiatif ne s'exprime pas de façon analytique en fonction du champ de température.

Par ailleurs, ce schéma n'est pas «auto-démarrant», puisqu'il nécessite la connaissance des températures sur deux instants antérieurs. Par conséquent, le premier instant du calcul doit être obtenu par une autre méthode. Le schéma implicite pur est alors utilisé pour réinitialiser le champ des températures au début de chaque étape du cycle.

II-4-d Comparaison entre le schéma implicite pur et le schéma de Lees

Afin de savoir si le schéma de Lees était compatible avec le traitement de transferts couplés conduction/rayonnement, et s'il présentait des avantages, une étude comparative avec le schéma implicite pur a été effectuée [12]. Les critères de comparaison entre les deux schémas sont passés en revue dans ce qui suit.

1-La stabilité

Le schéma de Lees appliqué à un problème de conduction pure est inconditionnellement stable. Dans le cas du couplage, les expériences numériques montrent qu'il devient instable lorsque la part du rayonnement dans le transfert de chaleur au sein du verre devient trop importante. Cela peut se comprendre si l'on examine le cas limite d'un milieu non conducteur, dans lequel les échanges seraient uniquement radiatifs. L'équation de conservation de l'énergie, discrétisée par le schéma de Lees, s'écrirait alors :

$$\text{Eq. II-4-d/1} \quad - \operatorname{div} \vec{\varphi}_r^j = C_{v_i}^j \cdot \frac{(T_i^{j+1} - T_i^{j-1})}{2 \cdot \Delta t}$$

Cette relation, faisant intervenir une différence centrée dans l'évaluation de la dérivée temporelle, et la divergence d'un flux à

l'instant j , est similaire au schéma de Richardson [27], bien connu pour être inconditionnellement instable. En résumé, le schéma de Lees est toujours stable dans le cas d'un milieu uniquement conducteur, toujours instable dans le cas d'un milieu faisant uniquement intervenir des échanges radiatifs. Entre les deux, il existe une limite pour laquelle, la part du flux radiatif augmentant dans les échanges, le schéma devient instable. Il est donc important de noter que sa stabilité ne semble pas liée aux valeurs des paramètres numériques - intervalle de temps, nombre de nœuds - adoptées pour le calcul.

En ce qui concerne les cas que nous avons traités, relatifs au formage d'ébauches de bouteilles, la stabilité n'a pas posé de problèmes particuliers. En effet, ainsi que la revue bibliographique au début du chapitre l'a laissé prévoir, le rayonnement n'est pas le mode de transfert thermique prépondérant dans les opérations de pressage du verre.

2- La précision

L'erreur de troncature associée au schéma de Lees est du deuxième ordre en temps et en espace, alors que celle du schéma implicite pur n'est que du premier ordre en temps, et du deuxième en espace. Dans la pratique, le schéma de Lees peut être sujet à de violentes oscillations dans les premiers instants du calcul, ce qui peut considérablement diminuer sa précision.

Afin d'étudier ce phénomène, une solution de référence a été calculée en utilisant le schéma implicite pur, avec un grand nombre de nœuds et d'intervalles de temps, et deux fois plus de directions dans la méthode des ordonnées discrètes (S6 au lieu de S4). Le paramètre ayant le plus d'effet sur les oscillations est le module de Fourier, défini comme suit :

$$Fo = \frac{\alpha \cdot \Delta t}{\Delta r^2}$$

α est la diffusivité thermique du matériau, Δt l'intervalle de temps, et Δr le pas du maillage.

Les oscillations induites par le schéma de Lees sont d'autant plus fortes que les valeurs du module de Fourier sont élevées. L'expérience montre que, pour des valeurs de Fo inférieures à l'unité, l'amplitude des oscillations reste acceptable, et la précision du schéma de Lees est alors comparable à celle du schéma implicite pur.

Afin d'illustrer ce point, la figure II-4/4 montre les erreurs relatives obtenues avec les deux schémas, calculées d'après la

solution de référence déjà mentionnée. Seule la deuxième étape du cycle, décrite au paragraphe II-2-b, est modélisée : un cylindre de verre, à la température de 1000°C , est mis en contact, à l'instant $t=0$, avec deux cylindres métalliques initialement à 20°C .

Les erreurs représentées sur la figure II-4/4 sont relevées sur la surface du cylindre intérieur qui est en contact avec le verre (les erreurs maximums se produisant aux interfaces métal/verre).

La conductivité des cylindres métalliques est de $50 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$, leur chaleur spécifique volumique de $4 \text{ MJ}/(\text{m}^3.\text{K})$, leur émissivité de 0,8. La conductivité du verre est fixée à $2 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$, sa chaleur spécifique volumique à $3 \text{ MJ}/(\text{m}^3.\text{K})$. Le verre est supposé gris, avec un coefficient d'absorption de 50 m^{-1} , et un indice de réfraction de 1,5.

Concernant la géométrie, le rayon intérieur du verre est de 15 mm, son épaisseur de 20 mm. L'épaisseur de chacun des deux cylindres est de 10 mm.

Un coefficient d'échange de $50 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$ est appliqué sur les faces interne et externe du système composé par les trois cylindres, et la température de référence du fluide de refroidissement est de 20°C . Le contact entre le métal et le verre est supposé parfait.

Les calculs ont été réalisés avec un intervalle de temps de 0,05 s. Le module de Fourier vaut 0,31 dans les cylindres métalliques, et 0,1 dans le verre.

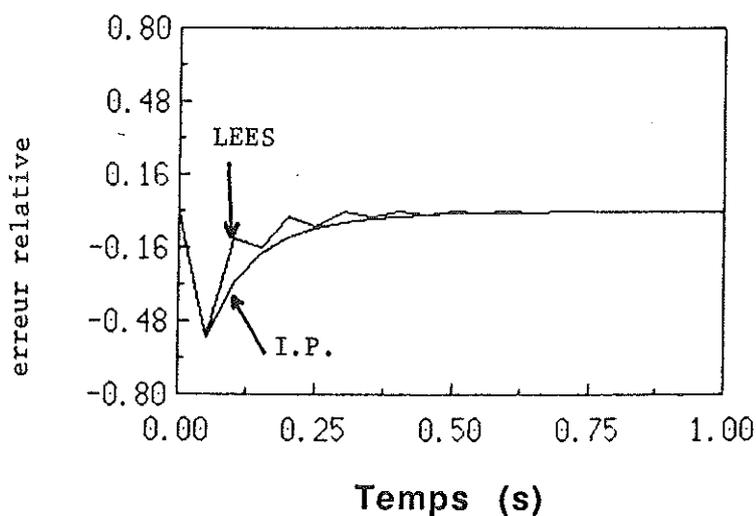


FIGURE II-4/4 : comparaison entre le schéma de Lees et le schéma implicite pur.

Comme on peut le constater sur la figure II-4/4, les erreurs relatives entraînées par chacun des deux schémas sont extrêmement proches, et s'atténuent lorsque le temps augmente.

Un autre moyen permettant de réduire l'amplitude des oscillations consiste à utiliser le schéma implicite pur sur les deux ou trois premiers instants du calcul, au lieu de se contenter de l'employer seulement sur le premier. Cette méthode permet de travailler avec des modules de Fourier plus grands, et donc d'augmenter le nombre de nœuds sans être toutefois obligé de choisir des intervalles de temps trop courts.

La figure II-4/5 montre les erreurs relatives obtenues lorsque le schéma implicite pur est utilisé une fois au début du calcul (cercle noir), deux fois (cercle blanc), et quatre fois (rectangle noir). L'intervalle de temps est toujours de 0,05 s, alors que le module de Fourier vaut à présent 0,9 dans les cylindres métalliques, et 3,37 dans le verre.

Comme on peut le constater, le fait d'utiliser le schéma implicite pur sur les quatre premiers intervalles de temps a quasiment fait disparaître les oscillations, malgré la valeur élevée du module de Fourier dans le verre.

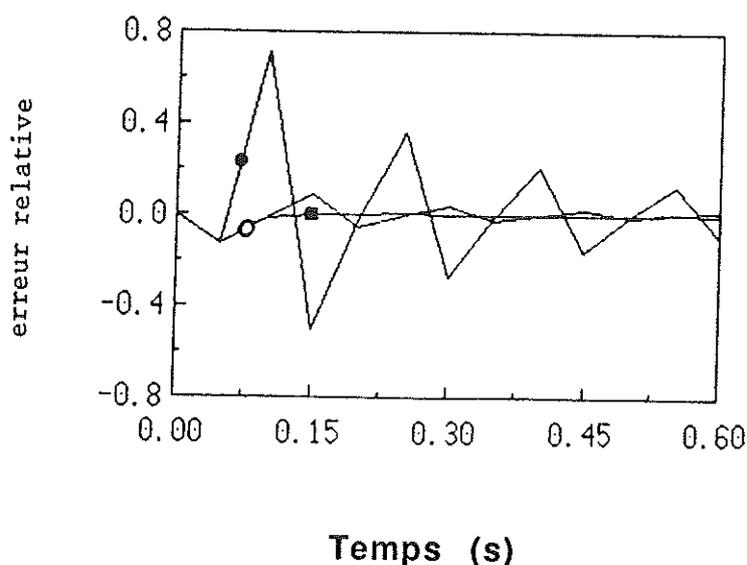


FIGURE II-4/5 : utilisation du schéma implicite pur sur plusieurs intervalles de temps.

3- Le temps de calcul

Le schéma de Lees étant non itératif, le temps de calcul qui lui est associé est plus court que celui du schéma implicite pur. Dans les cas qui correspondent à notre problème, le gain est d'environ 40%, à précision égale. Ce gain peut aller de 30 à 60%, suivant les différentes valeurs que prennent l'émissivité des surfaces, les modules de Fourier, les critères de convergences, etc.

En conclusion, Le schéma de Lees a finalement été retenu, puisqu'il reste stable dans le cadre de notre modèle, que sa précision est identique à celle du schéma implicite pur, et qu'il entraîne un gain intéressant sur le temps de calcul.

II-5 APPLICATION AU CAS DE L'ARTICLE BSA

Le modèle qui vient d'être décrit va à présent être appliqué au cas de l'article BSA, qui correspond aux canettes de bières vertes. Les données utilisées pour le calcul sont présentées ci-dessous. Certaines, telles que les dimensions géométriques ou les propriétés des matériaux, ont pu être déterminées avec exactitude. Pour d'autres, telles que coefficients d'échange ou émissivités, nous nous sommes contentés, devant le manque d'information à leur sujet, d'adopter des valeurs approximatives. Il convient donc de rappeler que les informations recherchées sont essentiellement d'ordre qualitatif, et qu'il ne s'agit pas, pour l'instant, de prédire avec précision la température des différents éléments modélisés.

Ces données sont les suivantes :

- Paramètres géométriques

Rayon extérieur de la pipette : 3,5 mm

Rayon du fourreau : 25 mm

Rayon intérieur du poinçon : 7 mm

Épaisseur du poinçon : 2 mm

Épaisseur de l'ébauche : 6 mm

Épaisseur du moule : 38 mm

Les épaisseurs ci-dessus sont prises sur une ligne proche de la partie centrale du poinçon, dans la zone où les transferts de chaleur ont le plus de chance d'être monodimensionnels.

- Propriétés thermophysiques

Le poinçon est réalisé en Stellite 12, alliage à base de cobalt dont les propriétés thermiques sont données en annexes C1 et C2.

La conductivité et la chaleur spécifique du verre sont fournies en annexe C4. Les propriétés radiatives utilisées sont celles du verre n°2 de l'annexe C5 (2,35 % de Fe_2O_3). En prenant les valeurs des coefficients d'absorption à 1000°C, l'épaisseur optique de l'ébauche est de 1,3 pour la première bande spectrale, et de 2,8 pour la deuxième.

Le moule est en fonte, et a pour caractéristiques :

. Conductivité : 57 W/(m.K)

. Chaleur spécifique massique : 460 J/(kg.K)

. Masse volumique : 7270 kg/m³

Les émissivités totales hémisphériques du poinçon et du moule sont estimées à 0,8, ce qui donne, dans le cas du contact avec le

verre, une émissivité équivalente de 0,33 (relation II-3-b/2). L'émissivité de la pipette est fixée à 0,8, celle du fourreau à 0,95.

Les variations, avec la température, des conductivités, des chaleurs spécifiques, et du coefficient d'absorption sont prises en compte. Les émissivités, ainsi que la partie réelle de l'indice de réfraction du verre, sont supposées indépendantes de la température, ainsi que de la fréquence du rayonnement.

- Timing

La durée d'un cycle est de 4,2 s. Il est décomposé en trois étapes, qui ont été décrites dans le chapitre II-2 :

- 1^{ère} étape : le poinçon est en position basse, le verre est au contact du moule. Cette phase dure 1,1 s,
- 2^{ème} étape : le poinçon et le moule sont tous deux au contact du verre. Sa durée est de 0,6 s,
- 3^{ème} étape : le poinçon est en position basse, le moule est ouvert. Elle s'étend sur 2,5 s.

Les ventilations du moule et du poinçon sont intermittentes. Celle du poinçon subit une coupure de 0,4 s à l'instant $t=0,4$ s, compté à partir du début du cycle. Le moule n'est pas ventilé durant les deux premières secondes du cycle. L'ensemble du timing est schématisé sur la figure II-5-1.

Afin d'obtenir le régime périodique établi, le cycle est répété 170 fois.

- Coefficients d'échange

- . Surface intérieure du poinçon :
 - . Pendant la ventilation : 200 W/(m².K)
 - . En l'absence de ventilation : 25 W/(m².K).
- . Surface extérieure du poinçon en position basse (étapes n°1 et n°2 du cycle) : 5 W/(m².K).
- . Surface intérieure du moule lorsqu'il est ouvert (étape n°3 du cycle) : 10 W/(m².K).
- . Surface extérieure du moule :
 - . Pendant la ventilation : 100 W/(m².K)
 - . En l'absence de ventilation : 20 W/(m².K).

- . Conductance de contact poinçon/verre : 2000 W/(m².K).
- . Conductance de contact verre/moule : 2000 W/(m².K).

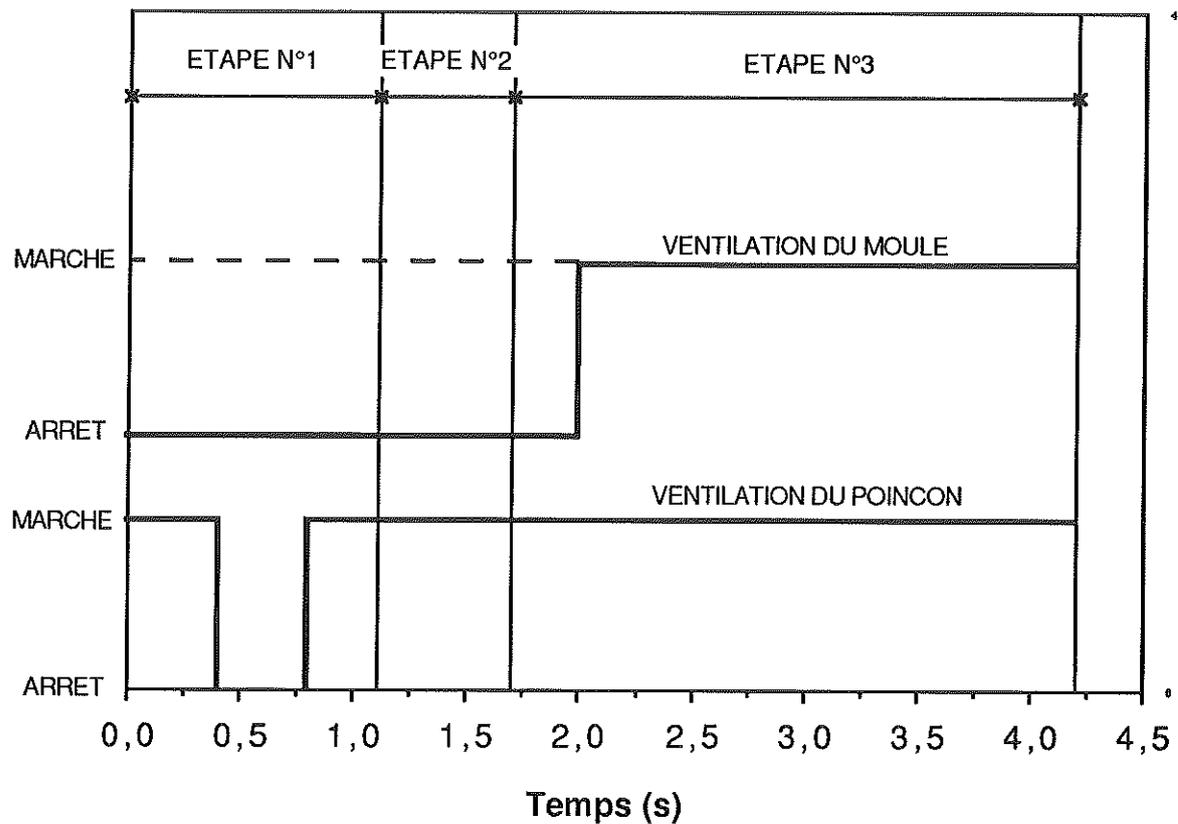


FIGURE II-5/1 : timing de l'article BSA.

- Températures

- . Température de la pipette : 300°C
- . Température de l'air injecté dans le poinçon : 35°C
- . Température du fourreau : 100°C
- . Température ambiante : 30°C
- . Température de paraison (température initiale du verre au début d'un cycle) : 1100°C
- . Températures initiales du poinçon et du moule au début du calcul : 500 °C.

- Paramètres numériques

- . Nombre de nœuds :
 - . Dans le poinçon : 5
 - . Dans l'ébauche : 33
 - . Dans le moule : 39.

150 cycles sont tout d'abord effectués avec des grands pas de temps (environ 0,3 s, puis 0,1 s), afin d'approcher le régime périodique établi, tout en minimisant le temps de calcul.

Pour les 20 derniers cycles, dans le but d'affiner les résultats, on adopte les valeurs suivantes :

- . 1^{ère} étape du cycle: 0,055 s
- . 2^{ème} étape du cycle: 0,05 s
- . 3^{ème} étape du cycle: 0,0556 s.

Afin de prévenir l'apparition d'oscillations numériques, le schéma implicite pur est utilisé sur cinq intervalles de temps au début de chaque étape d'un cycle. Le schéma de Lees est utilisé par la suite.

Les résultats obtenus avec les paramètres qui viennent d'être décrits vont maintenant être présentés et commentés.

La figure II-5/2 représente le profil des températures dans le poinçon, le verre, et une partie du moule, au temps $t=1,7$ s, c'est-à-dire juste avant que le verre ne soit retiré du moule, et que le poinçon ne redescende (fin du pressage). On peut constater que la température au cœur de l'ébauche a été peu influencée par les pertes thermiques provoquées par le contact avec le moule et le poinçon (variation de 20°C), mais que sa température superficielle a par contre considérablement baissé (environ 200°C), ce qui donne naissance à un fort gradient dans les couches superficielles, plus important côté moule que côté poinçon.

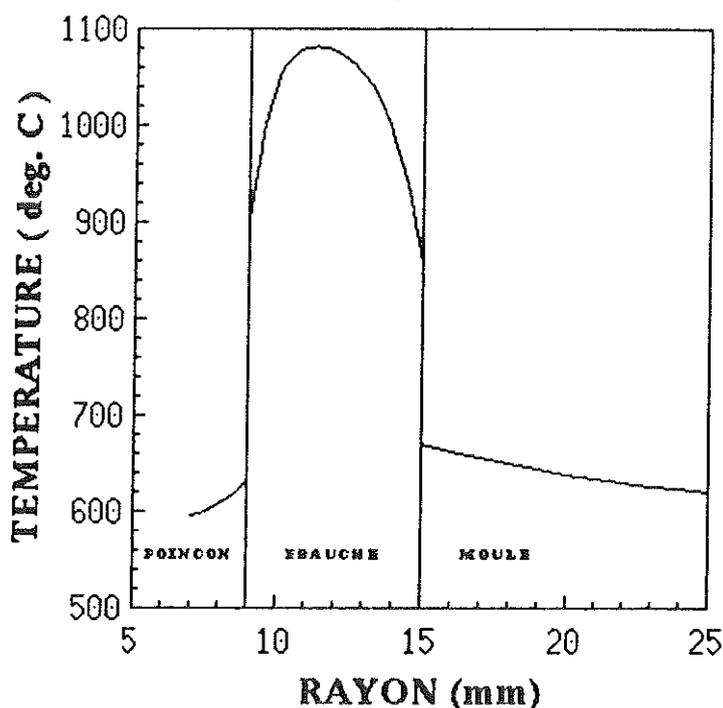


FIGURE II-5/2 : température en fonction du rayon (BSA).

La figure II-5/3 représente l'évolution dans le temps des températures superficielles du poinçon (surface interne et externe), ainsi que de la température de la surface intérieure de l'ébauche. Cette dernière varie faiblement lors de la première étape du cycle ($t < 1,1$ s), car elle est peu affectée par le contact avec le moule sur la face externe. En ce qui concerne le poinçon, la différence de température entre les deux surfaces n'est que de quelques degrés lors des étapes n°2 ($t < 1,1$ s) et n°3 ($t > 1,7$ s), mais elle augmente brutalement lorsqu'il est mis en contact avec le verre ($1,1 \text{ s} < t < 1,7 \text{ s}$), pour atteindre 40°C (soit un gradient de $20^\circ\text{C}/\text{mm}$).

Le rapport flux radiatif sur flux total à l'interface poinçon/verre varie de 9 à 11%, et a tendance à légèrement augmenter avec le temps. Il vaut environ 12 à 13 % à l'interface verre/moule. Par conséquent, comme le laissait prévoir la revue bibliographique, la majeure partie du flux cédé par le verre au poinçon et au moule est de nature conductive.

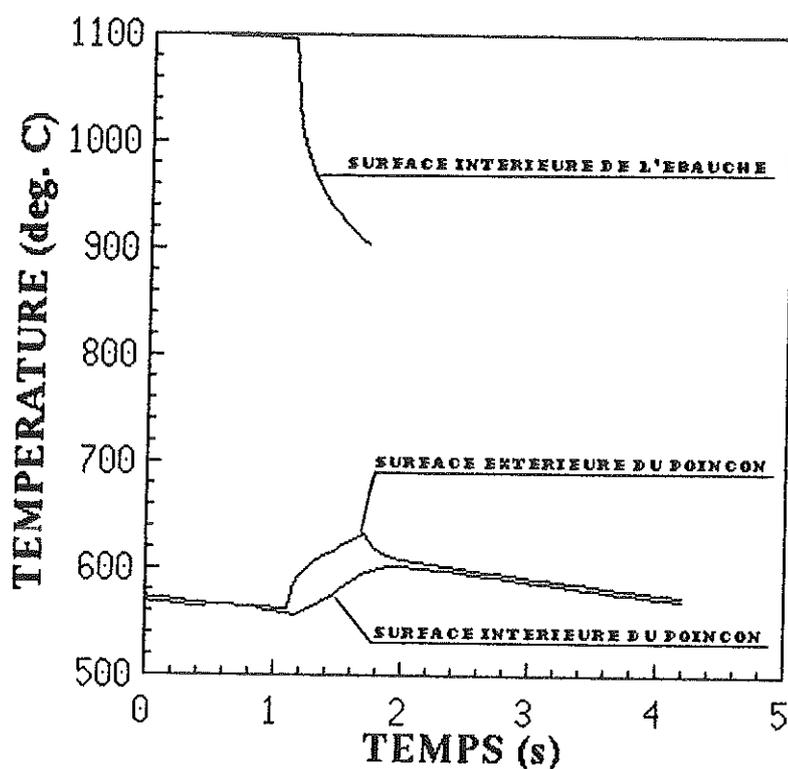


FIGURE II-5/3 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, (BSA).

II-6 APPLICATION AU CAS DE L'ARTICLE VITTEL

Les données utilisées pour le calcul sont les suivantes :

- Paramètres géométriques

Rayon extérieur de la pipette : 3,5 mm

Rayon du fourreau : 25 mm

Rayon intérieur du poinçon : 5 mm

Épaisseur du poinçon : 2,5 mm

Épaisseur de l'ébauche : 11,5 mm

Épaisseur du moule : 68 mm

- Propriétés thermophysiques

Elles sont identiques à celles utilisées pour l'article BSA, exception faite des propriétés radiatives du verre, qui sont celles du verre n°1 de l'annexe C5 (0,09% de Fe_2O_3). Le verre employé pour les bouteilles Vittel étant plus clair que celui des BSA, il est également moins absorbant dans le proche infra-rouge. En prenant les valeurs des coefficients d'absorption à 1000°C, l'épaisseur optique de l'ébauche est de 0,34 pour la première bande spectrale, et de 4,7 pour la deuxième.

- Timing

La durée d'un cycle est de 8,73 s. Sa décomposition est la suivante :

- 1^{ère} étape : 2,2 s,
- 2^{ème} étape : 1,53 s,
- 3^{ème} étape : 5 s.

La ventilation du poinçon débute à l'instant $t=3,88$ s, et dure 4,85 s. Le moule est ventilé à l'instant $t= 0,36$ s pendant 0,73 s, puis à l'instant $t=4,36$ s, durant 1,7 s. Le timing est schématisé sur la figure II-6/1.

On effectue également 170 cycles pour parvenir au régime périodique établi.

- Coefficients d'échange

Les coefficients d'échange et les conductances de contact sont identiques à ceux employés pour l'article BSA.

- Températures

Elles ne sont également pas modifiées par rapport à l'article BSA.

- Paramètres numériques

. Les épaisseurs étant plus grandes que dans le cas de l'article BSA, il est nécessaire d'augmenter les nombres de nœuds :

- . Dans le poinçon : 6
- . Dans l'ébauche : 60
- . Dans le moule : 50

Pour les 20 derniers cycles, les intervalles de temps prennent les valeurs suivantes :

- . 1^{ère} étape : 0,055 s
- . 2^{ème} étape : 0,051 s
- . 3^{ème} étape : 0,0556 s

Comme dans le cas précédent, le schéma implicite pur est utilisé sur cinq pas de temps au début de chaque étape d'un cycle.

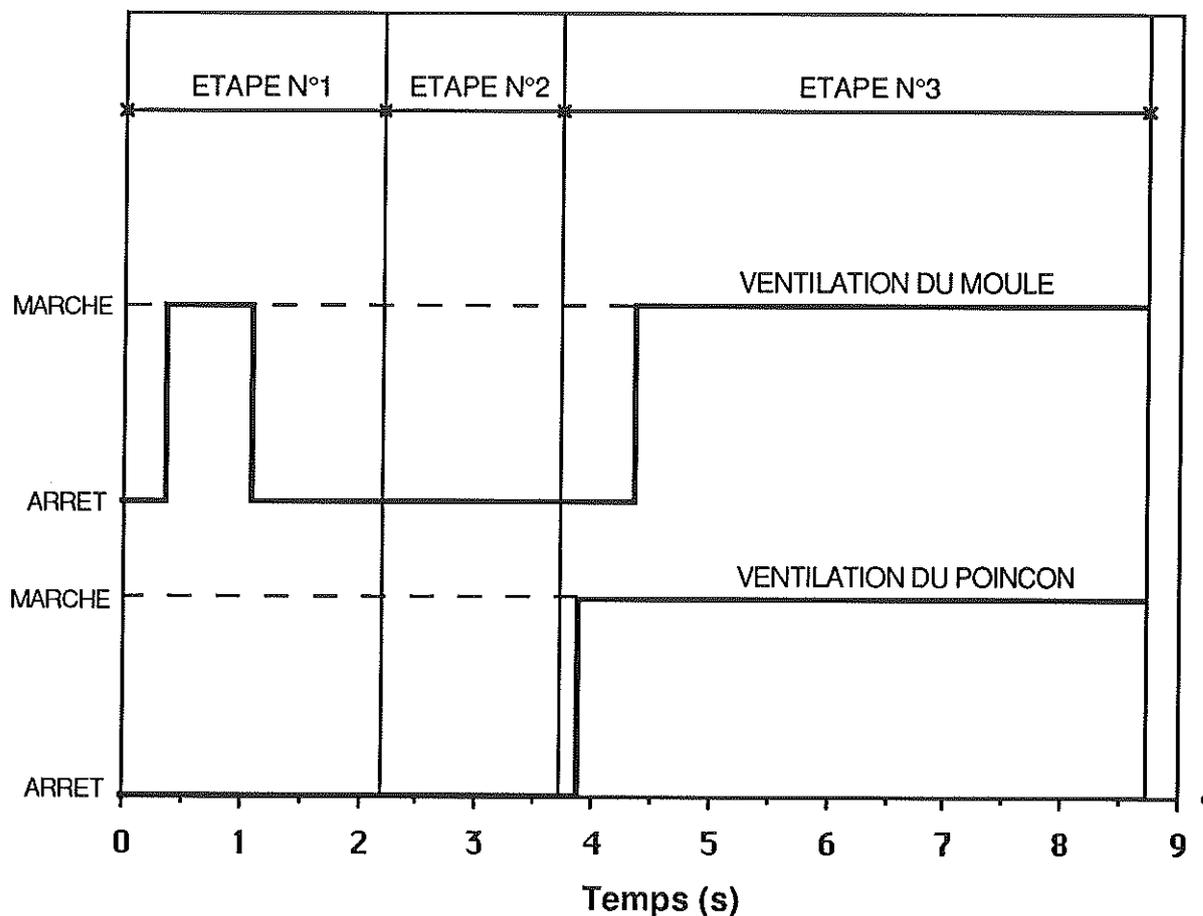


FIGURE II-6/1 : timing de l'article Vittel.

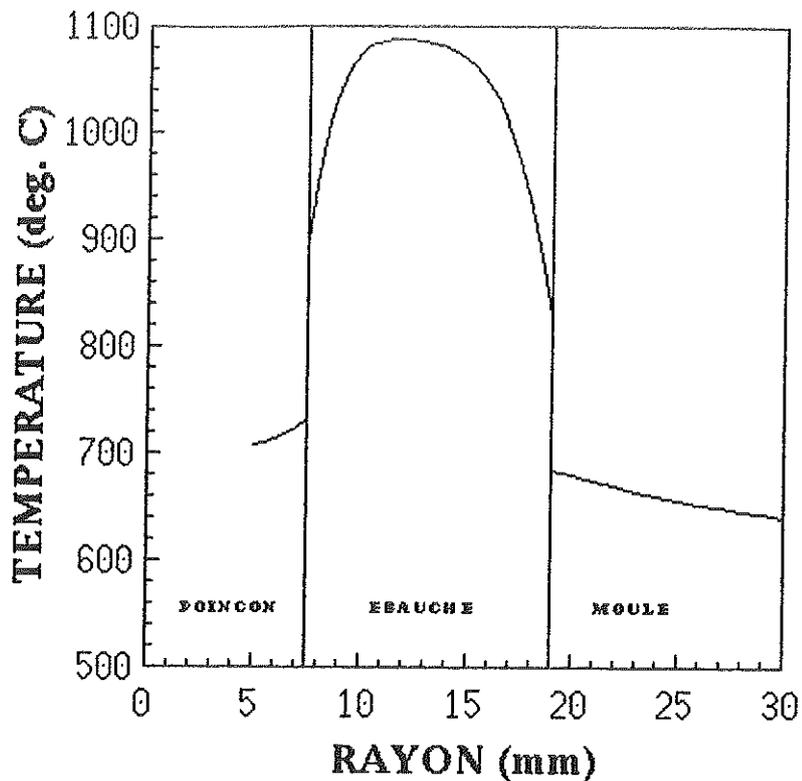


FIGURE II-6/2 : température en fonction du rayon, (Vittel).

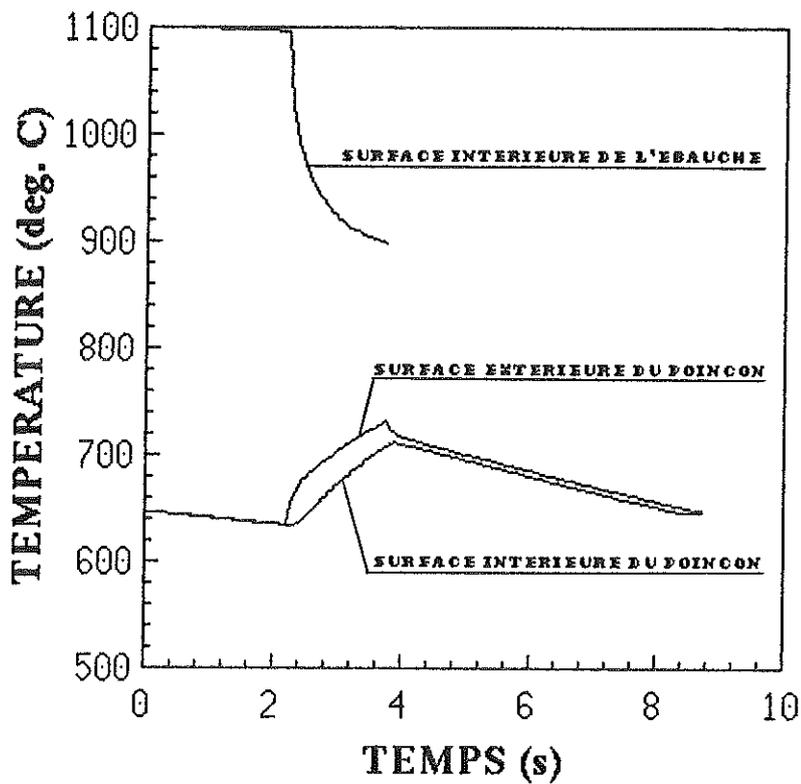


FIGURE II-6/3 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, (Vittel).

Les figures II-6/2 et II-6/3 montrent que sur le plan qualitatif, les résultats obtenus sont très proches de ceux relatifs à l'article BSA.

Les rapports flux radiatif sur flux total sont du même ordre de grandeur que précédemment ; ils valent environ 12 % pour l'interface poinçon/verre, et 15 % pour l'interface verre/moule.

II-7 ETUDE PARAMÉTRIQUE

II-7-a Remarques préliminaires

L'étude paramétrique qui va être présentée dans ce chapitre a permis, en passant en revue les paramètres du modèle, d'évaluer l'importance et la nature de leur influence respective sur les températures superficielles du poinçon et du verre. Elle est la raison d'être du modèle monodimensionnel, puisque ses résultats ont conditionné la suite de l'étude.

Le procédé employé consiste à choisir un article de référence, et à faire varier un des paramètres, tous les autres restant inchangés. Sauf spécification contraire, c'est l'article BSA qui sert de configuration de référence. L'objectif final étant l'élaboration d'un logiciel d'aide à la conception du poinçon, les résultats présentés se rapportent à la fin de la deuxième étape du cycle, c'est à dire à l'instant où le poinçon est le plus chaud. Ils concernent essentiellement la température de la surface externe du poinçon, ainsi que de la surface interne de l'ébauche (ces deux surfaces composant l'interface entre le poinçon et le verre).

II-7-b Epaisseur du poinçon

La figure II-7/1 représente l'évolution des températures superficielles de l'ébauche et du poinçon en fonction de l'épaisseur de ce dernier, à la fin de la deuxième étape du cycle (fin du pressage). Les calculs ont été réalisés en faisant varier le rayon intérieur du poinçon, son rayon extérieur étant fixé à sa valeur nominale.

Il apparaît que la température superficielle de l'ébauche est peu influencée (20°C) par l'épaisseur du poinçon. D'autre part, la température superficielle du poinçon varie de 650°C à 680°C, passant par un minimum à 620°C, situé aux alentours de 1 mm. Ce minimum est dû à la diminution de la capacité calorifique totale du poinçon, et donc à la diminution de son inertie thermique, qui conduit à augmenter l'amplitude des variations de température à l'intérieur d'un cycle. Par contre, l'augmentation de l'épaisseur au-delà de 1 mm conduit à augmenter la température superficielle du poinçon, ce qui peut être attribué à l'accroissement de la résistance thermique de la paroi, ainsi qu'à la diminution de la surface d'échange avec l'air.

L'épaisseur des poinçons utilisés en production est de l'ordre de 2 à 3 mm, et n'est jamais inférieure à 2 mm pour des problèmes de résistance mécanique. Il est visible sur la figure II-7/1 que le

fait d'augmenter l'épaisseur de 2 à 3 mm n'entraîne qu'un accroissement de 10 °C sur la température superficielle du poinçon. Ce résultat doit toutefois être tempéré par le fait que le modèle est monodimensionnel, ce qui n'est pas le cas des échanges thermiques sur l'extrémité supérieure du poinçon. De plus, le coefficient d'échange lié à la ventilation sur la face interne est supposé constant lorsque l'épaisseur varie, alors que ce paramètre peut avoir une influence sur l'écoulement de l'air, puisqu'il entraîne une modification de la section annulaire comprise entre la pipette et le poinçon.

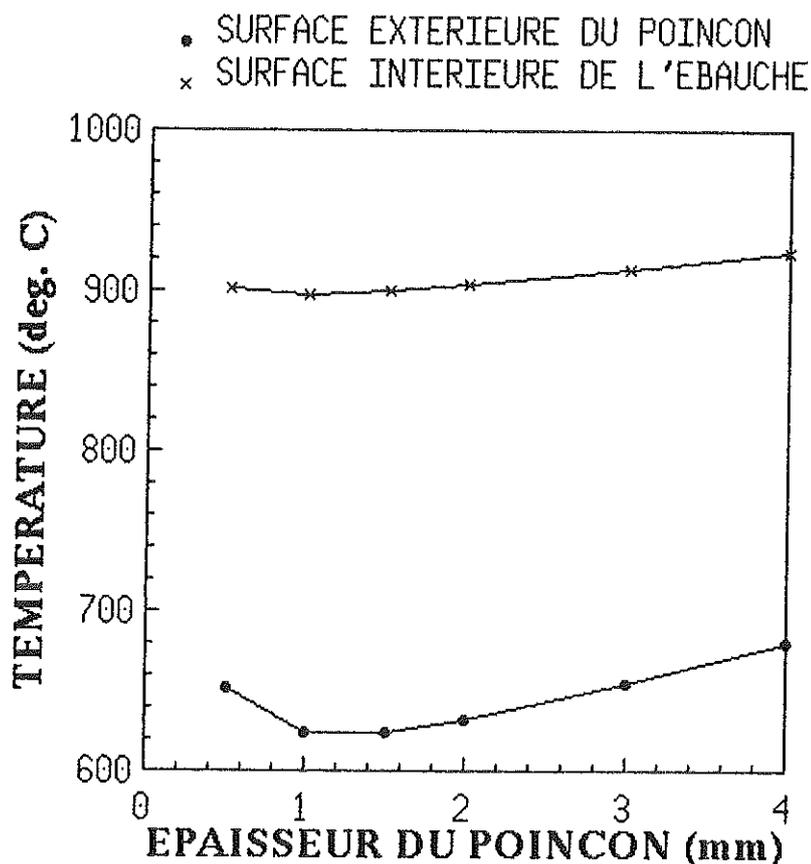


FIGURE II-7/1 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche en fonction de l'épaisseur du poinçon.

II-7-c Epaisseur de l'ébauche

La figure II-7/2 montre l'évolution des températures superficielles du poinçon et du verre, lorsque l'épaisseur de l'ébauche varie à rayon intérieur constant. Ce paramètre ne devient sensible que lorsqu'il passe en dessous de 4 mm, valeur non atteinte en production, puisque l'épaisseur de l'article BSA est de 6 mm, et celle de l'article Vittel de 11,5 mm.

Par conséquent, le fait d'augmenter l'épaisseur des ébauches n'a que très peu d'influence sur les températures superficielles du poinçon et du verre, ce qui peut être mis sur le compte de la faible durée du contact entre les deux matériaux. Un résultat similaire a été obtenu avec l'article Vittel.

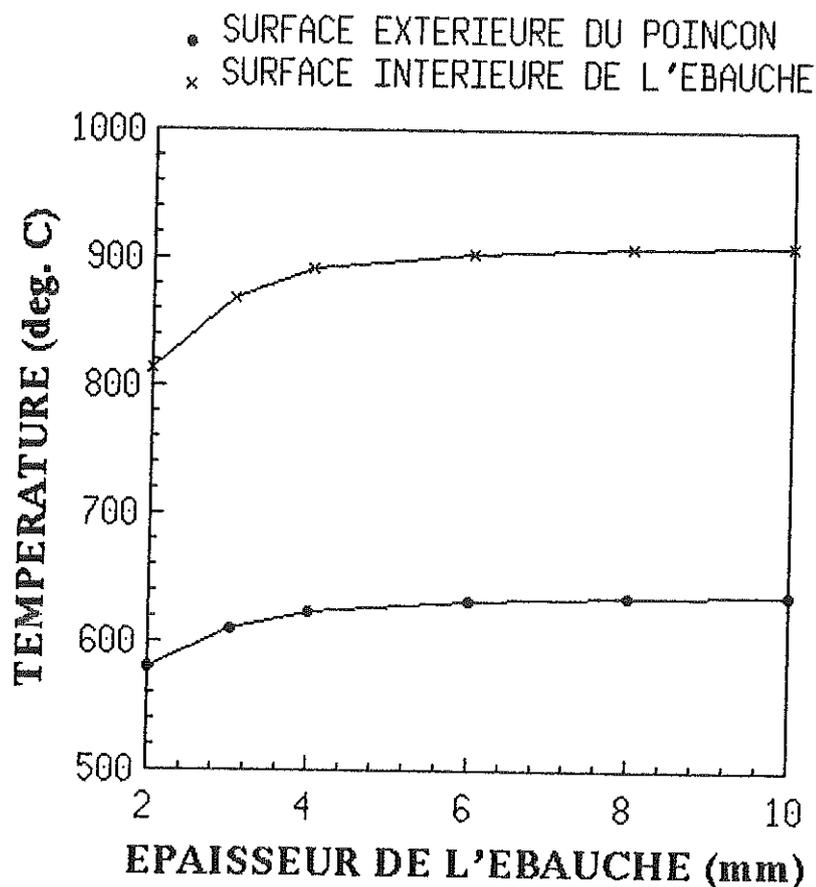


FIGURE II-7/2 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction de l'épaisseur de l'ébauche.

II-7-d Propriétés thermiques du poinçon

La figure II-7/3 montre l'influence de la conductivité thermique du poinçon (supposée constante pour cette série de calculs) sur les températures superficielles. Plus elle est faible, plus ses variations influent sur la température du poinçon.

Pour fixer les idées, la conductivité thermique du Stellite 12 à 600°C est de 20W/(m.K). On voit donc, d'après ces résultats, qu'il serait peu utile de chercher à employer pour la fabrication du poinçon des matériaux présentant une conductivité plus élevée. En effet, utiliser un matériau possédant une conductivité cinq fois plus grande conduirait à abaisser les températures du poinçon et du verre de quelques degrés seulement.

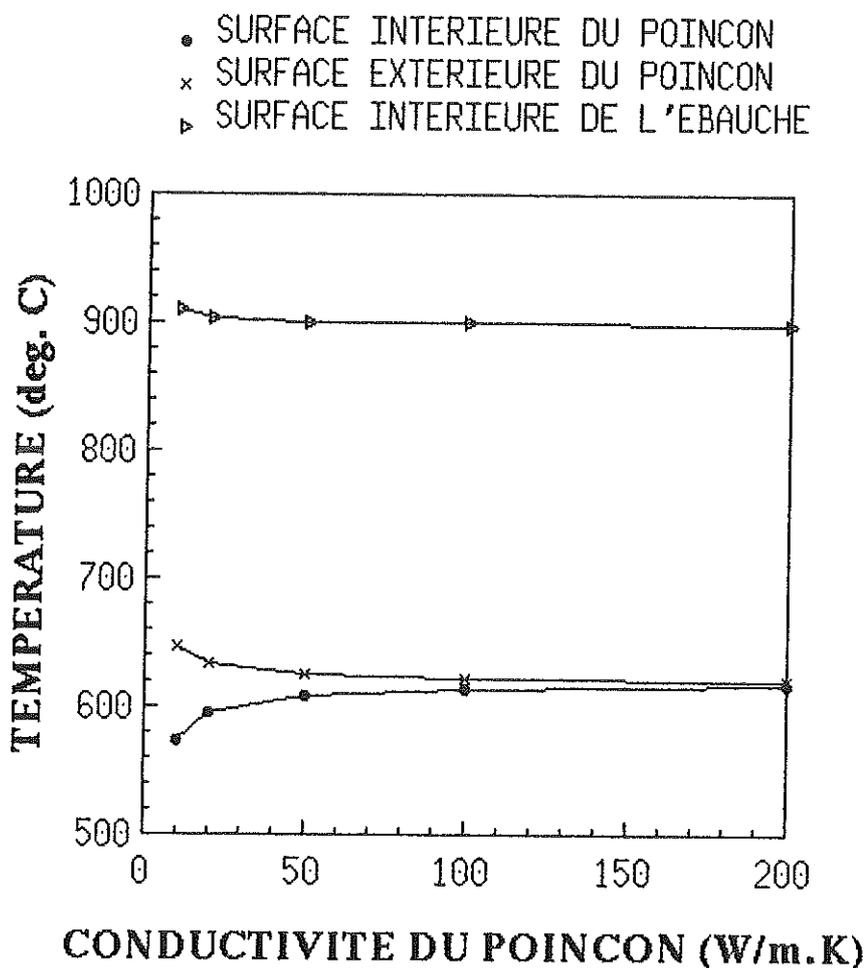


FIGURE II-7/3 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction de la conductivité du poinçon.

Toutefois, la remarque faite au chapitre II-7-a s'applique également ici : notre modèle étant unidimensionnel, il ne prend pas en compte l'existence d'éventuels flux longitudinaux, d'autant plus

importants que la conductivité est élevée, et qui pourraient contribuer à uniformiser la température du poinçon dans le sens axial.

La figure II-7/4 montre que la chaleur spécifique volumique ($4,4 \text{ MJ/m}^3$ pour le Stellite 12 à $600 \text{ }^\circ\text{C}$) n'est pas non plus un paramètre prépondérant. La faible diminution de la température superficielle à la fin du pressage, qui est causée par l'accroissement de la chaleur spécifique, traduit simplement le fait que l'inertie thermique du poinçon augmente avec cette dernière. L'amplitude des variations de température au cours d'un cycle se trouve par conséquent réduite.

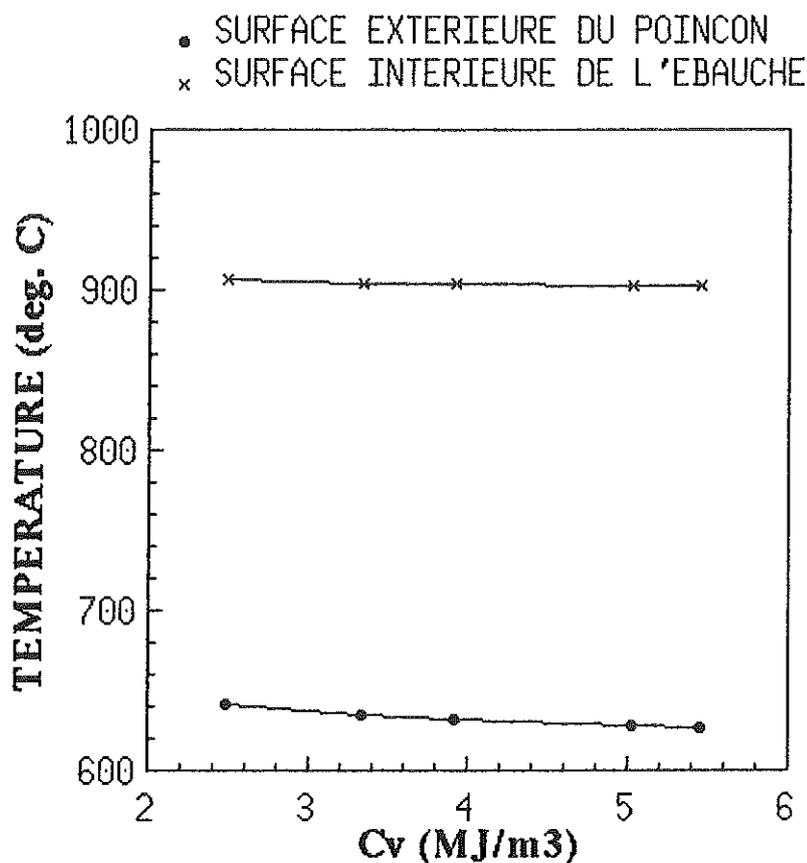


FIGURE II-7/4 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction de la chaleur spécifique volumique du poinçon.

En ce qui concerne l'émissivité du poinçon, son influence peut se décomposer en deux phénomènes antagonistes, si l'on suppose que les émissivités des surfaces internes et externes sont égales. En effet, un poinçon plus émissif absorbe un flux radiatif plus

grand lorsqu'il est au contact du verre. Par contre, il perd également plus d'énergie par les échanges radiatifs avec la pipette et le fourreau. La courbe II-7/5 montre qu'avec les données qui ont été utilisées, c'est le deuxième effet qui l'emporte : la température du poinçon à la fin du pressage diminue lorsque l'émissivité augmente.

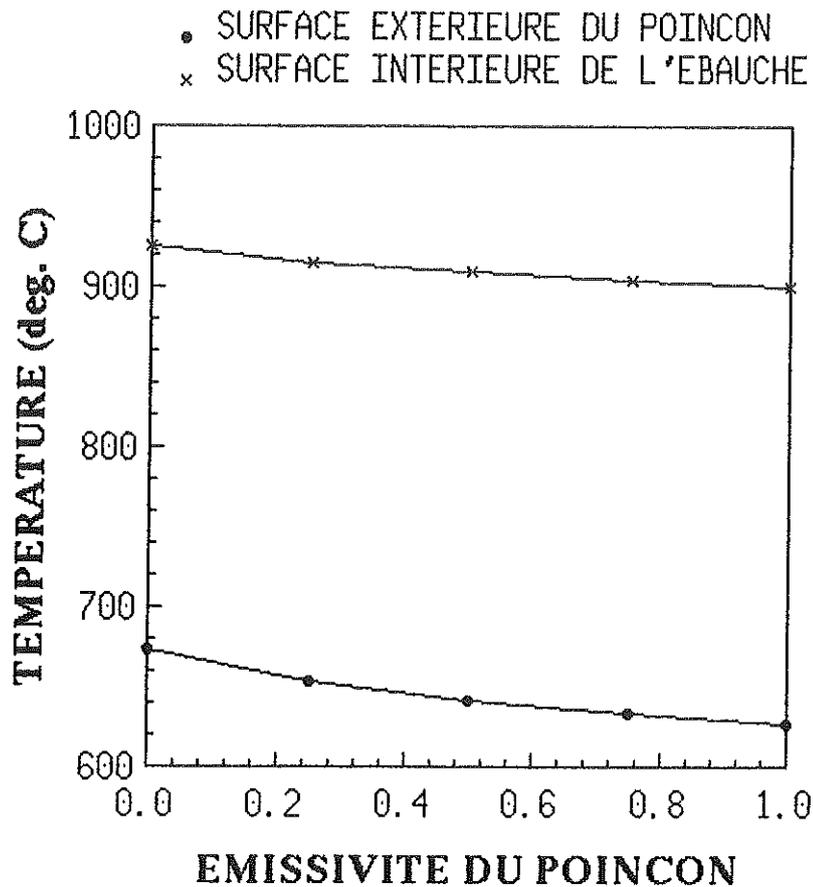


FIGURE II-7/5 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction de l'émissivité du poinçon.

II-7-e Conductivité et chaleur spécifique du verre

L'influence de la conductivité phonique du verre et de sa chaleur spécifique présente peu d'intérêt pratique pour le verrier, dans la mesure où tous les verres utilisés en bottellierie ont des

propriétés thermiques équivalentes, et qu'il n'est pas envisageable d'essayer de les modifier en jouant sur les compositions.

Toutefois, il peut être intéressant d'évaluer l'influence d'une erreur dans la détermination de ces deux paramètres, sur les résultats fournis par un modèle de calcul.

La figure II-7/6 montre que pour l'article BSA, la conductivité phonique du verre variant de 1,5 à 3 W/(m.K), la température superficielle du poinçon à la fin du pressage augmente d'environ 25°C, la température superficielle de l'ébauche de 50°C. La température au cœur de l'ébauche diminue, elle, de 10°C.

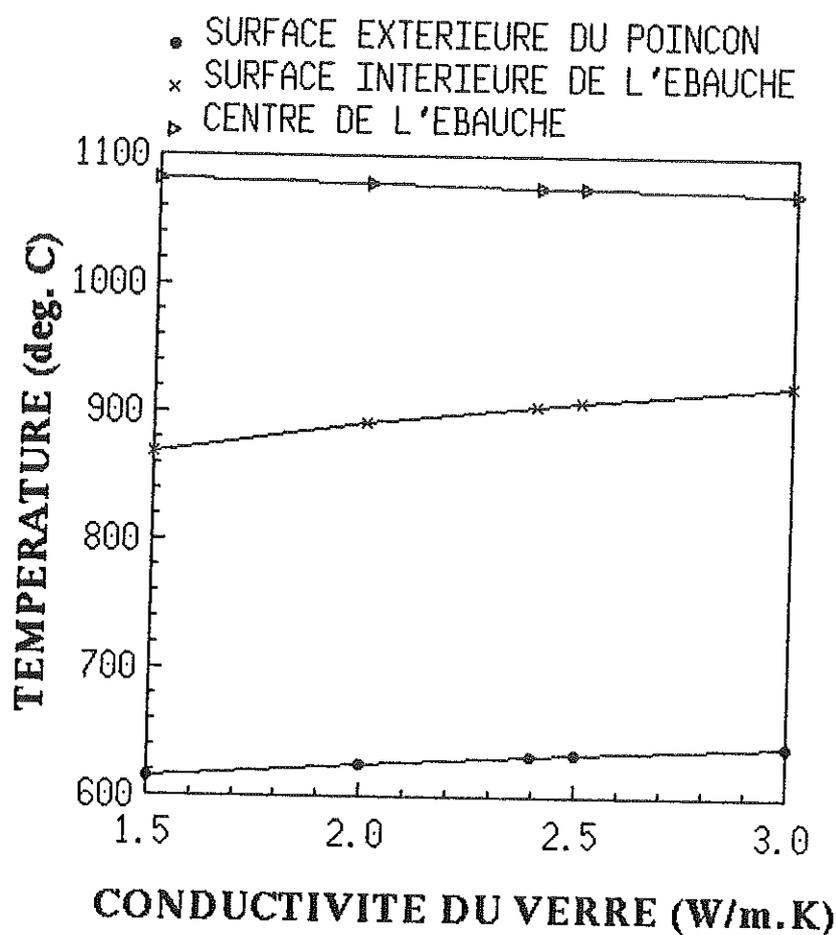


FIGURE II-7/6 : températures du poinçon et de l'ébauche, en fonction de la conductivité du verre.

D'après la figure II-7/7, augmenter la chaleur spécifique massique du verre de 2 à 4 MJ/m³ entraîne une élévation d'environ 30°C de la surface extérieure du poinçon, de 60°C de la surface intérieure de l'ébauche, et de 40°C au cœur de l'ébauche.

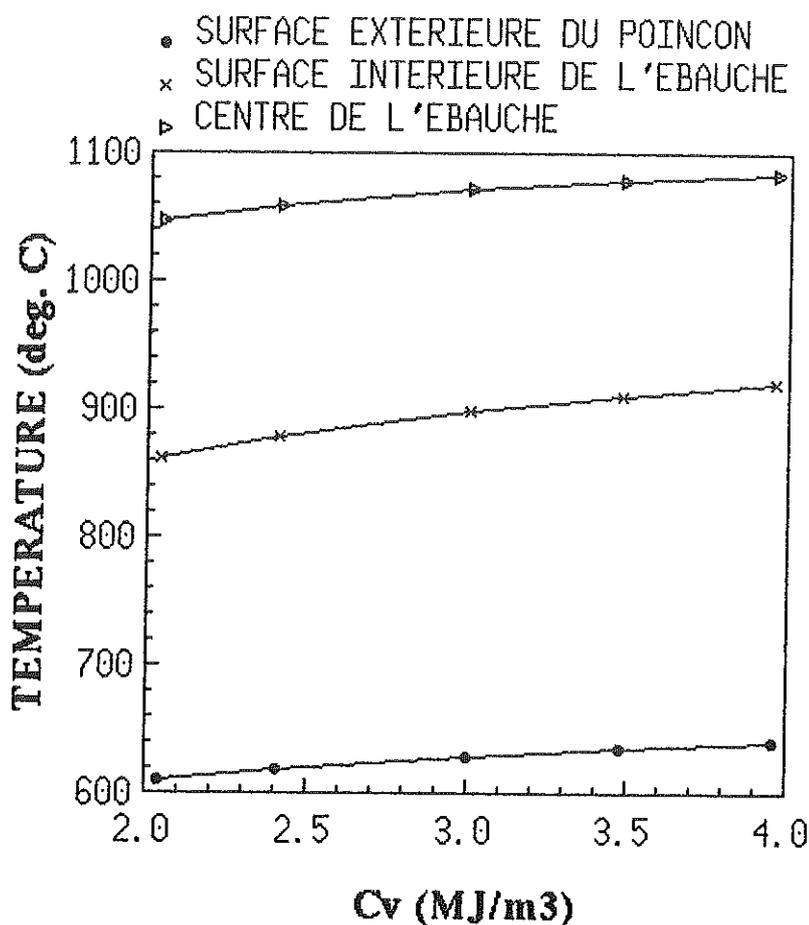


FIGURE II-7/7 : températures du poinçon et de l'ébauche, en fonction de la chaleur spécifique du verre.

II-7-f Rayonnement dans le verre

Il est intéressant de savoir si un verre plus ou moins teinté produit un échauffement plus ou moins important sur le poinçon, en raison du flux radiatif qu'il lui communique.

La figure II-7/8 montre l'évolution des températures superficielles du poinçon et de l'ébauche lorsque le coefficient d'absorption du verre varie. Les calculs ont été réalisés en supposant que le coefficient d'absorption était indépendant de la température du verre et de la longueur d'onde (le verre est assimilé à un milieu gris).

Les verres de l'annexe C5 représentent deux cas extrêmes, le verre n°1 (article Vittel) étant peu teinté, le verre n°2 (article

BSA) étant très foncé. Dans le cas du verre n°1, le coefficient d'absorption moyen de Rosseland calculé sur l'ensemble du spectre, et à la température de 1000°C, est d'environ 40 m⁻¹. Pour le verre n°2, il est de 240 m⁻¹.

La température superficielle du poinçon calculée avec un coefficient d'absorption moyen de 240 m⁻¹ n'est supérieure que de 8°C à celle calculée avec un coefficient d'absorption moyen valant 40 m⁻¹. De ce fait, on peut s'attendre à ce que l'influence des propriétés radiatives du verre sur la température du poinçon soit quasiment négligeable. Ce résultat sera confirmé expérimentalement au chapitre III.

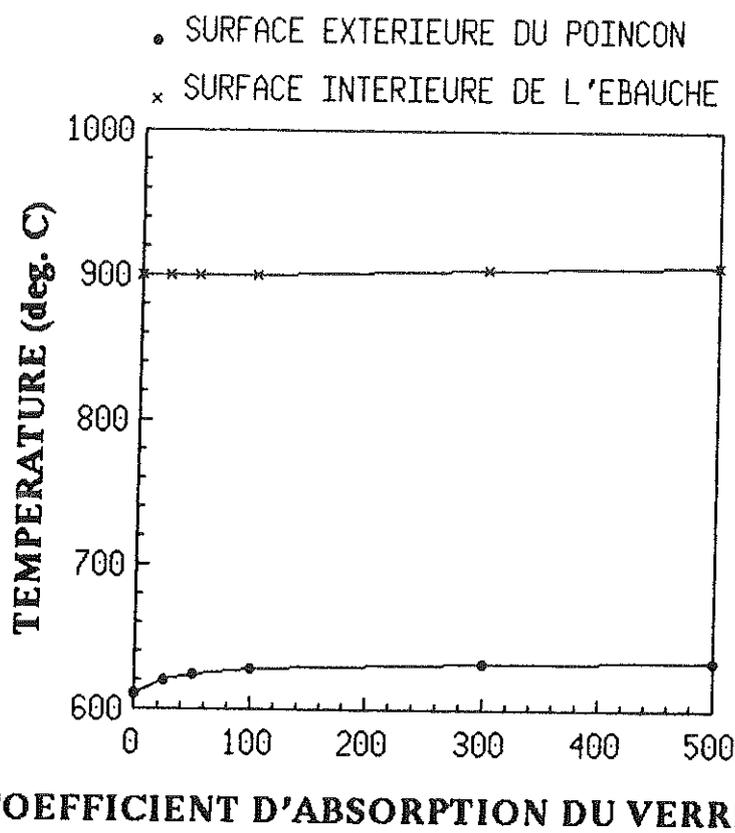


FIGURE II-7/8 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction du coefficient d'absorption du verre.

Il a déjà été mentionné aux chapitres II-5 et II-6 que le rapport du flux radiatif sur le flux total à l'interface poinçon/verre n'était que de 9 à 12 %. Afin de mieux situer l'apport du rayonnement dans le flux cédé au poinçon par le verre, des calculs ont été fait en supposant un verre opaque.

Le tableau II-7/1 montre les valeurs de température obtenues pour l'article BSA (configuration de référence du chapitre II-5), et pour ce même article avec un verre opaque. Comme dans tous les

résultats précédents, les températures sont relevées à la fin de la deuxième étape du cycle.

	BSA (Référence)	Verre opaque	Ecart
Surface extérieure du poinçon	631°C	609°C	-22°C
Surface intérieure de l'ébauche	903°C	899°C	-4°C
Centre de l'ébauche	1074°C	1088°C	+14 °C
Surface extérieure de l'ébauche	854°C	836°C	-18°C
Surface intérieure du moule	668°C	639°C	-29°C

TABLEAU II-7/1 : Influence du rayonnement pour l'article BSA.

Le tableau II-7/2 est construit sur le même principe, mais cette fois ci dans le cas de l'article Vittel.

	Vittel (Référence)	Verre opaque	Ecart
Surface extérieure du poinçon	731°C	710°C	-21°C
Surface intérieure de l'ébauche	898°C	889°C	-9°C
Centre de l'ébauche	1084°C	1097°C	+13°C
Surface extérieure de l'ébauche	818°C	796°C	-22°C
Surface intérieure du moule	684°C	654°C	-30°C

TABLEAU II-7/2 : Influence du rayonnement pour l'article Vittel.

Globalement, le fait de considérer que le verre est opaque entraîne des différences de température plutôt faibles, compte tenu de l'effort de programmation supplémentaire nécessaire au traitement du couplage conduction/rayonnement, et de l'augmentation du temps de calcul qui en résulte.

On voit que l'erreur commise en négligeant le rayonnement dans le verre est de 20 à 30°C sur les surfaces métalliques (poinçon et moule). Dans ce cas, les températures sont sous-estimées, puisque le verre ne cède plus qu'un flux purement conducteur au poinçon et au moule. La température au cœur de l'ébauche se trouve, elle, surestimée d'une quinzaine de degrés, ce qui est naturel puisque le verre perd, au cours d'un cycle, une énergie moins grande.

L'erreur sur la surface extérieure de l'ébauche est plus élevée que sur sa surface interne, ce qui peut être attribué à un rayonnement très légèrement plus important (en valeur relative) à l'interface verre/moule qu'à l'interface poinçon/verre, mais surtout au fait que le moule reste plus longtemps en contact avec le verre que le poinçon. De ce fait, l'erreur commise en négligeant le rayonnement prend un poids plus important.

Les températures superficielles de l'ébauche sont sous-estimées lorsque le verre est considéré comme opaque, ce qui est dû au fait que le rayonnement dans le verre a tendance à uniformiser sa température, grâce à un apport d'énergie radiative du cœur vers les surfaces.

Pour finir, mentionnons que des calculs préliminaires avaient été réalisés en utilisant le modèle de Rosseland, dit également modèle de conductivité radiative, car il assimile le rayonnement à un processus de diffusion [34]. Les erreurs induites par ce modèle sur le calcul des températures superficielles du poinçon et du moule pouvaient atteindre 130°C dans certains cas. Ces résultats «désastreux» s'expliquent par le fait que le modèle de Rosseland est basé sur l'hypothèse d'un milieu semi-transparent d'épaisseur optique infinie. D'un point de vue pratique, il est réputé pour donner des résultats corrects pour des épaisseurs optiques supérieures à 10. Or, dans notre cas, l'épaisseur optique des ébauches peut aller de 0,2 à 5. De plus, le fait de s'attacher plus particulièrement aux températures des surfaces ne fait qu'aggraver les choses, puisque ce modèle donne ses erreurs les plus élevées sur les limites du milieu semi-transparent. Le corollaire de cette constatation est que, **dans les problèmes de pressage du verre, il est préférable de négliger totalement le rayonnement dans l'ébauche, plutôt que d'essayer de le prendre en compte par l'intermédiaire du modèle de Rosseland**, malgré le caractère attractif de ce dernier, dû à sa grande simplicité.

II-7-g Refroidissement du poinçon

La figure II-7/9 montre l'influence prépondérante du coefficient d'échange appliqué sur la surface interne du poinçon, lorsque celui-ci est ventilé. Ce résultat, qui n'est évidemment pas surprenant, montre qu'il s'agit là **d'un paramètre qu'il est nécessaire de déterminer finement, si l'on désire obtenir la température du poinçon avec un minimum de précision.**

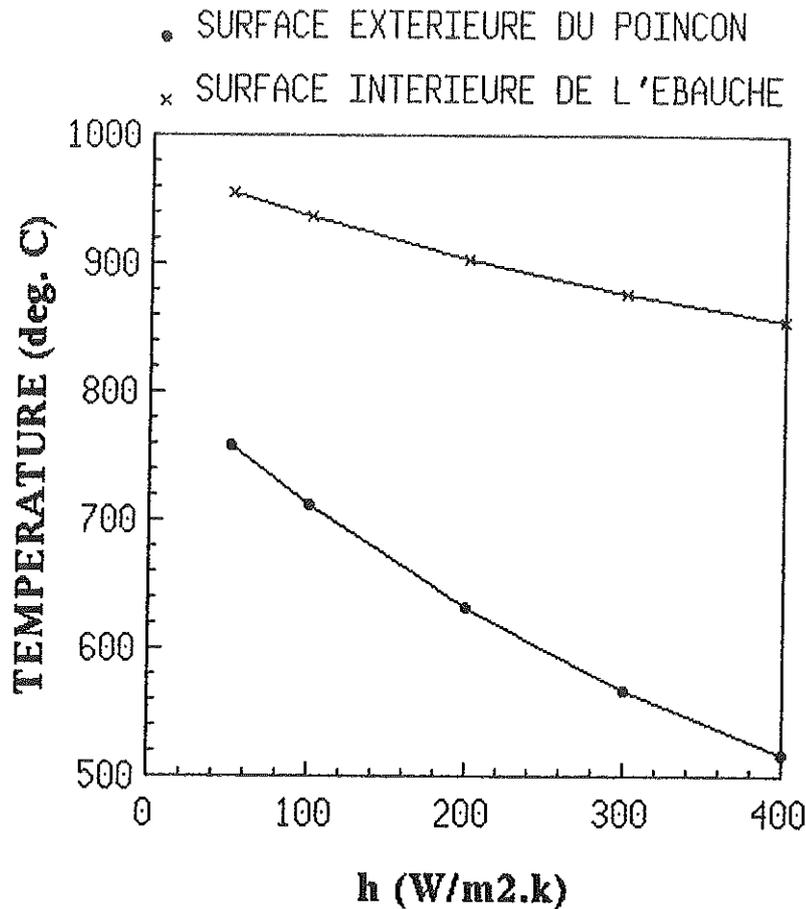


FIGURE II-7/9 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction du coefficient d'échange appliqué sur la surface intérieure du poinçon (ventilation).

La température de la pipette, qui échange du rayonnement avec le poinçon, a par contre un poids négligeable. Lorsqu'elle évolue de 100 à 500°C, la température superficielle externe du poinçon à la fin du pressage n'augmente que de 10°C environ.

Le poinçon se refroidit également, lorsqu'il est en position basse (étapes n°1 et 2 du cycle), par des échanges thermiques avec le fourreau. Le coefficient d'échange appliqué sur sa surface extérieure reflète alors les pertes par convection naturelle avec la cavité annulaire constituée par le poinçon et le fourreau. Lorsqu'il varie de 0 à 50 W/(m².K), la température superficielle du poinçon à la fin du pressage ne diminue que de 30°C environ. Outre le fait que ce paramètre ne soit pas d'une importance excessive, il pourra aisément être déterminé par l'emploi de corrélations issues de la littérature.

La température du fourreau, supposée identique à la température de l'air occupant la cavité annulaire entre poinçon et fourreau, intervient dans les pertes convectives et radiatives du poinçon lorsqu'il est en position basse. Si elle varie de 30 à 300°C,

la température superficielle externe du poinçon à la fin du pressage n'augmente que de 10°C.

II-7-h Conductance de contact entre le poinçon et le verre

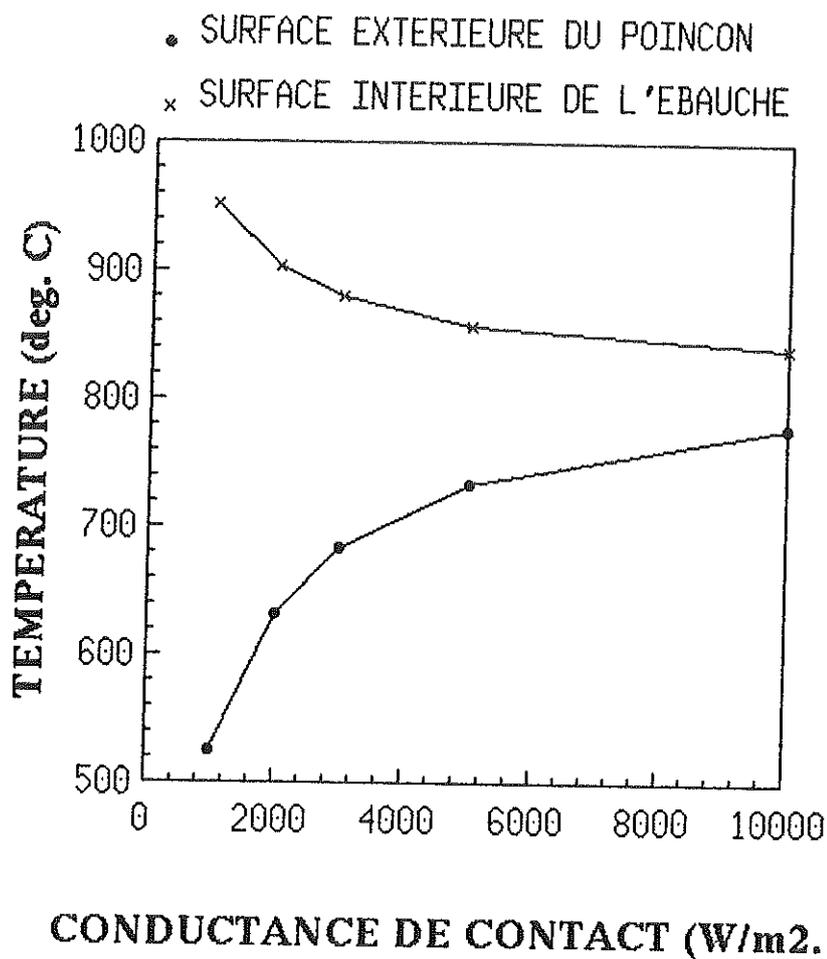


FIGURE II-7/10 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction de la conductance de contact poinçon/verre.

La figure II-7/10 représente les températures obtenues lorsque la conductance de contact entre le poinçon et le verre augmente de 1000 à 10 000 W/(m².K), ce qui, d'après la littérature (cf § II-1), constitue une plage de variation plausible.

Au vu de ces résultats (variation de 250°C), il est clair qu'on ne saurait se contenter des valeurs tirées de la littérature, dans le cas où un calcul suffisamment précis est désiré. Par conséquent, **la détermination expérimentale de ce paramètre est absolument nécessaire, si l'on désire calculer le champ de température dans le poinçon, à l'aide d'un modèle faisant intervenir les transferts thermiques dans le verre.**

II-7-i Influence du moule sur le poinçon

Le tableau II-7/3 permet de comparer trois cas de figure:

- la configuration de référence BSA (cf § II-5),
- la configuration BSA, avec une conductance de contact nulle entre le verre et le moule, et un moule d'émissivité nulle. Ceci revient à remplacer la surface intérieure du moule par une surface adiabatique parfaitement réfléchissante,
- la configuration BSA, avec une conductance de contact entre le verre et le moule de 10 000 W/(m².K), et un moule d'une émissivité égale à 1, dans le but d'augmenter les échanges entre le verre et le moule.

Les températures sont, comme précédemment, relevées à la fin de la phase de pressage, et concernent la surface externe du poinçon, ainsi que la surface interne de l'ébauche.

		Poinçon	Ebauche
BSA (Référence) H ₂ =2000 W/(m ² .K) - ε _p =0,8	Température	631°C	903°C
BSA H ₂ =0 W/(m ² .K) - ε _p =0	Température	638°C	912°C
	Ecart	+ 7°C	+9°C
BSA H ₂ =10 000 W/(m ² .K) - ε _p =1	Température	629°C	901°C
	Ecart	-2°C	-2°C

TABLEAU II -7/3 : influence du moule sur les températures superficielles du poinçon et de l'ébauche.

Bien que le tableau ci-dessus représente des cas extrêmes, la température des surfaces du poinçon et de l'ébauche ne varie que de 10°C environ. **Par conséquent, d'un point de vue pratique, le moule n'influence quasiment pas la température du poinçon.**

Ceci est confirmé par le fait que d'autres paramètres relatifs au moule, tels que le coefficient d'échange sur sa face externe, son épaisseur, les propriétés du matériau qui le compose, ont également un poids négligeable sur la température du poinçon et de la surface interne de l'ébauche. C'est également cohérent avec le résultat du paragraphe II-7-c, selon lequel augmenter l'épaisseur de l'ébauche en partant de sa valeur nominale ne modifiait que très peu la température du poinçon.

Le fait que le poinçon et le moule ne s'influencent pas mutuellement présente un grand avantage du point de vue de leur modélisation, puisque cela permet de découpler les calculs en réalisant deux modèles indépendants, donc beaucoup plus simples.

II-7-j Durée du contact entre le poinçon et le verre

La figure II-7/11 représente l'évolution de la température superficielle externe du poinçon, et interne de l'ébauche, lorsque la durée de la deuxième étape du cycle (contact entre le poinçon et le verre) varie. Les températures sont toujours relevées à la fin du pressage. Les durées de la première et de la troisième étape restant inchangées, les variations du temps de contact sont répercutées sur la durée totale du cycle. Les coupures intervenant dans la ventilation du poinçon et du moule ont donc été supprimées, afin de faciliter les comparaisons entre des cycles de durée variable.

L'augmentation du temps de contact entre le poinçon et le verre entraînant du même coup une augmentation de l'énergie retirée au verre par le poinçon, il est naturel que ce dernier atteigne des températures plus élevées. Par contre, il peut sembler curieux que la température superficielle de l'ébauche reste à peu près constante, et qu'elle ait même tendance à augmenter très légèrement avec le temps de contact.

L'explication se trouve sur la figure II-7/12, où l'on peut constater que si la température superficielle de l'ébauche a peu évolué lorsque le temps de contact est passé de 0.4 à 2 s, il n'en va pas de même pour la température au cœur de l'ébauche, qui elle a fortement diminué. Par conséquent, le fait de prolonger le temps de contact entre le verre et le poinçon augmente bien l'énergie perdue par la masse de verre, tout en minimisant le gradient près de sa surface. Ce dernier phénomène est dû à la température plus élevée du poinçon.

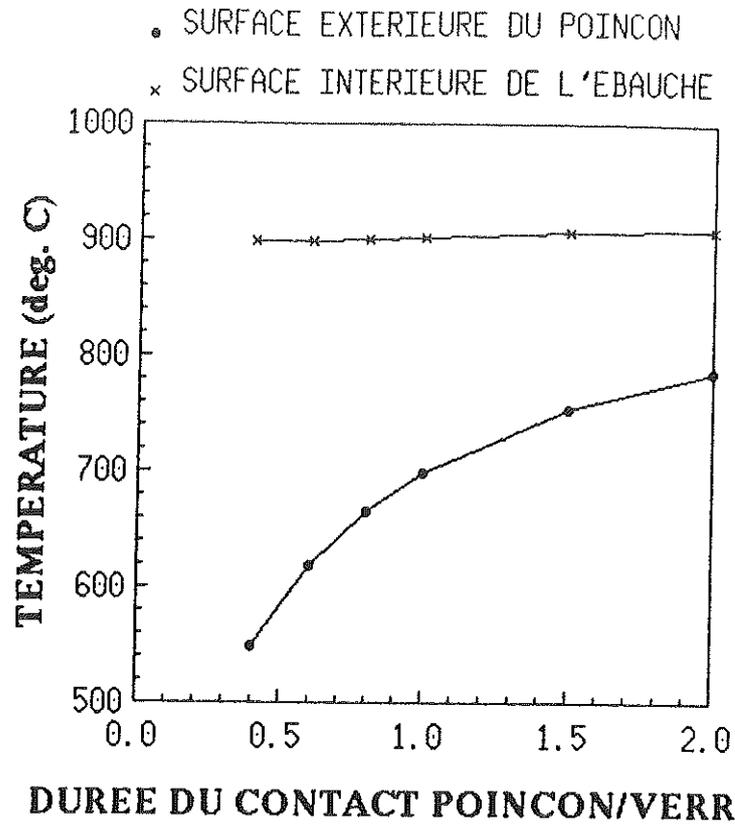


FIGURE II-7/11 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche, en fonction de la durée de contact.

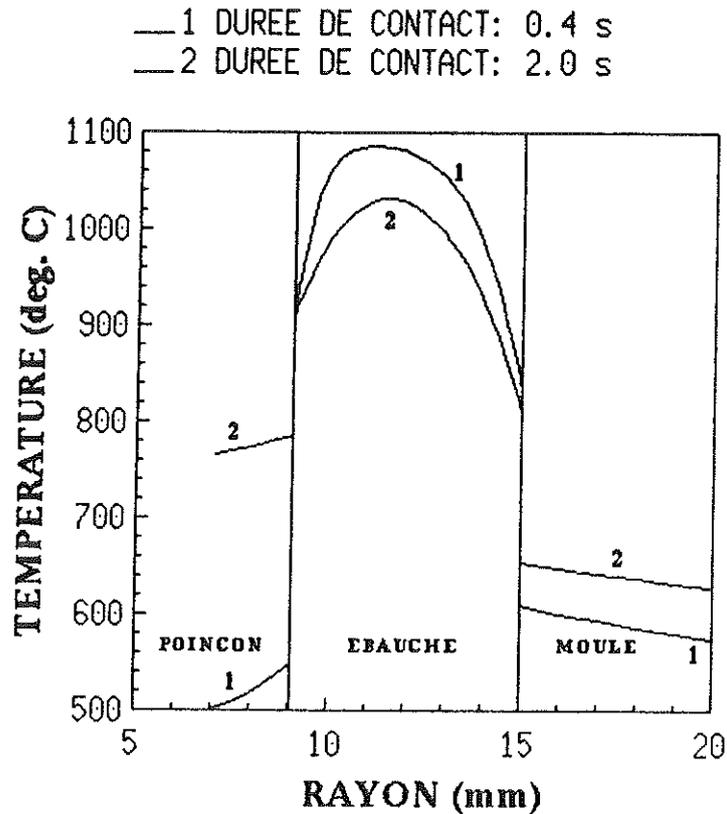


FIGURE II-7/12 : profil de température dans le poinçon, le verre et le moule - influence du temps de contact.

II-7-k Température de paraison

La figure II-7/13, montre que la température des surfaces interne du poinçon et externe de l'ébauche varient linéairement avec la température de paraison, du moins dans l'intervalle considéré. Une variation de 100°C de la température de paraison entraîne une évolution de 80°C de la surface interne de l'ébauche à la fin du pressage, et de 50°C de la surface externe du poinçon.

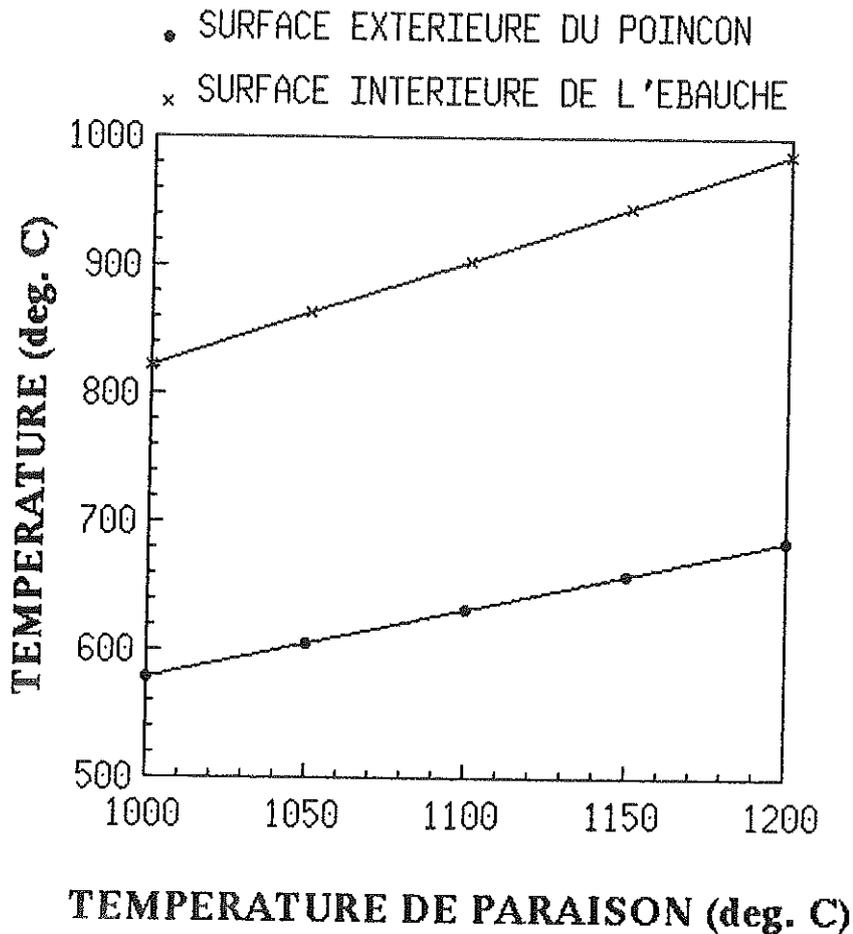


FIGURE II-7/13 : températures superficielles du poinçon et de l'ébauche en fonction de la température de paraison.

Les calculs réalisés dans le cas de la configuration Vittel ont donné des résultats tout à fait similaires à ceux cités ci-dessus pour l'article BSA.

II-8 CONCLUSIONS

Le renseignement essentiel apporté par le modèle monodimensionnel dont il vient d'être question est que deux paramètres, dont les valeurs ne peuvent être obtenues dans la littérature, exercent une influence majeure sur le comportement thermique du poinçon : le coefficient d'échange appliqué sur sa surface intérieure (ventilation), et la conductance de contact entre le poinçon et le verre. Notre objectif étant de calculer la température du poinçon avec précision, dans le but de disposer d'un outil d'aide à la conception, ***une détermination expérimentale de ces deux paramètres s'est avéré nécessaire***. Ce sera l'objet des chapitres III et IV.

Par ailleurs, les résultats qui viennent d'être présentés montrent également qu'il existe une grande quantité de paramètres, dont la détermination ne pose pas de problème particulier, et dont l'influence reste limitée s'ils sont pris isolément. Il s'agit des propriétés thermiques du poinçon et du verre, de l'épaisseur du poinçon, de la température de paraison, de la durée de contact entre le verre et le poinçon, et du coefficient d'échange sur la surface extérieure du poinçon lorsqu'il est en position basse.

Restent les paramètres n'ayant pas d'influence notable sur le comportement du poinçon. Il s'agit essentiellement de ceux relatifs au moule, puisque qu'il est possible d'augmenter l'épaisseur de l'ébauche ou de remplacer le moule par une surface adiabatique, sans provoquer d'erreurs trop importantes. Ce résultat simplifie considérablement notre tâche, puisqu'il permet de dissocier l'étude du poinçon de celle du moule. On peut également citer, parmi les paramètres présentant un poids négligeable, la température de la pipette, ainsi que celle du fourreau.

Il a également été montré que, malgré les températures élevées, les transferts thermiques dans l'ébauche étaient essentiellement liés à la conduction, et que le rayonnement qu'elle émettait n'exerçait qu'une action limitée sur le poinçon, ce qui est en accord avec les résultats de la littérature.

CHAPITRE III

**DETERMINATION EXPERIMENTALE DU COEFFICIENT
D'ECHANGE ENTRE LE POINÇON ET LE VERRE**

Nomenclature des notations utilisées dans le chapitre III

Caractères latins

- C : chaleur spécifique volumique du poinçon.
- d : distance séparant la soudure du thermocouple utilisé pour l'inversion de l'extrémité inférieure du poinçon.
- h : coefficient d'échange entre le verre et le poinçon.
- H : conductance de contact entre le verre et le poinçon.
- k : conductivité thermique du poinçon.
- L : distance parcourue par le poinçon dans le verre.
- n : nombre total de nœuds dans le poinçon.
- r : rayon courant.
- t : temps.
- t_1 : instant où l'extrémité du poinçon touche le verre.
- t_2 : instant où la soudure du thermocouple utilisé pour l'inversion arrive au même niveau que la surface du verre.
- t_3 : instant où le poinçon arrive au fond du creuset.
- T : température courante.
- T_0 : température de préchauffage du poinçon.
- T_v : température du verre loin du poinçon.
- T_{vs} : température de la surface du verre en contact avec le poinçon.
- T_{ps} : température de la surface du poinçon.
- V_{moy} : vitesse moyenne de déplacement du poinçon dans le verre.

Indice

i : $i^{\text{ème}}$ nœud du maillage.

Exposant

j : $j^{\text{ème}}$ intervalle de temps.

Caractères grecs

φ_c : composante radiale du vecteur densité de flux conductif à la surface du poinçon.

φ_t : composante radiale du vecteur densité de flux total (conductif + radiatif) à la surface du poinçon.

φ : composante radiale du vecteur densité de flux au sein du poinçon.

Δt : intervalle de temps.

Δr_1 : pas du maillage dans la zone n°1 du poinçon.

Δr_2 : pas du maillage dans la zone n°2 du poinçon.

Introduction au chapitre III

Le chapitre III traite de la détermination expérimentale du coefficient d'échange entre le poinçon et le verre.

Les mesures directes des températures et flux à l'interface verre/poinçon étant difficilement envisageables, nous avons choisi de déterminer les grandeurs à l'interface par la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur.

Après avoir défini le coefficient d'échange cherché, et expliqué pourquoi la détermination de la conductance de contact entre le poinçon et le verre n'a pu être réalisée, le dispositif expérimental, ainsi que les différents éléments qui le composent, sont décrits en détail. Un exemple de dépouillement complet est ensuite présenté, suivi des différentes procédures de validation qui ont été effectuées. Les résultats expérimentaux concernant le coefficient d'échange obtenu avec diverses conditions expérimentales sont finalement donnés.

La synthèse de cette étude est donnée à la fin du chapitre.



III-1 DÉFINITION D'UN PROBLÈME INVERSE EN CONDUCTION

La notion de problème inverse se rencontre dans un grand nombre de domaines, tels que l'électricité, la mécanique, l'astrophysique, etc. Dans le cas de la conduction thermique, le problème direct, qui constitue l'approche classique, consiste à résoudre l'équation de la conduction sur un domaine \mathcal{D} , les conditions aux limites sur le contour Γ étant connues, ainsi que les propriétés thermophysiques, et les conditions initiales dans le cas du régime transitoire (cf figure III-1/1).

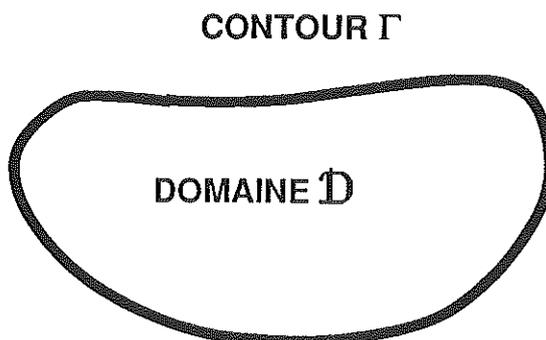


FIGURE III-1/1 : problème direct - Conditions aux limites connues sur Γ .

A l'opposé, nous définissons le problème inverse de conduction de la chaleur par le fait que les conditions aux limites sont totalement ou partiellement inconnues (cf figure III-1/2). Le problème consistant à déterminer les propriétés thermophysiques est, lui, plus couramment appelé problème d'identification.

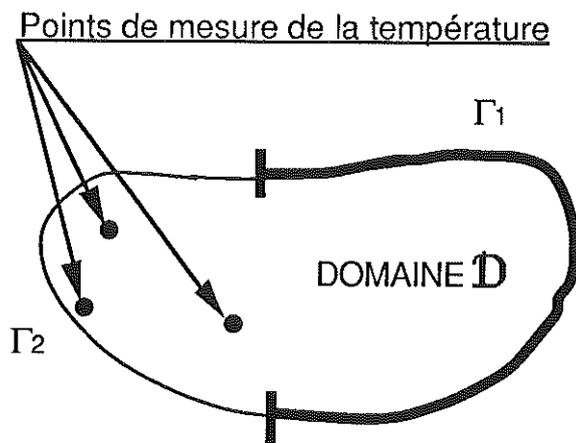


FIGURE III-1/2 : problème inverse - Conditions aux limites connues sur Γ_1 et inconnues sur Γ_2 .

Le manque d'information que constitue la méconnaissance des conditions aux limites sur une partie du contour est alors compensé par des mesures de température réalisées en un ou plusieurs points, convenablement choisis à l'intérieur du domaine. Grâce à l'utilisation de techniques mathématiques appropriées, et moyennant certaines hypothèses, il est alors possible de déterminer les conditions aux limites inconnues, ainsi que le champ de température dans tout le domaine \mathcal{D} . Le problème à traiter peut être elliptique (régime permanent), ou bien parabolique (régime transitoire). Dans le deuxième cas, on cherchera à identifier les conditions aux limites et le champ de température en fonction du temps.

D'un point de vue pratique, ce type de technique est particulièrement utile pour déterminer expérimentalement des conditions aux limites (températures superficielles, densités de flux, coefficients d'échange) destinées à être ultérieurement utilisées dans des modèles de simulation thermique. Elles sont également tout particulièrement indiquées dans les cas où l'instrumentation directe de la surface dont on désire connaître la température est impossible, soit parce que le capteur serait détruit (surfaces frottantes, températures trop élevées, etc), soit parce que le fait même de les instrumenter perturberait trop le phénomène physique étudié (modifications de l'écoulement d'un fluide, d'un phénomène d'ébullition, etc).

Comme on le verra par la suite, les méthodes inverses en conduction permettent d'acquérir un très grand nombre d'informations sur les phénomènes thermiques étudiés qui sont, dans notre cas, le contact du verre avec le poinçon, (objet de ce chapitre), ainsi que les échanges entre la surface interne du poinçon et l'air de refroidissement (abordés dans le chapitre suivant).

III-2 DÉFINITION DU COEFFICIENT D'ÉCHANGE ENTRE LE POINÇON ET LE VERRE

Le modèle bidimensionnel initialement prévu, et devant permettre le calcul de la cartographie thermique du poinçon avec une précision acceptable, était basé sur la résolution de l'équation de conservation de l'énergie à la fois dans le poinçon et dans le verre. Comme l'étude préliminaire décrite dans le chapitre II l'a montré, la conductance de contact entre le poinçon et le verre est l'un des paramètres essentiels de ce type de modèle.

Nous avons donc envisagé de la déterminer expérimentalement en plongeant un poinçon équipé de thermocouples dans un creuset contenant du verre à la température de paraison (environ 1100°C). L'emploi d'une méthode inverse en conduction devait permettre, à partir des mesures de température dans le poinçon, d'identifier sa température superficielle en fonction du temps, ainsi que la densité de flux que lui cédait le verre.

En portant cette densité de flux dans un modèle direct, il était alors possible de déterminer le champ de température du verre en fonction du temps, et en particulier sa température superficielle. Connaissant la densité de flux échangée entre les deux matériaux, ainsi que leur température superficielle, la conductance de contact s'obtenait alors, en fonction du temps, de la façon suivante :

$$\text{III-2/1} \quad H(t) = \frac{|\varphi_c(t)|}{(T_{vs}(t) - T_{ps}(t))}$$

φ_c est la projection sur la normale à la surface du poinçon du vecteur densité de **flux conductif** cédé au poinçon par le verre, T_{vs} la température superficielle du verre et T_{ps} la température superficielle du poinçon.

L'utilisation d'une méthode inverse en conduction nécessite la connaissance d'un certain nombre de paramètres, tels que propriétés thermiques, géométrie, position des thermocouples, conditions initiales, etc. Or, chacun de ces paramètres est entaché d'une erreur de mesure, qui se répercute sur le résultat final. Une étude de sensibilité aux erreurs a alors été effectuée, en attribuant à chaque paramètre une incertitude de mesure, et en analysant sa conséquence sur la valeur de la conductance de contact obtenue.

Dans un premier temps, chaque source d'erreur a été analysée séparément, puis toutes les erreurs agissant dans le même sens ont été cumulées. Il est alors apparu que la plage d'incertitude sur la détermination de la conductance de contact, prenant en compte

l'ensemble des erreurs élémentaires, allait de -40% à +120%, ce qui était bien évidemment inacceptable. *Ce résultat provenait en fait de l'erreur commise sur la détermination en fonction du temps de la température superficielle du verre, elle même due en grande partie aux incertitudes sur la conductivité et la chaleur spécifique du verre, et surtout au manque de précision sur la détermination de sa température initiale.*

Par conséquent, le calcul dans le verre posant un problème, nous avons décidé de modifier notre approche, et d'identifier non plus la conductance de contact, mais un coefficient d'échange reflétant le **flux total** cédé par le verre au poinçon. Ce coefficient d'échange est défini comme suit :

$$\text{III-2/2} \quad h(t) = \frac{|\varphi_t(t)|}{(T_v - T_{ps}(t))}$$

φ_t est la projection sur la normale à la surface du poinçon de la densité de **flux total** (conductif et radiatif) cédé au poinçon par le verre, et T_v est à présent la température du verre loin du poinçon. L'étude du chapitre II ayant montré que la température au cœur de l'ébauche variait assez peu dans la temps, T_v est supposée constante, et égale à la température de paraison. La définition du coefficient d'échange donnée par la relation III-2/2 est justifiée par le fait que le flux échangé entre le verre et le poinçon est lié à la différence de température existant entre ces deux corps. Toutefois, il est clair que ce paramètre est susceptible de dépendre, en plus du temps, des températures initiales du poinçon et du verre. Il conviendra de le vérifier expérimentalement.

La détermination du coefficient d'échange se fait d'après le même principe que la conductance de contact, hormis le fait que le calcul direct dans le verre n'est plus nécessaire, puisque la relation III-2/2 ne fait intervenir que la température de paraison, qui est assimilée à la température du verre dans le creuset (obtenue par une mesure directe). L'étude de sensibilité aux erreurs - détaillée dans un paragraphe ultérieur - a alors montré que l'incertitude sur la détermination du coefficient d'échange n'était plus que de l'ordre de $\pm 10\%$.

C'est le coefficient d'échange sur la surface extérieure du poinçon qui est à présent connu, et non plus la conductance de contact, ce qui modifie considérablement le modèle bidimensionnel de simulation thermique du poinçon qui était initialement prévu. En effet, la condition à la limite étant maintenant prise sur la surface externe du poinçon, le calcul du champ de température dans le verre n'est plus nécessaire. Le modèle final ne comportera donc plus que

le poinçon lui-même, des coefficients d'échange déterminés expérimentalement étant appliqués sur ses surfaces interne et externe.

Ce modèle ne permet donc plus le calcul de la température du verre lors du pressage, ce qui ne constitue toutefois pas un obstacle, puisque c'est le poinçon qui constitue l'objet de notre étude. De plus, cette nouvelle approche est d'autant plus intéressante qu'elle simplifie grandement l'élaboration du modèle de simulation, qui nécessitera du même coup des temps de calcul nettement moins élevés.

III-3 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

III-3-a Schéma général

Le principe de l'identification du coefficient d'échange entre le poinçon et le verre consiste à plonger un poinçon, préalablement muni de thermocouples, dans un creuset contenant du verre à la température de paraison. La figure III-3/1 montre le schéma du banc de mesure qui a été développé à cet effet chez Saint-Gobain Recherche, à Aubervilliers.

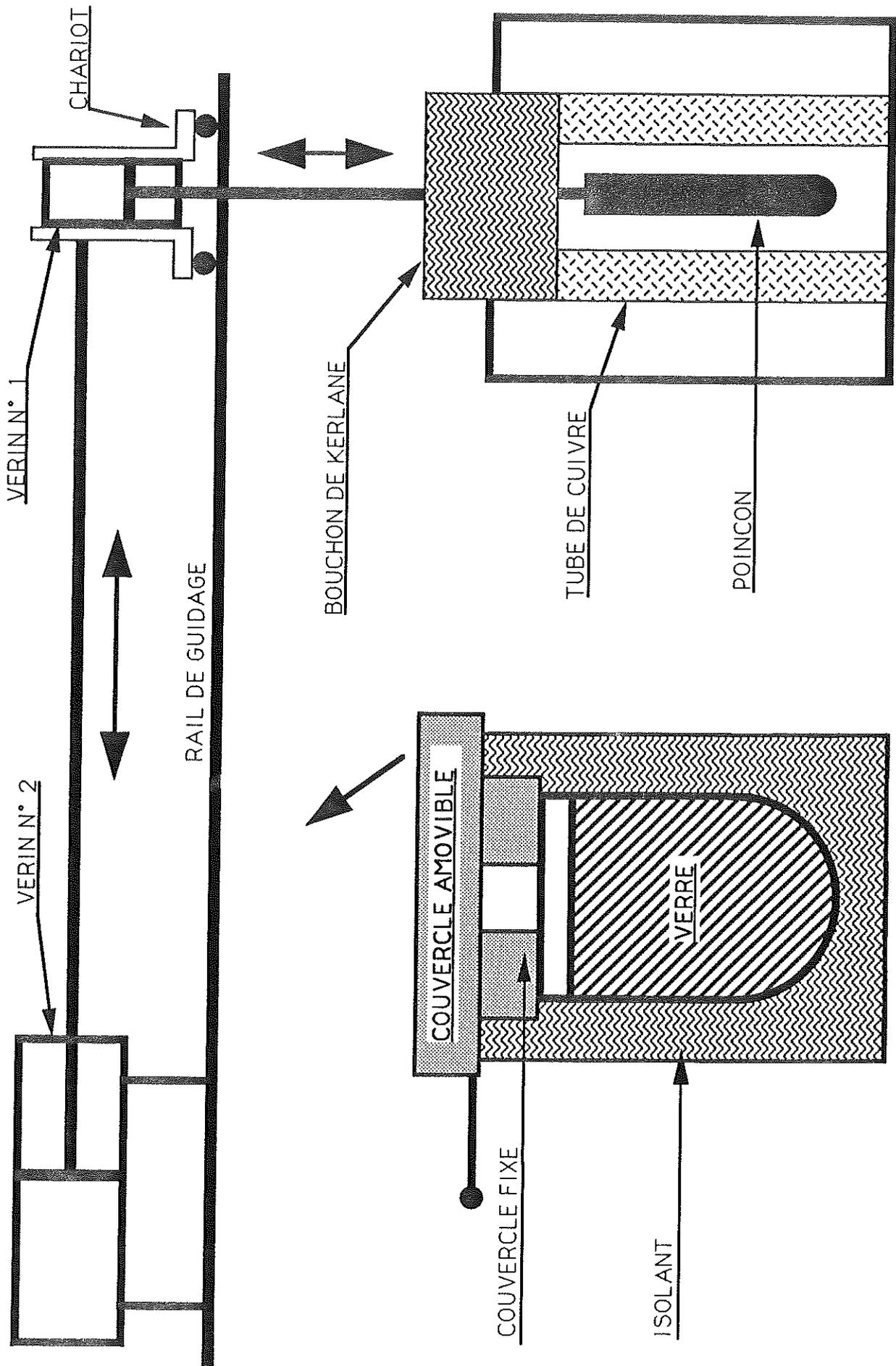
Le poinçon est préalablement préchauffé, à la température souhaitée par l'utilisateur, dans le four représenté à droite de la figure III-3/1. Une fois cette température atteinte, l'opérateur commande l'abaissement du four de préchauffage, dont la translation verticale est assurée par un moteur électrique. Lorsque le four arrive à une position déterminée par la présence d'un capteur, l'automate qui pilote les différents vérins pneumatiques reçoit le signal de départ. Le déroulement des opérations s'effectue alors de la façon suivante :

- Le vérin n°1 extrait le poinçon du four de préchauffage.
- La détection de fin de course du vérin n°1 provoque l'ouverture du couvercle amovible du creuset, et dans le même temps, le début de la translation horizontale du chariot supportant le poinçon. Elle est assurée par le vérin n°2, alors que le retrait du couvercle amovible est commandé par un troisième vérin qui n'est pas représenté sur la figure III-3/1.
- Une fois le chariot arrivé au dessus du creuset, le vérin n°1 est à nouveau actionné, pour plonger le poinçon dans le verre en fusion.
- Le signal de fin de course du vérin n°1 enclenche un chronomètre qui va permettre le retrait du poinçon au bout d'un temps qui a été fixé préalablement par l'opérateur. Une fois ce délai écoulé, le poinçon est retiré du creuset, et le programme de l'automate s'arrête lorsque le poinçon est revenu en position haute.

Comme on le voit, à partir du moment où l'opérateur commence à abaisser le four de préchauffage, l'enchaînement des différentes phases est entièrement automatique jusqu'à la fin, condition essentielle pour assurer une bonne reproductibilité des mesures.

Notons également que la vitesse de déplacement des vérins peut être réglée grâce à des restrictions de section variable, qui ont pour effet de modifier le débit d'air comprimé qui les alimente.

Nous allons décrire brièvement chacun des éléments de ce dispositif.



FOUR DE PRECHAUFFAGE

CREUSET

FIGURE III-3/1: BANC DE MESURE

III-3-b Le four de préchauffage

Il s'agit d'un four tubulaire, équipé d'un système de régulation thermique, qui permet de le maintenir à la température désirée par l'opérateur. Un tube de cuivre d'une épaisseur de 10 mm a été placé à l'intérieur (cf figure III-3/1), dans le but d'uniformiser sa température, et donc celle du poinçon. Le four est fermé par un bouchon de Kerlane (isolant réfractaire à base d'alumine et de fibres de silice), solidaire de la tige du vérin n°1. Le bouchon est donc retiré en même temps que le poinçon lorsque le signal de départ est donné.

III-3-c Le creuset

Le creuset, dont le plan est donné en annexe A5, est en platine rhodié 10%. Il est chauffé par effet Joule, grâce au courant électrique qui le parcourt, l'intensité étant pilotée par un thyristor. Le réglage de l'intensité peut se faire soit en mode manuel (l'opérateur fixe directement sa valeur), soit en mode automatique (le système de régulation fixe l'intensité en fonction de la température de consigne imposée par l'opérateur).

L'isolation thermique est assurée par deux demi-coquilles en brique réfractaire, elles mêmes entourées par une couche de 25 mm de Kerlane. Le couvercle fixe est constitué d'une plaque de silimanite (brique réfractaire), surmontée d'une épaisseur de Kerlane. Le couvercle amovible est également constitué de silimanite et de Kerlane, le tout étant maintenu par un coffret métallique, qui assure la rigidité de l'ensemble. ***La qualité de l'isolation est capitale si l'on désire obtenir un verre à température homogène.***

Le creuset est équipé de deux thermocouples de type S (platine/platine rhodié 10%), logés dans les gaines en platine représentées sur la figure III-3/2. Le thermocouple de la gaine n°1 est utilisé pour s'assurer que la température du platine n'atteint pas des valeurs susceptibles d'endommager le creuset. Le thermocouple de la gaine n°2, immergée dans le verre, est utilisé pour la régulation thermique (la gaine n°2 n'est pas représentée sur le plan de l'annexe A5).

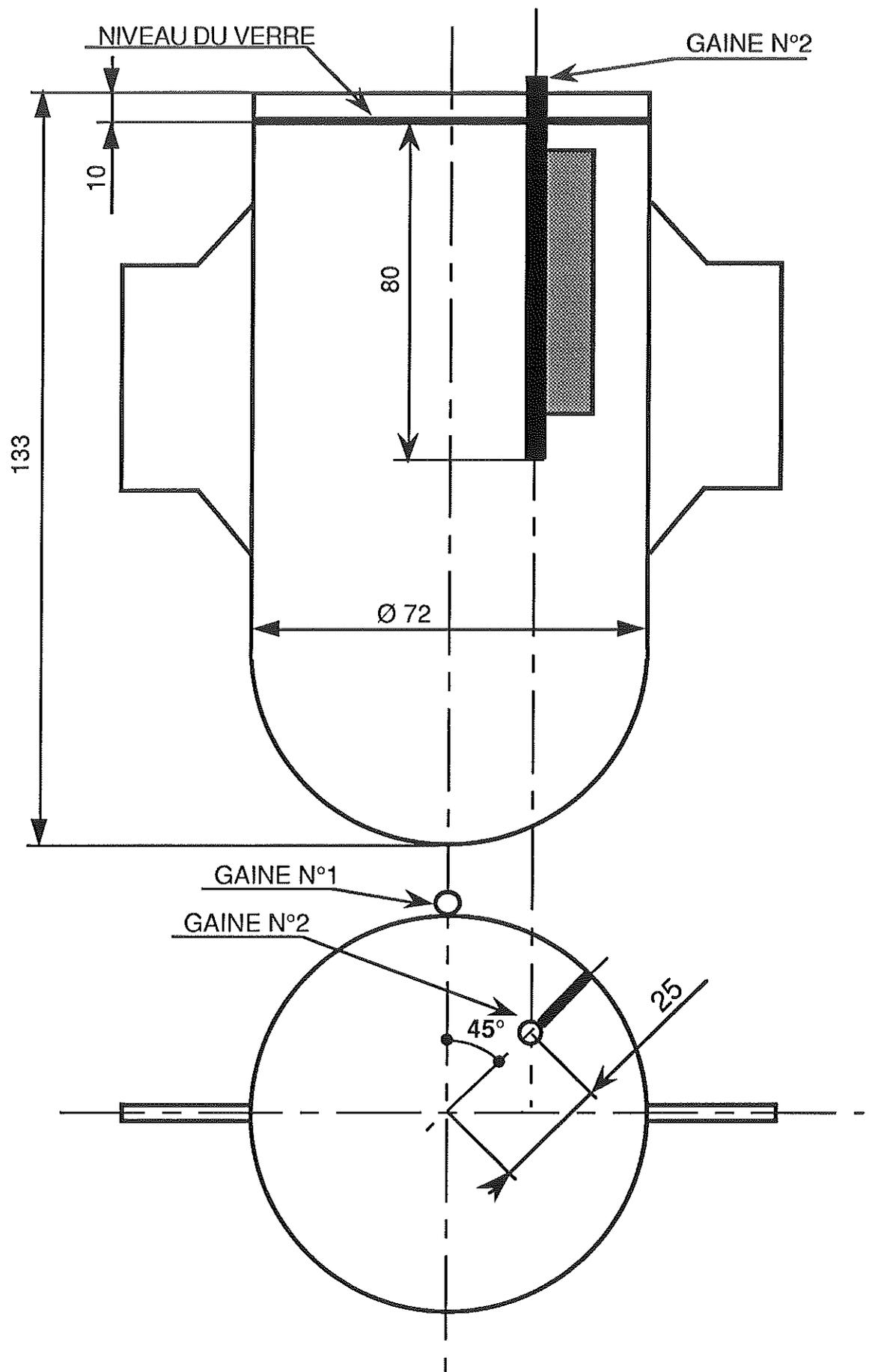


FIGURE III-3/2 : position des gaines logeant les thermocouples.

III-3-d Cartographie de la température du verre dans le creuset

La connaissance de la température du verre, qui apparait dans la relation III-2/2, est nécessaire à la détermination du coefficient d'échange. De plus, il convient de vérifier si le verre est à une température suffisamment homogène. Pour ce faire, deux thermocouples de type S ont été plongés dans le creuset, afin de mesurer la température du verre en fonction de la distance par rapport à sa surface. Des couvercles spéciaux, comportant des trous pour le passage des thermocouples, ont été prévus à cet effet. L'un des thermocouples est situé sur l'axe de révolution du creuset, le deuxième est décalé de 17 mm, comme le montre la figure III-3/3.

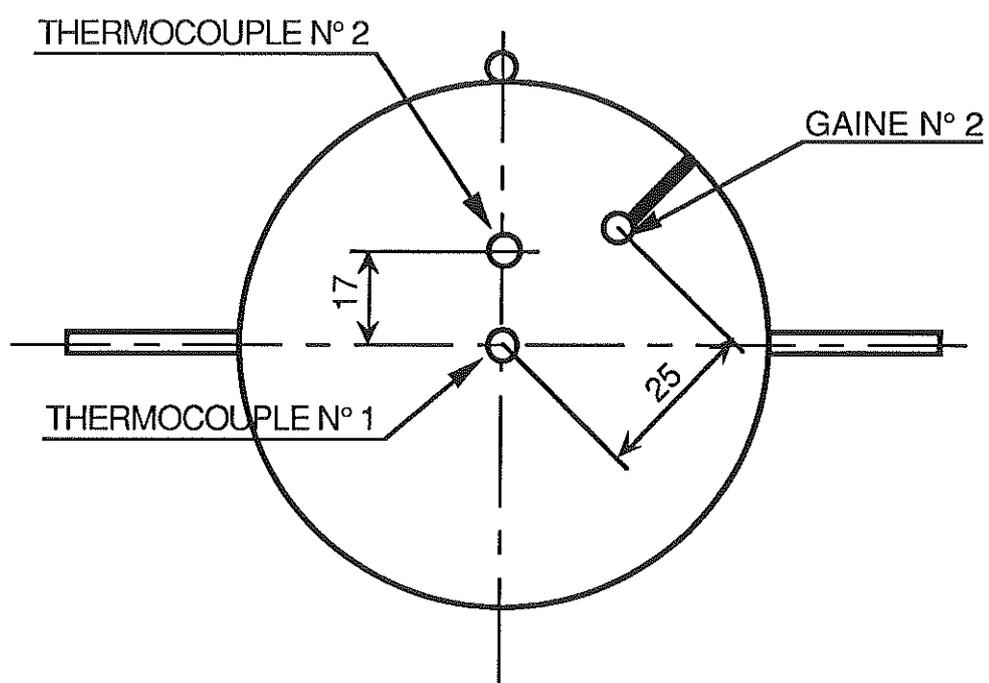


FIGURE III-3/3 : position des thermocouples utilisés pour la cartographie.

Ils sont tous deux montés sur un système à crémaillère, qui permet de les descendre dans le creuset. Le contact entre les thermocouples et la surface du verre est détecté grâce à un ohmmètre, le verre en fusion étant un conducteur électrique suffisamment bon pour que cela soit possible.

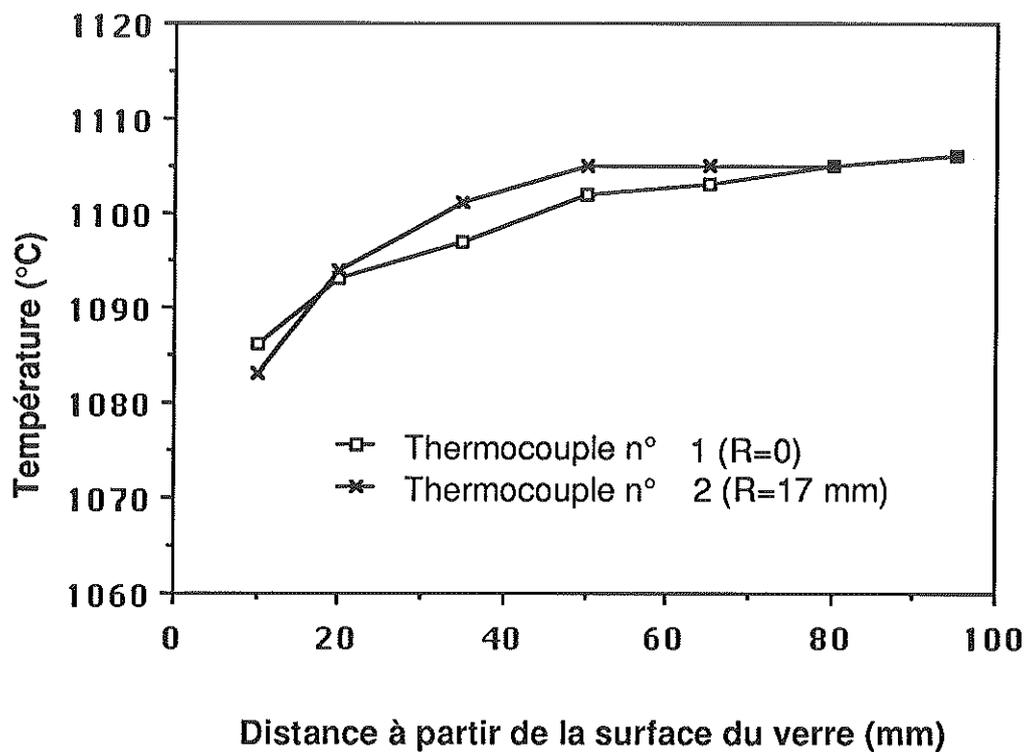


FIGURE III-3/4 : cartographie de la température du verre mi-blanc.

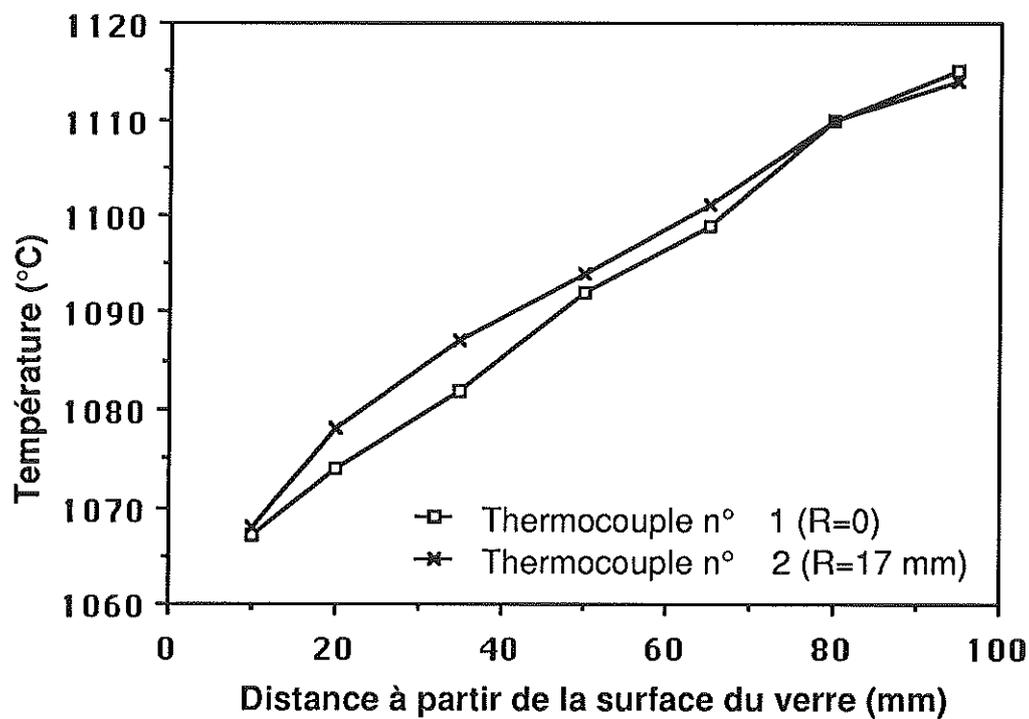


FIGURE III-3/5 : cartographie de la température du verre CHR.

Les résultats obtenus pour les deux verres ayant fait l'objet de mesures sont présentés sur les deux figures III-3/4 et 3/5, pour une température de consigne fixée à 1100°C (la température de consigne est prise sur le thermocouple au fond de la gaine en platine n°2).

La fusion du verre mi-blanc (très peu teinté), est réalisée à partir de pots de yaourt brisés, et introduits dans le creuset. Pour le verre CHR (verre n°2 de l'annexe C5, beaucoup plus foncé), elle est obtenue à partir de bouteilles BSA (canettes de bières vertes).

Le fait que le verre CHR émette un flux radiatif plus élevé explique le gradient plus important par rapport au verre mi-blanc. En effet, les pertes thermiques au travers du couvercle, qui est isolé, mais non chauffé, sont certainement plus grandes. De plus, ce verre absorbant le rayonnement émis par la paroi du creuset sur une épaisseur plus faible, il est naturel de constater que sa température au fond du creuset (à 95 mm de la surface du verre) soit plus élevée que celle du verre mi-blanc (d'environ 10°C).

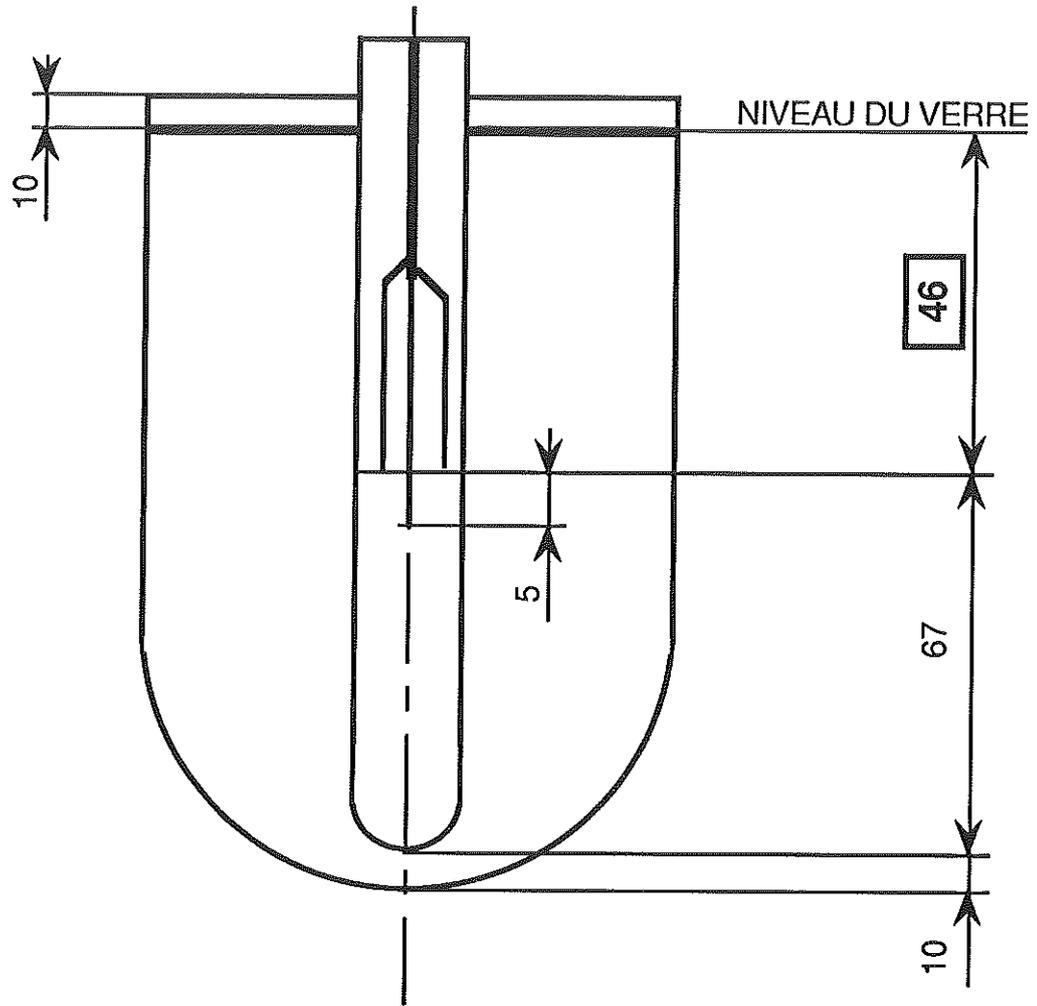
L'écart entre température minimum et maximum est de 20°C pour le verre mi-blanc, et de 50°C pour le verre CHR. Le seul moyen de réduire ces écarts serait d'équiper le creuset d'une voûte chauffante, afin d'éliminer les pertes thermiques par le couvercle. Toutefois, nous avons estimé qu'ils ne justifiaient pas la mise en œuvre, relativement complexe, d'un tel dispositif.

Par ailleurs, les mesures réalisées pour une température de consigne de 1200°C (au lieu de 1100°C), ont montré que les températures aux différents points du creuset était supérieures de 100°C aux précédentes, à quelques degrés près.

III-3-e Le poinçon

Le poinçon utilisé pour mener à bien l'identification du coefficient d'échange avec le verre est en Stellite 12, qui est le matériau utilisé en production (des essais préliminaires ayant été réalisés avec un poinçon en acier).

Nous avons opté pour un poinçon plein, afin de pouvoir y loger les thermocouples plus facilement. Il est constitué de deux demi-cylindres, assemblés à l'aide de vis. L'un de ces demi-cylindres comporte les rainures dans lesquelles sont placés les thermocouples. Compte tenu de la grande dureté superficielle du Stellite 12, elles ont dû être usinées par électro-érosion.



VUE AGRANDIE DES RAINURES

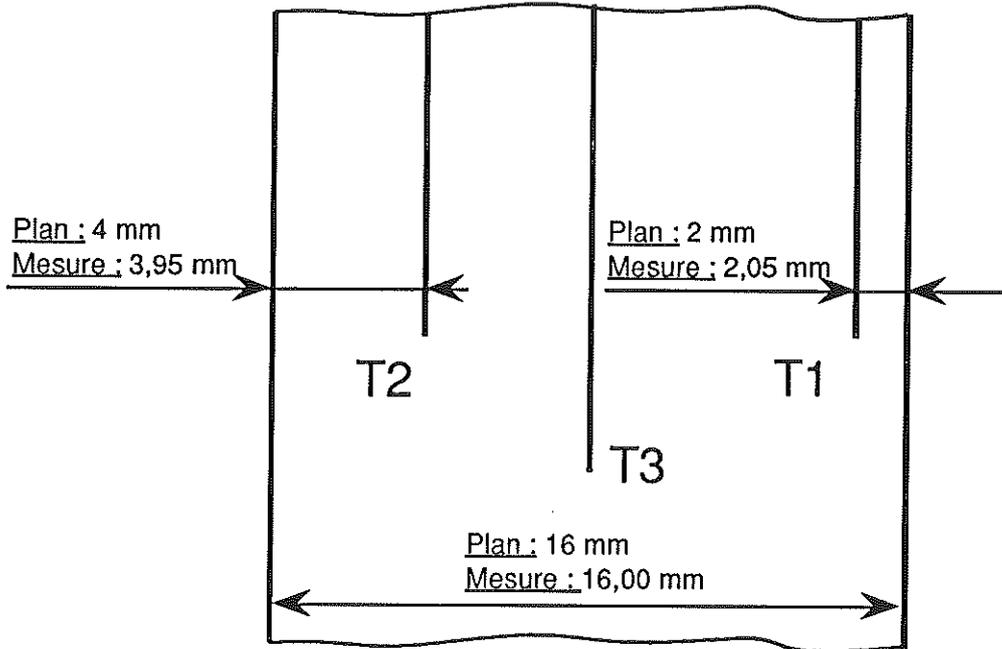
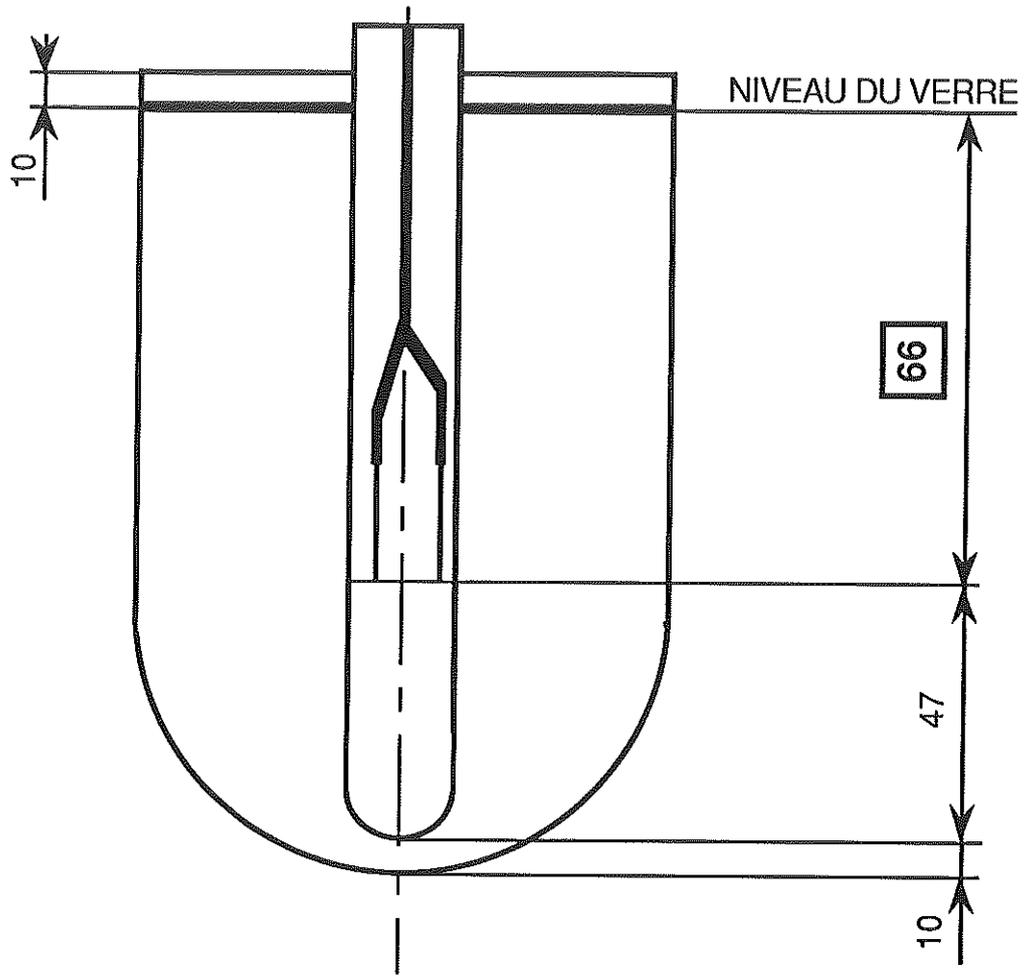


FIGURE III-3/6 : schéma simplifié des rainures - Position n°1.



VUE AGRANDIE DES RAINURES

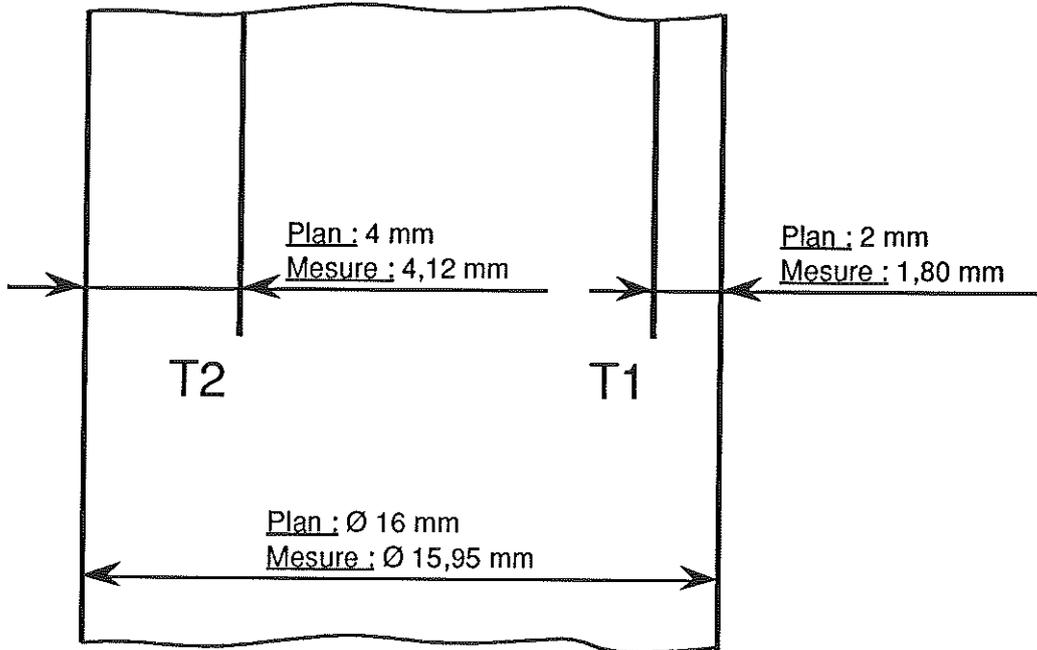


FIGURE III-3/7 : schéma simplifié des rainures - Position n°2.

Dans un premier temps, les mesures ont été réalisées avec le poinçon instrumenté de trois thermocouples, dont le plan figure en annexe A6, et le schéma simplifié sur la figure III-3/6. Les deux rainures externes ont ensuite été prolongées de 20 mm (sur le même poinçon que celui employé précédemment), afin d'analyser l'influence de l'emplacement des thermocouples sur le coefficient d'échange (cf annexe A7 et figure III-3/7).

Les cotes ont été déterminées après usinage. La position des rainures a été mesurée sur le projecteur de profil du Laboratoire de Métrologie de l'INSA de Lyon, avec une précision de $\pm 0,05$ mm. Le diamètre du poinçon est mesuré au pied à coulisse, avec une précision de $\pm 0,02$ mm. Le fait que le diamètre du poinçon ait diminué de 0,05 mm entre la première série de mesures et la seconde s'explique par une légère usure.

Les thermocouples logés dans les rainures sont des Thermocoax à soudure isolée, de type K (chromel/alumel), dont la gaine, en inconel, a un diamètre de 0,25 mm. Leur temps de réponse intrinsèque à 63% (ou constante de temps intrinsèque) vaut environ 3 ms, d'après la documentation du fournisseur. Le problème de l'étalonnage sera discuté au paragraphe III-8.

III-3-f Acquisition des données

L'acquisition des données s'effectue grâce à une centrale programmable Keithley Série 500, pilotée par un micro-ordinateur compatible IBM PC. La centrale est équipée des cartes Keithley AMM2 (voltmètre), AIM7 (mesure de f.e.m. délivrées par des thermocouples), et AOM1 (source de tension).

L'acquisition des f.e.m. délivrées par les thermocouples situés dans le poinçon débute au moment où le signal de départ est communiqué à l'automate, c'est à dire à l'instant où le vérin assurant la translation verticale du poinçon reçoit l'ordre de le retirer du four de préchauffage. Elle se poursuit jusqu'à ce que le poinçon soit revenu en position haute, après avoir été extrait du verre.

Comme on le voit, l'acquisition débute alors que le poinçon est encore dans le four de préchauffage. En effet, afin de pouvoir mener le calcul d'inversion, il est nécessaire de connaître la température initiale en tous points du poinçon, et pas seulement au droit des thermocouples. Or, ceci n'est possible que lorsque le poinçon est encore dans le four de préchauffage. A ce moment-là, il peut être considéré comme étant isotherme, ce qui est démontré par le fait que les différents thermocouples dont il est équipé donnent des

températures voisines au degré près. Une fois le poinçon sorti du four de préchauffage, l'apparition d'un gradient thermique, lié à la perte d'énergie qu'il subit durant le transfert vers le creuset, ne permet plus de connaître, autrement que par le calcul, sa température en dehors des points où sont situés les thermocouples.

L'acquisition d'autres données que les températures au sein du poinçon sont également nécessaires. Le capteur de position déclenché par le déplacement du four de préchauffage, et qui détermine à la fois la mise en mouvement du vérin de translation verticale du poinçon, et le début de l'acquisition des températures, comporte deux contacts électriques indépendants, qui se ferment à l'arrivée du four. L'un de ces contacts est utilisé par l'automate pour fixer l'instant où le vérin entre en action, le deuxième est utilisé par la centrale pour lancer l'acquisition. Compte tenu de l'inertie mécanique du vérin, l'acquisition des températures débute en fait une fraction de seconde avant que le poinçon ne se mette en mouvement.

Par ailleurs, il est également nécessaire de connaître avec précision l'instant où l'extrémité du poinçon entre en contact avec le verre en fusion, ainsi que celui où le poinçon arrive au fond du creuset. A cet effet, un capteur est positionné sur le vérin de translation verticale. Il émet une impulsion électrique chaque fois que la tige du vérin - dont le poinçon est solidaire - parcourt 0,04 mm. Un compteur d'impulsions, réinitialisé automatiquement durant le transfert du poinçon depuis le four de préchauffage vers le creuset, lui est associé. La distance verticale parcourue par le poinçon avant d'atteindre la surface du verre est déterminée préalablement, en amenant manuellement l'extrémité du poinçon au contact du verre, et en notant le nombre d'impulsions qui ont été émises. Par la suite, lors des mesures, un dispositif couplé au compteur d'impulsions ferme un contact électrique lorsque cette distance est atteinte, et l'ouvre au moment où le poinçon arrive au fond du creuset. Il suffit alors de détecter la fermeture et l'ouverture de ce contact grâce à la centrale d'acquisition pour connaître l'instant t_1 correspondant au contact entre le poinçon et le verre, ainsi que l'instant t_3 où le poinçon arrive au fond du creuset.

Ayant déterminé, lorsque le creuset était vide, le nombre d'impulsions correspondant à la course totale du vérin, et connaissant la distance parcourue avant que le poinçon n'atteigne la surface du verre, on détermine par différence la distance L parcourue par le poinçon dans le verre. La vitesse moyenne de déplacement du poinçon dans le verre s'obtient alors simplement :

$$\text{III-3-f/1} \quad V_{\text{moy}} = \frac{L}{t_3 - t_1}$$

On peut également estimer l'instant t_2 pour lequel la soudure d'un thermocouple arrive au même niveau que la surface du verre :

$$\text{III-3-f/2} \quad t_2 \approx \frac{d}{V_{\text{moy}}} + t_1$$

d est la distance séparant la soudure du thermocouple de l'extrémité inférieure du poinçon.

III-4 DESCRIPTION DU MODÈLE UTILISÉ POUR L'INVERSION

Les hypothèses définissant le modèle physique utilisé pour l'inversion sont les suivantes :

- La densité de flux cédée par le verre au poinçon est supposée uniforme sur la totalité de la surface de contact. Cette hypothèse a été en partie testée, en comparant les résultats obtenus pour deux positions différentes des thermocouples (cf position des thermocouples sur les figures III-3/6 et III-3/7). Ce point sera détaillé au paragraphe III-10-c ;
- Comme dans le cas du modèle décrit au chapitre II, on considère que le poinçon est mis instantanément en contact avec le verre. Afin de tester la validité de cette hypothèse, nous avons été amenés à comparer les résultats obtenus à l'aide d'un modèle direct monodimensionnel, appliqué à un barreau cylindrique infini, avec ceux fournis par un modèle direct bidimensionnel, appliqué au poinçon utilisé pour les mesures. Les deux modèles étaient basés sur la méthode des éléments finis. Dans le deuxième cas (modèle bidimensionnel), le déplacement du poinçon dans le verre était discrétisé, en supposant que chaque élément de la surface du poinçon était successivement mis en contact avec le verre, à des instants décalés.

La comparaison entre les deux modèles a montré que l'on pouvait localement supposer un transfert de chaleur monodimensionnel, à condition de considérer qu'en un point donné, l'instant du contact était celui où ce même point arrivait au niveau de la surface du verre. Ceci s'explique par le fait que le flux radial est largement supérieur au flux axial, compte tenu de l'écart de température très élevé qui existe entre le poinçon (300°C à 600°C) et le verre (1100°C à 1200°C).

Toutefois, cette remarque ne s'applique pas si l'on se rapproche trop des extrémités du poinçon. Dans la partie inférieure, des effets bidimensionnels sont provoqués par la géométrie (arrondi en forme de demi-sphère). Dans la partie supérieure, ce sont les pertes thermiques par conduction avec la partie du poinçon restée à l'air libre qui peuvent provoquer un flux axial non négligeable. La figure III-4/1 montre la zone où le transfert de chaleur peut localement être assimilé à un phénomène monodimensionnel, à condition d'admettre que le coefficient d'échange avec le verre est uniforme sur la surface du poinçon. Les thermocouples ont été placés dans cette zone.

Le modèle retenu étant monodimensionnel, les équations décrivant le phénomène sont données ci-après.

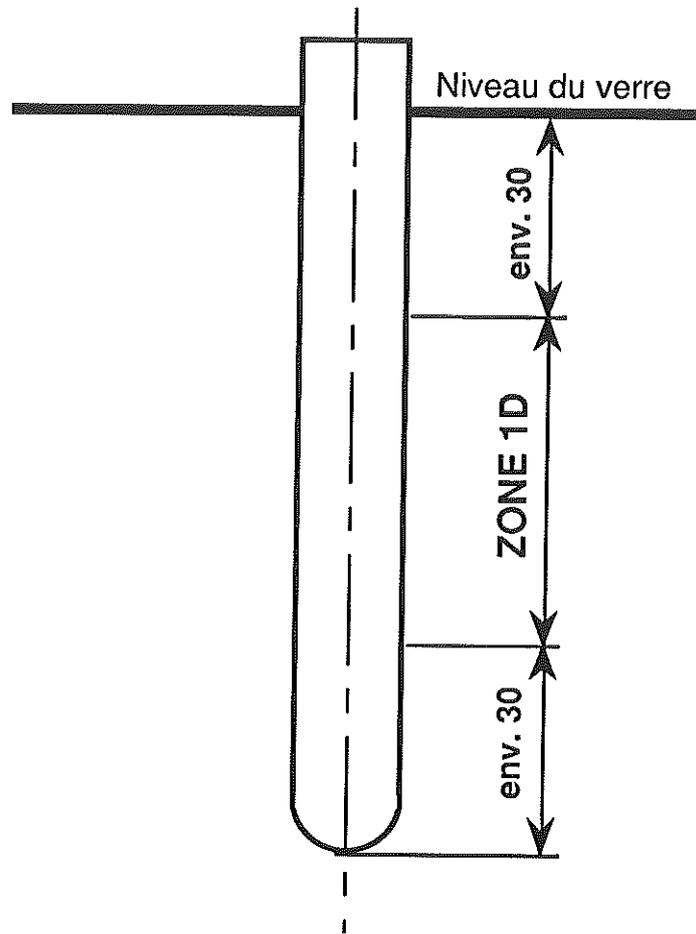


FIGURE III-4/1 : zone où le transfert de chaleur peut être supposé monodimensionnel.

Equation de la conduction dans le poinçon :

$$\text{III-4/1} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) = C \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

Sur l'axe de révolution du poinçon ($r=0$), la symétrie impose :

$$\text{III-4/2} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

Sur la surface du poinçon, on a :

$$\text{III-4/3} \quad k \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = \varphi_t$$

φ_t est le flux total cédé au poinçon par le verre, que l'on désire connaître.

Comme nous l'avons expliqué, l'instant $t=0$ correspond au moment où le poinçon est sur le point d'être retiré du four de préchauffage. Par conséquent, à $t=0$, on a :

$$\text{III-4/4} \quad T(r,0) = T_0$$

T_0 est la température du poinçon dans le four de préchauffage.

Les variations en fonction du temps du champ des températures dans le poinçon, ainsi que de φ_t , sont tout d'abord déterminées avec une méthode inverse. Notons que la connaissance de l'instant où se produit le contact entre le poinçon et le verre n'est pas nécessaire pour mener le calcul.

Par la suite, et compte tenu des remarques précédentes, on considère que le poinçon entre en contact avec le verre lorsque le thermocouple utilisé pour l'inversion atteint le même niveau que la surface du verre, c'est à dire lorsque $t=t_2$, t_2 , étant déterminé par la relation III-3-f/2. A partir de cet instant ($t \geq t_2$), il est possible de calculer le coefficient d'échange avec le verre, à chaque pas de temps, par la relation III-2/2. La température du verre T_v à la hauteur des points de mesure est obtenue à partir des courbes III-3/4 et 3/5.

III-5 SCHÉMA DE RAYNAUD ET BRANSIER

Il existe une classe particulière de méthodes inverses en conduction, basées sur la méthode des différences finies, qui ne sont applicables qu'à des problèmes monodimensionnels, mais qui présentent dans ce cas un grand intérêt du fait de leur simplicité. La méthode basée sur le schéma de Raynaud et Bransier (références [36] à [39]), que nous avons adoptée dans le cadre de cette étude, est décrite dans ce qui suit.

En remarque préliminaire, notons que seul le thermocouple le plus proche de la surface (à environ 2 mm), est utilisé pour procéder à l'inversion. Dans un premier temps, ignorons donc la présence des deux autres thermocouples.

On peut alors scinder le poinçon en deux zones : la première va de l'axe de révolution du poinçon jusqu'au thermocouple qui fournit les données pour l'inversion, la deuxième va de ce même thermocouple jusqu'à la surface du poinçon (cf figure III-5/1).

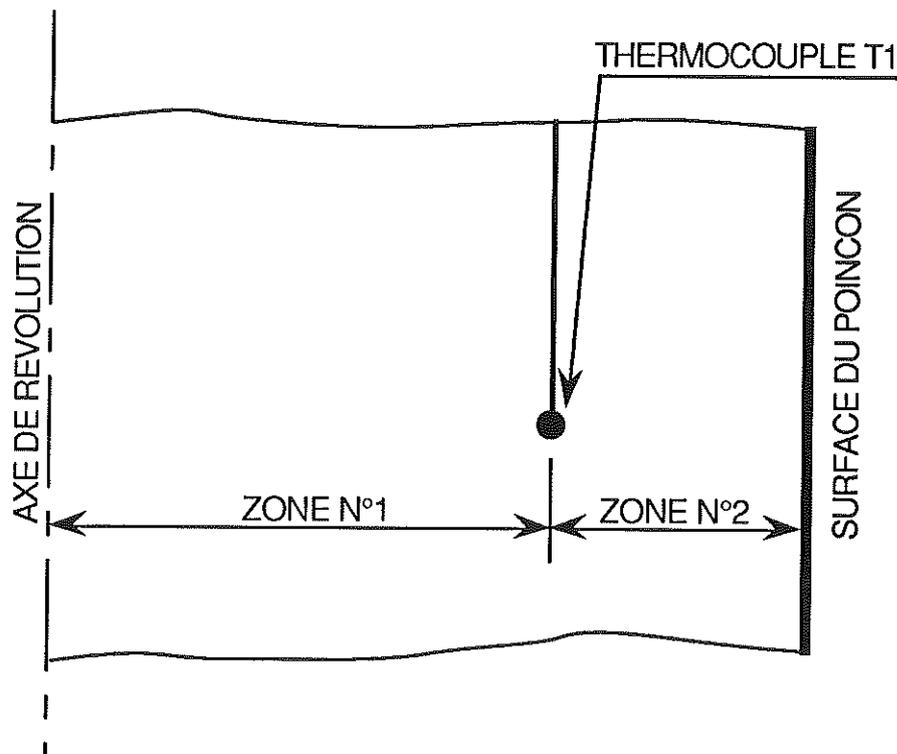


FIGURE III-5/1 : partition du poinçon.

Le calcul peut être décomposé en trois étapes :

- Première étape

Le champ de température est calculé, en fonction du temps, dans la zone n°1, où toutes les conditions aux limites sont connues. En effet, nous savons que l'axe de révolution est adiabatique et la température relevée au droit du thermocouple est utilisée comme condition limite de première espèce. L'équation de la conduction est résolue par différences finies, en employant le schéma implicite pur, ce qui permet d'obtenir la température sur tous les nœuds de la zone n°1, et pour tous les instants de la discrétisation temporelle.

- Deuxième étape

Le champ de température de la zone n°2 est calculé grâce au schéma de Raynaud et Bransier, ce qui constitue l'inversion proprement dite :

$$\text{III-5/1} \quad \left(r_{i-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\Delta r}{2} + r_{i+\frac{1}{2}} \cdot \frac{\Delta r_2}{2} \right) \cdot C_i^j \cdot \frac{T_i^{j+1} - T_i^{j-1}}{2 \cdot \Delta t} = r_{i-\frac{1}{2}} \cdot \hat{\phi}_{i-\frac{1}{2}}^j - r_{i+\frac{1}{2}} \cdot \phi_{i+\frac{1}{2}}^j$$

$$\text{III-5/2} \quad k_{i \pm \frac{1}{2}}^j = \frac{k_i^j + k_{i \pm 1}^j}{2} \quad \text{et} \quad r_{i \pm \frac{1}{2}} = \frac{r_i + r_{i \pm 1}}{2}$$

Avec :

$$\text{III-5/3} \quad \phi_{i-\frac{1}{2}}^j = -k_{i-\frac{1}{2}}^j \cdot \frac{T_i^j - T_{i-1}^j}{\Delta r} \quad \phi_{i+\frac{1}{2}}^j = -k_{i+\frac{1}{2}}^j \cdot \frac{T_{i+1}^j - T_i^j}{\Delta r_2}$$

et :

$$\text{III-5/4} \quad \hat{\phi}_{i-\frac{1}{2}}^j = \frac{\left(\phi_{i-\frac{1}{2}}^{j-1} + \phi_{i-\frac{1}{2}}^{j+1} \right)}{2}$$

L'indice i se réfère à un nœud du maillage, j au temps. Δr_1 est le pas du maillage dans la zone 1, Δr_2 dans la zone 2. Lorsque i représente le premier nœud de la zone n°2 (situé à la même abscisse que le thermocouple), Δr est égal à Δr_1 . Pour les autres nœuds de la zone n°2, Δr est égal à Δr_2 .

Les autres notations sont explicitées dans la nomenclature donnée en début de chapitre.

En portant la relation III-5/3 dans la relation III-5/1, il vient :

$$\text{III-5/5} \quad T_{i+1}^j = T_i^j + \left[\left(r_{i-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\Delta r}{2} + r_{i+\frac{1}{2}} \cdot \frac{\Delta r_2}{2} \right) \cdot C_i^j \cdot \frac{T_i^{j+1} - T_i^{j-1}}{2 \cdot \Delta t} - r_{i-\frac{1}{2}} \cdot \hat{\varphi}_{i-\frac{1}{2}}^j \right] \cdot \frac{\Delta r_2}{r_{i+\frac{1}{2}} \cdot k_{i+\frac{1}{2}}^j}$$

Cette relation est explicite si la conductivité du matériau est indépendante de la température. Dans le cas contraire, des itérations sont nécessaires.

Le principe de la méthode consiste à utiliser la relation III-5/5 pour calculer la température sur le premier nœud de la zone n°2, ceci pour tous les instants du calcul. Une fois la température du premier nœud connue sur toute la plage de temps, on passe au deuxième, et ainsi de suite, jusqu'à atteindre la surface du poinçon.

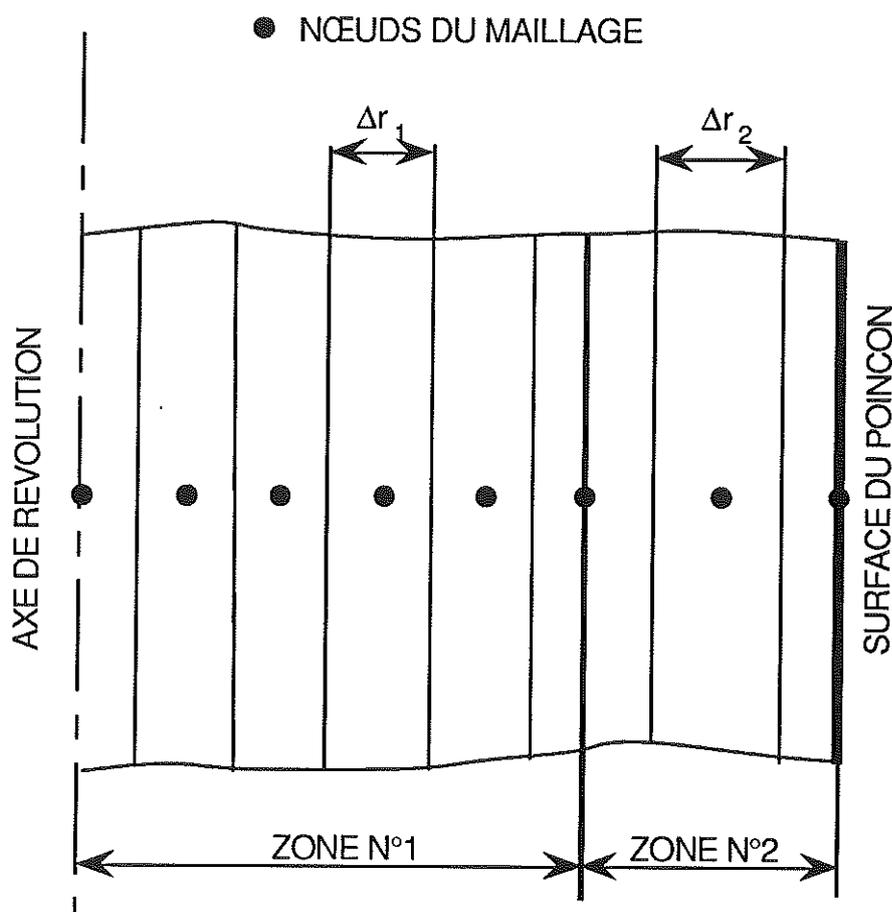


FIGURE III-5/2 : maillage.

L'originalité du schéma de Raynaud et Bransier réside en fait dans la relation III-5/3, qui fait intervenir la moyenne des densités de flux aux instants $j-1$ et $j+1$. En effet, le problème majeur rencontré dans l'utilisation de méthodes inverses pour les problèmes de conduction en régime transitoire réside dans l'amplification du bruit inhérent à tout système d'acquisition de grandeurs électriques et donc, en particulier, au mesures de f.e.m. délivrées par des thermocouples. Le fait de remplacer la densité de flux à l'instant j par la moyenne des densités de flux aux instants $j-1$ et $j+1$ induit un effet de filtre, d'autant plus important que le nombre de nœuds dans la zone n°2 est élevé (la relation III-5/3 étant alors appliquée un plus grand nombre de fois).

Le nombre de nœuds dans la zone n°2 est donc un paramètre qui permet de régler l'intensité du filtre, le but étant de limiter l'amplification du bruit lorsqu'on se déplace du thermocouple vers la surface, tout en perdant le moins d'information possible. L'influence de cet effet de filtre apparaîtra clairement dans les simulations du paragraphe suivant.

- Troisième étape

Le champ de température est à présent connu sur la totalité des nœuds du maillage, et pour tous les intervalles de temps. Pour déterminer la densité de flux cédée au poinçon par le verre à l'instant j (notée φ_t^j), il suffit alors d'appliquer le même schéma que précédemment, mais cette fois sur le nœud situé à la surface du poinçon, ce qui donne :

$$\text{III-5/6} \quad r_{n-1} \cdot \frac{\Delta r_2}{2} \cdot C_h^j \cdot \frac{T_n^{j+1} - T_n^{j-1}}{2 \cdot \Delta t} = r_{n-1} \cdot \hat{\varphi}_{n-1}^j + r_n \cdot \varphi_t^j$$

En réordonnant l'équation III-5/6, et en utilisant les relations III-5/3 et III-5/4, φ_t^j s'exprime de façon explicite en fonction de températures déjà déterminées lors de l'étape n°2.

Lorsque le poinçon est en contact avec le verre, il ne reste plus qu'à calculer le coefficient d'échange par la relation III-2/2.

III-6 SIMULATIONS

Le principe des simulations consiste à calculer, grâce à un modèle direct, la température à l'abscisse du thermocouple utilisé pour l'inversion, à partir d'un coefficient d'échange fixé arbitrairement ; on procède ensuite à l'inversion en employant la température ainsi calculée, comme s'il s'agissait de la grandeur mesurée. Il est alors possible d'évaluer la précision avec laquelle on arrive à retrouver le coefficient d'échange qui avait permis de générer les données, et donc de tester la méthode.

Le cas test utilisé pour générer les «pseudo-mesures» est défini de la façon suivante :

- modèle monodimensionnel,
- diamètre du poinçon : 16 mm,
- poinçon en Stellite 12 (cf propriétés en annexe C1 et C2),
- durée du transfert du poinçon depuis le four de préchauffage jusqu'au creuset : 5 s,
- durée du contact avec le verre : 3 s,
- température de préchauffage du poinçon : 350°C,
- température ambiante : 20°C,
- température du verre : 1100°C,
- conditions aux limites : durant le transfert, un coefficient d'échange de 20 W/(m².K) est appliqué sur la surface du poinçon, afin de tenir compte des pertes par convection et rayonnement qu'il subit durant cette phase. Lorsque le poinçon est au contact du verre, le coefficient d'échange vaut 3000 W/(m².K) à l'instant du contact, décroît linéairement jusqu'à 500 W/(m².K) pendant 1,5 s, et garde cette valeur jusqu'à la fin du calcul.

La résolution du modèle direct se fait par éléments finis (logiciel décrit au chapitre IV), en prenant vingt éléments linéaires dans la zone n°1, cinq dans la zone n°2, et un pas de temps de 1,7 ms.

Dans le cadre du modèle inverse, les mêmes paramètres que ci-dessus sont utilisés, à l'exception des coefficients d'échange à la surface du poinçon, qui constituent à présent des résultats, et non plus des données.

Il existe par contre des données supplémentaires par rapport au modèle direct :

- on suppose que le thermocouple utilisé pour l'inversion est positionné à 2 mm de la surface,

- le maillage de la zone n°1 du poinçon (problème direct) comporte 20 nœuds,
- le pas de temps est de 17 ms durant la totalité du calcul.

La figure III-6/1 montre la variation en fonction du temps du coefficient d'échange entre le poinçon et le verre utilisé pour générer les «pseudo-mesures» (cercles noirs), ainsi que le coefficient d'échange obtenu à l'aide du logiciel d'inversion, lorsqu'on prend 5 nœuds dans la zone n°2 du poinçon (trait continu). Il est possible de constater sur cette figure que le coefficient d'échange identifié suit parfaitement celui qui avait été fixé pour le calcul direct (et qu'il convenait par conséquent de retrouver), à l'exception d'une période très brève succédant à l'instant où le contact entre le verre et le poinçon se produit.

Le même type de résultat se trouve sur la figure III-6/2 mais, cette fois-ci, la zone n°2 comporte 50 nœuds au lieu de 5. Le phénomène précédemment remarqué s'est amplifié, puisque le coefficient d'échange identifié ne rejoint les valeurs de référence que 0,2 s environ après le début du contact. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, le nombre de nœuds dans la zone n°2 est un paramètre déterminant l'intensité du filtre utilisé pour le calcul. Il est par conséquent normal qu'une valeur plus élevée de ce paramètre entraîne un lissage plus important des résultats.

En fait, si les résultats des figures III-6/1 et III-6/2 permettent d'évaluer la perte de résolution engendrée par l'augmentation du nombre de nœuds dans la zone n°2, il ne sont pas tout à fait réalistes, puisque les pseudo-mesures, à l'inverse des vraies, ne sont pas entachées d'erreurs. Les figures III-6/3 et III-6/4 représentent les mêmes calculs, mais cette fois-ci pour des données bruitées artificiellement (un signal aléatoire, d'une amplitude de 0,6°C, centré sur zéro, et obtenu à partir de mesures réelles, leur est ajouté). Il est visible que, dans le cas où l'on prend 50 nœuds dans la zone n°2, l'amplification du bruit se trouve très réduite, alors que les résultats obtenus avec seulement 5 nœuds sont inexploitable.

Une autre technique destinée à lutter contre l'amplification du bruit de mesure consiste à appliquer un filtre numérique sur les températures mesurées, ce qui consiste tout simplement à remplacer la température mesurée à l'instant j , par une valeur moyenne, donnée par la relation suivante :

$$\text{III-6/1} \quad T_m^j = \frac{\sum_{k=1}^w Z_k \cdot T^{j+k-(w+1)/2}}{\sum_{l=1}^w Z_l}$$

5 NOEUDS DANS LA ZONE N° 2

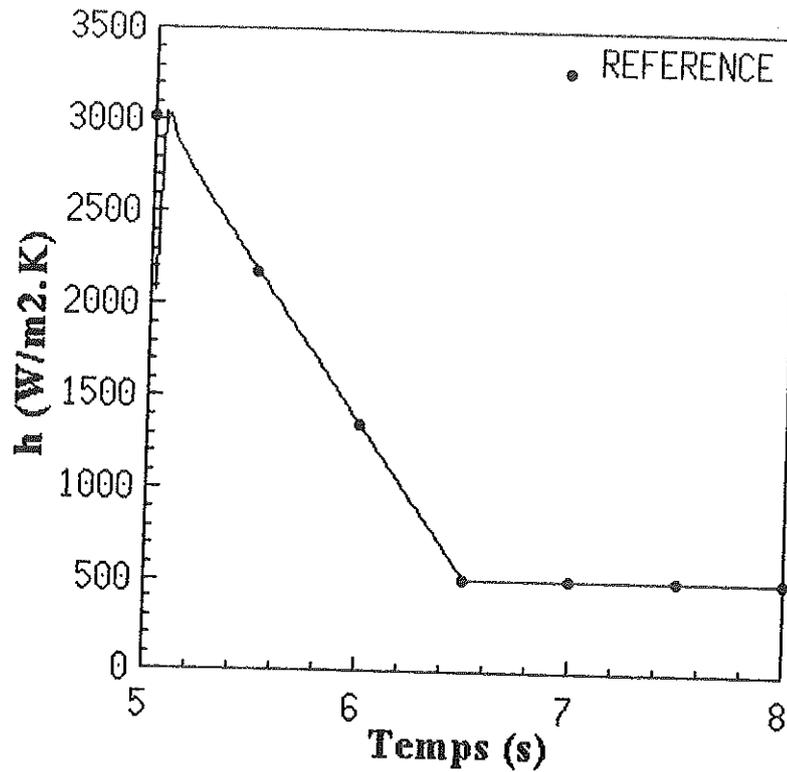


FIGURE III-6/1 : simulation avec des données exactes -
5 nœuds dans la zone n°2.

50 NOEUDS DANS LA ZONE N° 2

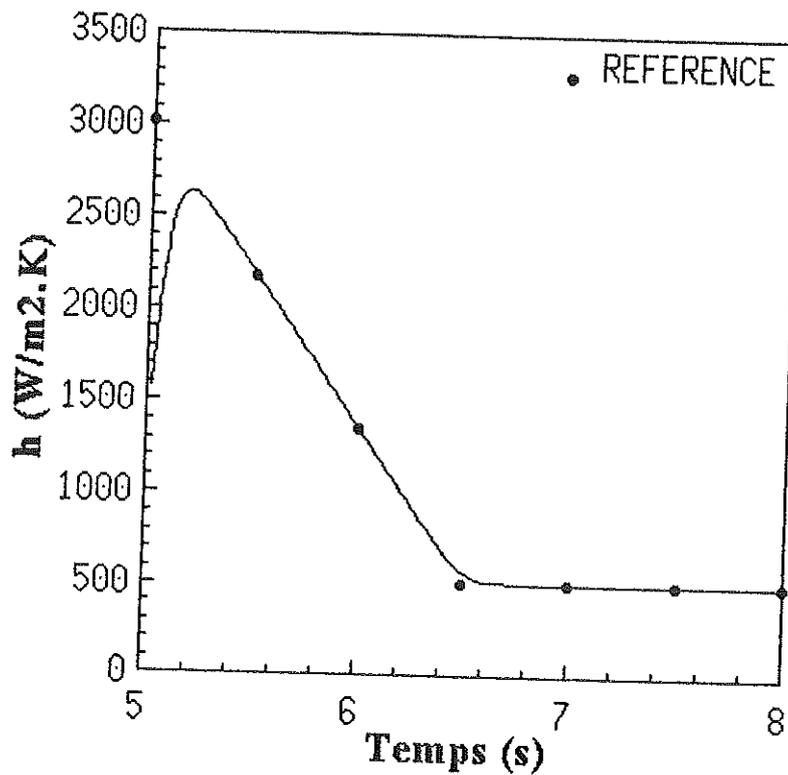


FIGURE III-6/2 : simulation avec des données exactes -
50 nœuds dans la zone n°2.

5 NOEUDS DANS LA ZONE N° 2

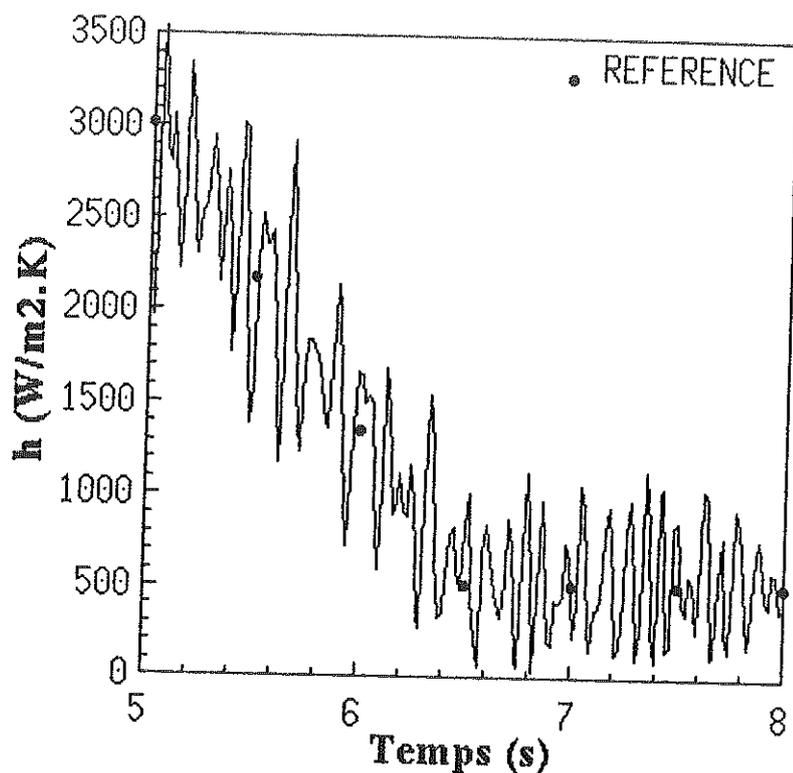


FIGURE III-6/3 : simulation avec des données bruitées - 5 nœuds dans la zone n°2.

50 NOEUDS DANS LA ZONE N° 2

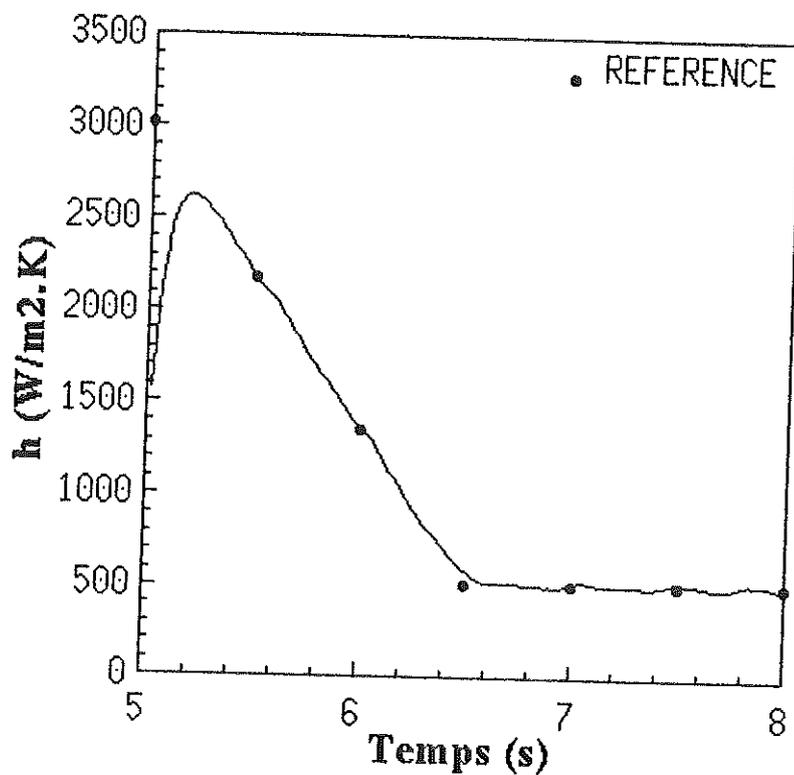


FIGURE III-6/4 : simulation avec des données bruitées - 50 nœuds dans la zone n°2.

w est un nombre impair, qui représente le nombre de températures prises en compte dans le filtre, dont l'intensité est donc d'autant plus forte que w est élevé.

Z_k est un coefficient de pondération, dont la valeur décroît lorsque la température prise en compte dans le filtre s'éloigne de l'instant j . Une des solutions couramment employées pour le calcul des coefficients Z_k est de choisir leur valeur sur la courbe de Gauss :

$$\text{III-6/2} \quad Z_k = \exp \left[-2 \cdot \Pi \cdot \left(\frac{w+1 - 2.k}{w - 1} \right)^2 \right]$$

La figure III-6/5 montre le résultat de la simulation pour des données exactes préfiltrées ($w=15$), avec 5 nœuds dans la zone n°2. On peut constater que la perte de résolution engendrée par le préfiltre est extrêmement faible, alors que d'après la figure III-6/6, l'effet d'amplification du bruit a été restreint.

Notons également que le pas de temps adopté pour le calcul a lui aussi une influence sur l'amplification du bruit et sur la résolution : des pas de temps plus grands diminuent l'amplification du bruit, tout en entraînant une perte de résolution.

Comme on a pu le constater, le problème majeur rencontré dans la résolution de problèmes inverses en conduction et en régime transitoire consiste à trouver le meilleur compromis possible entre l'atténuation du bruit contenu dans les mesures de température, et la perte de résolution qui en résulte. Ce compromis peut être trouvé, dans notre cas, en jouant sur trois paramètres : le nombre de nœuds dans la zone n°2, le nombre de températures utilisées dans le préfiltre, et le pas de temps adopté pour le calcul.

DONNEES NON BRUTEES

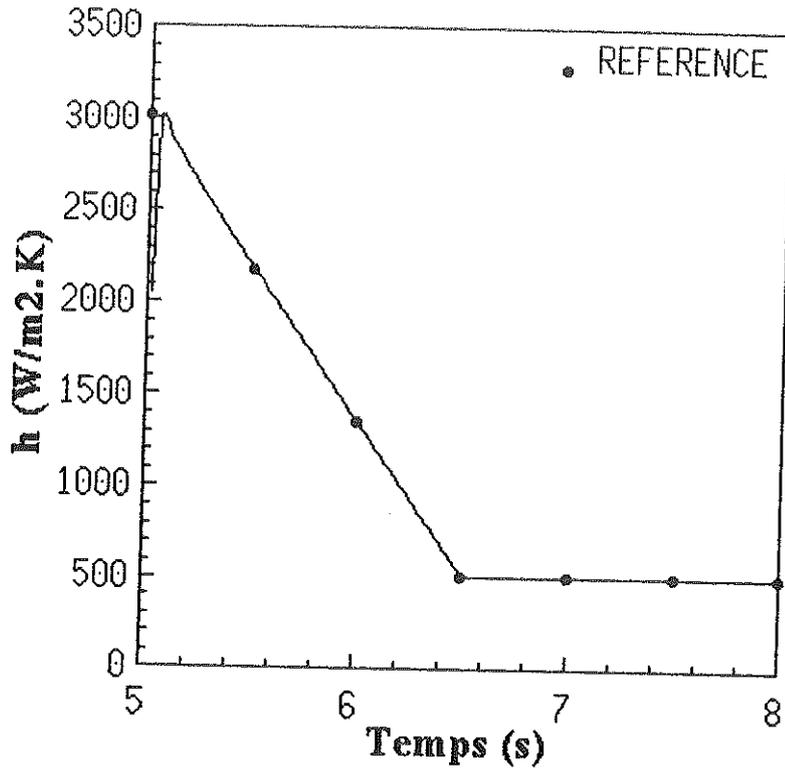


FIGURE III-6/5 : simulation avec des données exactes puis préfiltrées ($w=15$) - 5 nœuds dans la zone n°2.

DONNEES BRUTEES

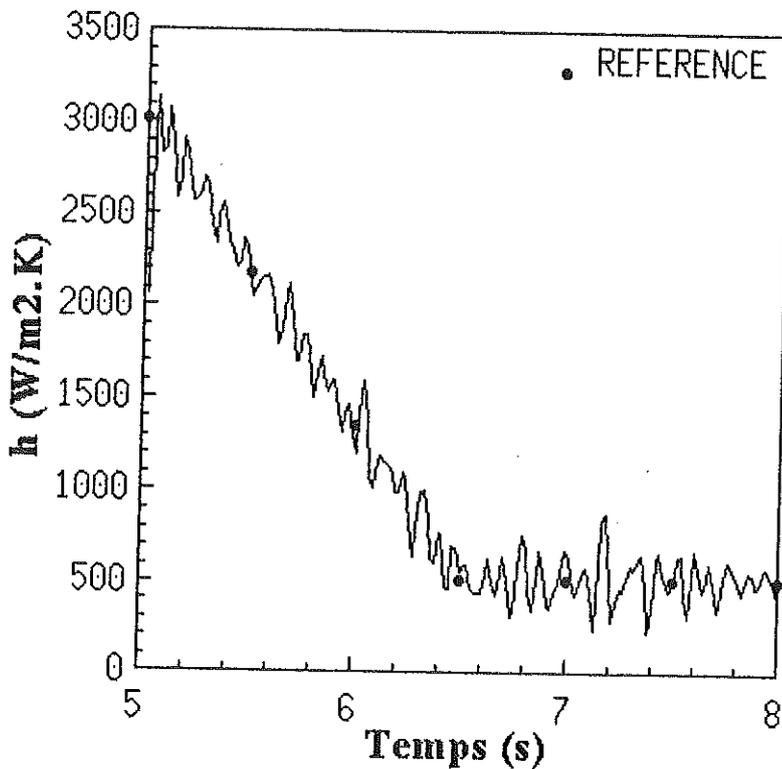


FIGURE III-6/6 : simulation avec des données bruitées et préfiltrées ($w=15$) - 5 nœuds dans la zone n°2.

III-7 EXEMPLE D'UN DÉPOUILLEMENT COMPLET

III-7-a Conditions expérimentales

Les conditions expérimentales pour le résultat qui va être présenté sont les suivantes :

- géométrie du poinçon et position des rainures logeant les thermocouples : cf figure III-3/6,
- état de surface du poinçon : polissage circonférenciel (cf § III-10-d),
- durée du transfert du poinçon depuis le four de préchauffage jusqu'au creuset : 5,50 s,
- durée du contact avec le verre : 2 s,
- vitesse moyenne de déplacement du poinçon dans le verre : 255 mm/s,
- verre CHR,
- température de préchauffage du poinçon : 375°C,
- température de consigne du creuset : 1100°C,
- température du verre à hauteur des thermocouples, lorsque le poinçon est au fond du creuset : 1090°C. C'est la température T_V apparaissant dans la relation III-2/2, qui permet le calcul du coefficient d'échange ; elle est déterminée d'après la cartographie de la figure III-3/5,
- période d'acquisition des températures : 17 ms. Cette valeur représente le temps nécessaire à l'acquisition des f.e.m. des trois thermocouples, ainsi qu'à la détection de l'état (ouvert ou fermé) du contact.

En ce qui concerne les paramètres numériques, des essais successifs ont permis de les fixer aux valeurs ci-dessous :

- nombre de nœuds dans la zone n°1 : 20,
- nombre de nœuds dans la zone n°2 : 5,
- nombre de températures prises en compte dans le préfiltre : $w=15$,
- intervalle de temps : 17 ms pendant 6 s, 34 ms dans la suite du calcul.

III-7-b Température superficielle du poinçon

La température superficielle du poinçon, identifiée avec les conditions expérimentales décrites ci-dessus, est représentée sur la figure III-7/1. La droite verticale à l'abscisse $t=5,50$ s matérialise l'instant où le thermocouple T1 (utilisé pour l'identification), arrive au même niveau que le verre, qui est considéré, dans le cadre de notre modèle monodimensionnel, comme l'instant où le contact entre le poinçon et le verre se produit.

Dans la partie de la courbe correspondant au transfert ($t < 5,50s$), la température superficielle du poinçon décroît légèrement, du fait des pertes thermiques avec le milieu ambiant. Elle commence à augmenter un peu avant que le contact ne se produise, ce qui peut être attribué au fait que, contrairement à l'hypothèse faite dans le modèle, la descente du poinçon n'est pas instantanée, mais surtout à un effet d'anticipation propre aux méthodes utilisées dans la résolution de problèmes inverses [36]. Ce phénomène, qui n'est heureusement pas très marqué, sera également constaté dans le cas de la variation du flux en fonction du temps.

Par ailleurs, la température superficielle du poinçon varie brutalement ($130^{\circ}C$ environ), dans la demi-seconde qui suit le contact, et tend à se stabiliser par la suite.

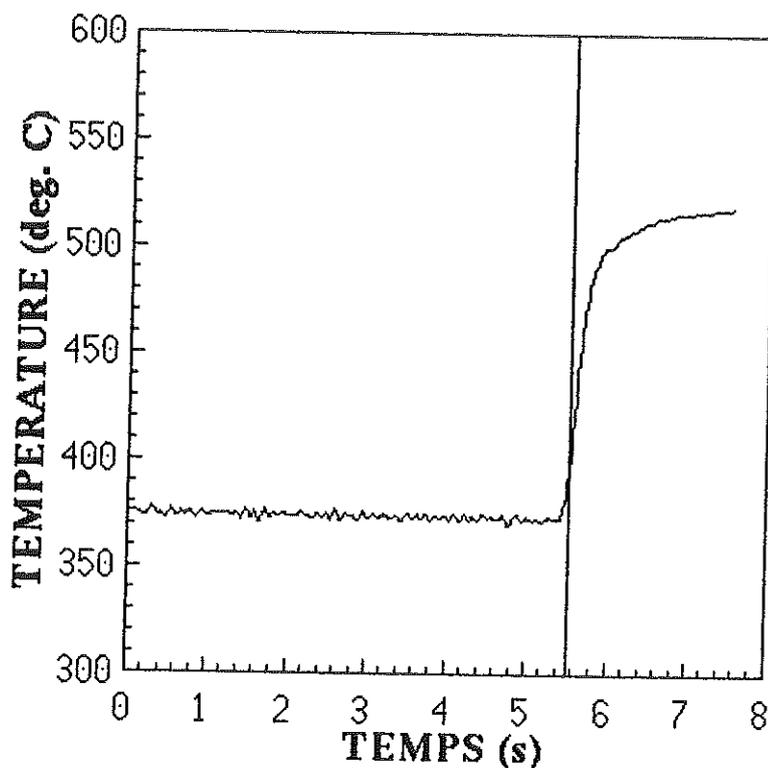


FIGURE III-7/1 ; température superficielle du poinçon.

La courbe III-7/1 est représentative des résultats obtenus pour un préchauffage du poinçon d'environ $370^{\circ}C$, le verre étant à $1090^{\circ}C$. Dans le cas d'un préchauffage aux alentours de $560^{\circ}C$, l'évolution de la température superficielle en fonction du temps garde la même allure, et l'échauffement de la surface du poinçon dans la demi-seconde suivant le contact vaut environ une centaine de degrés.

III-7-c Flux à la surface du poinçon

La courbe III-7/2 représente le flux par unité de longueur, en W/mm (le flux par unité de longueur est la densité de flux multipliée par la circonférence du poinçon). Comme dans le cas de la température superficielle, il commence à augmenter très légèrement avant l'instant du contact, pour les mêmes raisons.

On peut constater la présence d'un pic à 90 W/mm environ, décalé de 1 à 2 dixièmes de seconde par rapport au contact, suivi d'une décroissance rapide.

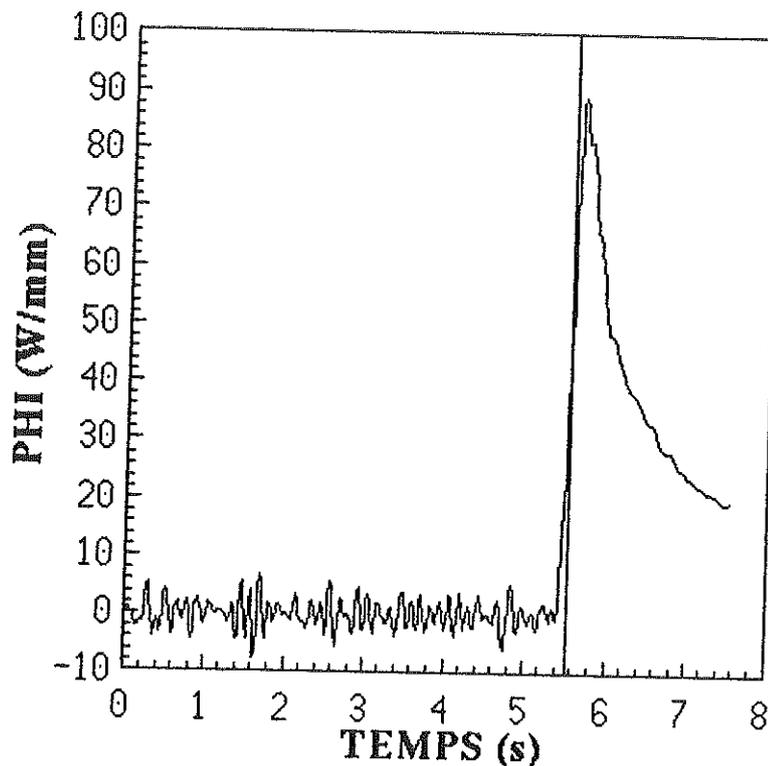


FIGURE III-7/2 ; flux par unité de longueur de poinçon.

III-7-d Coefficient d'échange

Le coefficient d'échange (figure III-7/3) constitue la grandeur recherchée, qui sera utilisée par la suite dans les calculs de simulation du procédé de pressage des ébauches de bouteilles. Il n'est calculé qu'à partir de 5,5 s, instant où le contact entre le verre et le poinçon se produit.

Il culmine vers 2800 W/(m².K), puis diminue jusqu'à atteindre une valeur de 700 W/(m².K) deux secondes après que le contact entre le verre et le poinçon se soit produit.

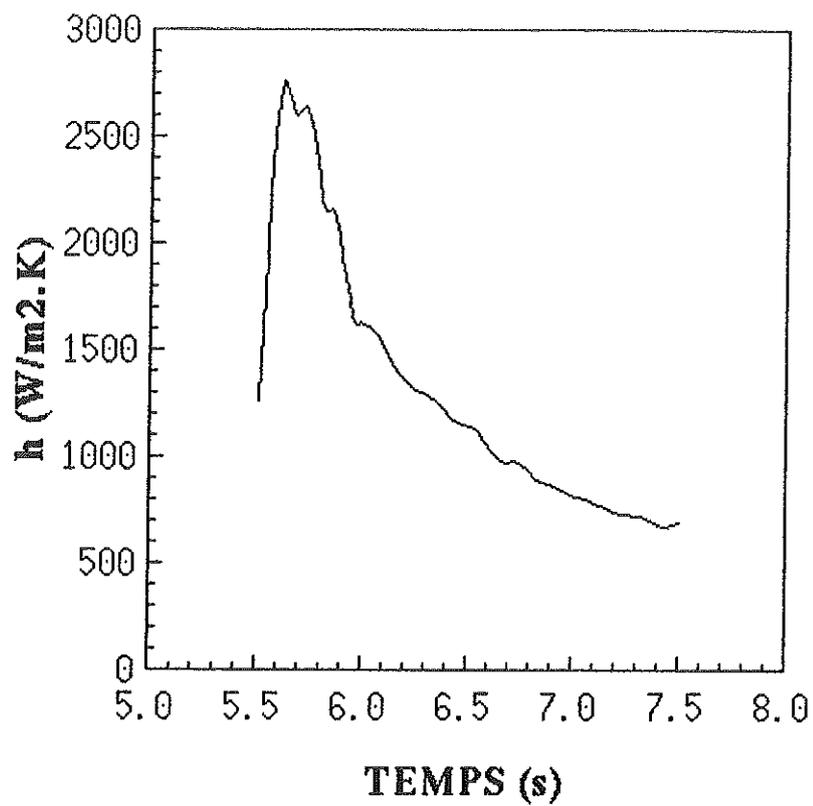


FIGURE III-7/3 : coefficient d'échange entre le verre et le poinçon.

III-8 SENSIBILITÉ AUX ERREURS

La détermination de la sensibilité aux erreurs consiste à prendre un cas de référence (en l'occurrence celui du paragraphe précédent), et à perturber chaque paramètre intervenant dans le modèle d'une valeur correspondant à l'incertitude sur sa détermination. Si h_{ref} est le coefficient d'échange obtenu avec le cas de référence, et h_{pert} celui obtenu en perturbant un paramètre, donné, l'erreur relative associée à ce paramètre est donnée par la relation suivante :

$$III-8/1 \quad E = \frac{h_{pert} - h_{ref}}{h_{ref}}$$

Comme le montre le tableau III-8/1, chaque source d'erreur est tout d'abord analysée séparément, puis toutes les erreurs sont cumulées de façon à majorer, puis minorer le coefficient d'échange.

Les incertitudes sur les mesures du diamètre du poinçon et de la position des rainures ont déjà été évoquées au paragraphe III-3-e. Les intervalles d'erreur sur les mesures de la diffusivité et de la chaleur spécifique du Stellite 12 nous ont été communiquées par les laboratoires qui les ont effectuées. Quant à la température du verre, c'est l'hétérogénéité thermique du creuset qui est prise en compte (cf cartographie sur la figure III-3/5).

Les temps donnés dans le tableau III-8/1 sont comptés à partir du moment où se produit le contact entre verre et poinçon. Les erreurs supérieures à 5%, en valeur absolue, sont mentionnées en caractères gras. La chaleur spécifique est la principale source d'erreur sur la valeur maximum du coefficient d'échange. Dans le cas de référence choisi, ce maximum se produit à l'instant $t=0,04$ s (compté à partir du contact). Par contre, aux instants $t=0,5$ s, $t=1$ s, et $t=2$ s, c'est l'incertitude sur la température du verre qui produit les erreurs les plus grandes. Les erreurs cumulées, qui sont données dans le tableau ci-dessus, sont également représentées sous forme de courbes sur la figure III-8/1. Elles atteignent des valeurs élevées durant les trois premiers dixièmes de secondes suivant l'instant du contact, et se stabilisent ensuite aux environs de $\pm 10\%$.

Il convient également de noter que l'évaluation de la sensibilité aux erreurs qui vient d'être faite est évidemment pessimiste, puisque toutes les sources d'erreur sont supposées agir dans le même sens.

PARAMETRE DU MODELE	INCERTITUDE	ERREUR RELATIVE			
		VALEUR MAXIMUM	t=0,5 s	t=1,0 s	t=2,0 s
CHALEUR SPECIFIQUE DU POINCON	+ 5 %	+12,5 %	+ 2,2 %	+ 2,0 %	+ 4,5 %
	- 5 %	-10.2 %	- 2,5 %	- 2,3 %	- 4,6 %
DIFFUSIVITE DU POINCON	+10%	- 5,1 %	+ 2,4 %	+ 2,6%	+ 0,4 %
	- 10%	+ 7,7 %	- 2,9 %	- 3,1%	- 0,5 %
DIAMETRE DU POINCON	+0,02 mm	+ 1,1%	+ 0,1 %	0,0 %	+ 0,1 %
	-0,02 mm	- 1,1 %	- 0,1 %	0,0 %	- 0,1 %
POSITION DU THERMOCOUPLE	+0,05 mm	- 4,5 %	- 0,1 %	+ 0,4 %	+ 0,4 %
	-0,05 mm	+ 5,4 %	0,0 %	- 0,5 %	- 0,4 %
TEMPERATURE DU VERRE	+ 20 °C	- 3,0 %	- 3,3 %	- 3,4 %	- 3,4 %
	- 30 °C	+ 4,9 %	+5,4 %	+5,5 %	+5,5 %
ERREUR CUMULEE	XXXXXXXXXX	+ 38 %	+ 11 %	+ 10 %	+ 10 %
	XXXXXXXXXX	- 18 %	- 8 %	- 8 %	- 8 %

TABLEAU III-8/1 : sensibilité aux erreurs.

Par ailleurs, l'influence d'une erreur d'étalonnage à également été étudiée, en se donnant tout d'abord des lois d'étalonnage choisies arbitrairement, tout en gardant un caractère réaliste, puis en effectuant quelques mesures à l'aide de thermocouples étalonnés par comparaison avec un autre thermocouple (Thermocoax de type K, diamètre de gaine 4 mm), lui même étalonné par le fournisseur. Les courbes d'étalonnage montrant, pour chaque thermocouple, l'écart entre la température déterminée par la table de conversion standard, et celle donnée par le thermocouple de référence, sont présentées sur la figure III-8/2.

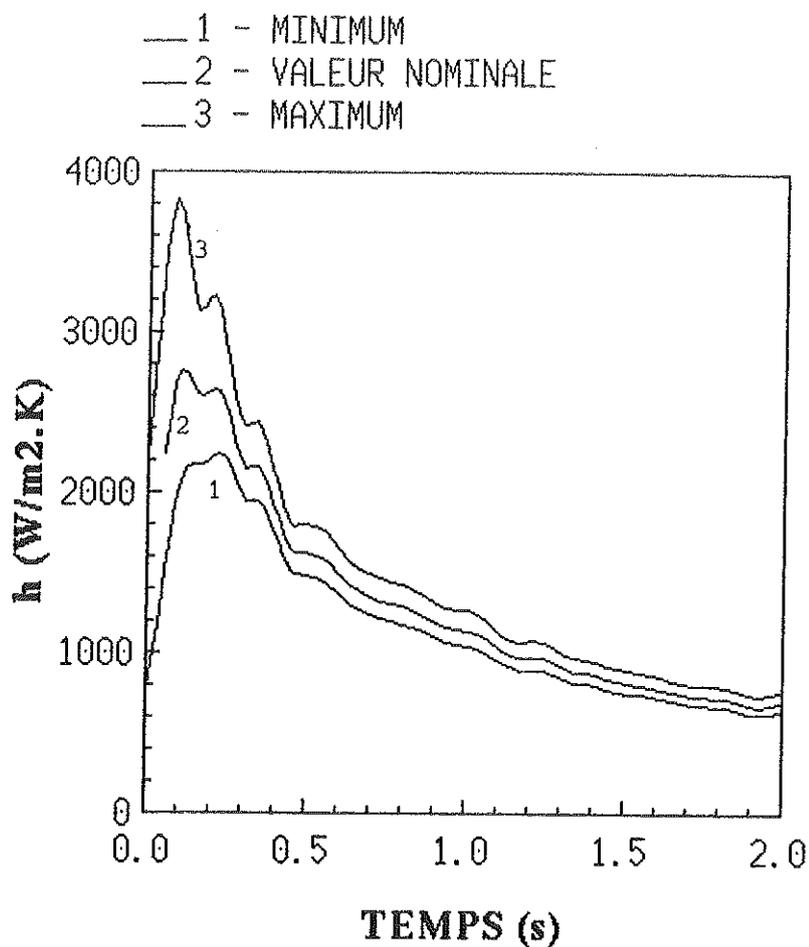


FIGURE III-8/1 : bornes minimum et maximum des erreurs cumulées sur le coefficient d'échange.

- THERMOCOUPLE T3
- x THERMOCOUPLE T2
- THERMOCOUPLE T1

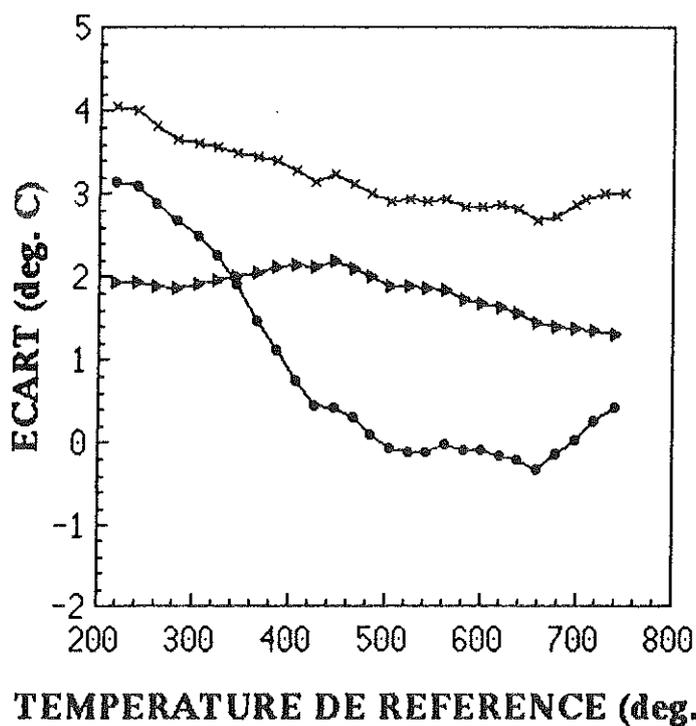


FIGURE III-8/2 : courbes d'étalonnage.

Il est apparu que le fait de remplacer la loi donnant la f.e.m. en fonction de la température, pour un thermocouple donné, par les valeurs de la table standard du couple chromel-alumel n'entraînait que des erreurs tout à fait négligeables sur l'identification du coefficient d'échange. En effet, si le problème était parfaitement linéaire, une erreur constante sur les mesures de température ne modifierait en rien la valeur du coefficient d'échange identifié (seules compteraient les variations de température). Dans le cas d'un problème quasi-linéaire, et sachant qu'une erreur d'étalonnage, de l'ordre de quelques degrés, varie peu avec la température de la soudure du thermocouple, il est naturel de constater qu'elle a une influence négligeable sur les résultats obtenus.

Par conséquent, la plupart des mesures qui sont présentées ici ont été réalisées à l'aide de thermocouples non étalonnés, en supposant que la loi donnant la f.e.m. en fonction de la température était celle de la table standard.

III-9 VALIDATION DES RÉSULTATS

III-9-a Comparaisons entre températures calculées et mesurées

Comme on l'a vu précédemment, seul le thermocouple le plus proche de la surface est utilisé pour l'inversion. Le champ des températures étant déterminé dans la totalité du poinçon, le ou les autres thermocouples sont utilisés afin de tester la validité du modèle et des mesures, des comparaisons pouvant être faites entre les valeurs mesurées et calculées dans la zone directe au même endroit.

Le tableau ci-dessous montre les écarts entre calcul et mesure, pour le cas présenté au paragraphe III-7.

	TEMPS	MESURE	CALCUL	ECART
THERMOCOUPLE T2	t=0 s	373,5°C	371,5°C	- 2°C
	t=1 s	402,1°C	398,1°C	- 4°C
	t=2 s	440,5°C	439,2°C	- 1,3°C
THERMOCOUPLE T3	t=0 s	374,1°C	373,9°C	- 0,2°C
	t=1 s	377,7°C	377,2°C	- 0,5°C
	t=2 s	406,3°C	405,2°C	- 1,1°C

TABLEAU III-9/1 : écarts entre températures mesurées et calculées.

Le thermocouple T3 se trouve sur l'axe de révolution du poinçon, le thermocouple T2 à 3,95 mm de la surface (le thermocouple T1 ayant servi à l'identification se trouve à 2,05 mm de la surface). Le temps est compté par rapport à l'instant du contact. Comme on peut le constater, les écarts restent faibles, le calcul à l'abscisse du thermocouple T2 étant légèrement plus éloigné de la mesure que dans le cas du thermocouple T3. La comparaison ainsi effectuée permet de tester le modèle, et de savoir s'il n'existe pas de problème au niveau des mesures.

La concordance entre calcul et mesure a été un des problèmes majeurs qui se sont posés lors de la mise au point du banc de mesure. En particulier, un centrage rigoureux des deux parties du poinçon est nécessaire pour atteindre ce but. A cet effet, un logement permettant d'insérer un pion de centrage vers l'extrémité inférieure du poinçon a dû être usiné après que les premières

mesures aient révélé une trop mauvaise concordance entre températures calculées et mesurées. Dans la partie supérieure (qui n'est pas en contact avec le verre), le centrage est assuré par une bague.

Les courbes comparant les températures calculées et mesurées au même point ont été systématiquement tracées pour chaque mesure, ce qui a permis d'en rejeter quelques unes, pour lesquelles les écarts étaient jugés trop importants (ce phénomène ne s'étant produit qu'accidentellement).

Une autre vérification possible, qui cette fois permet de valider les résultats de la méthode inverse, consiste à recalculer le champ de température dans le poinçon en utilisant non plus l'information délivrée par le thermocouple T1 comme condition à la limite, mais les coefficients d'échange identifiés durant le transfert du poinçon, et lors du contact avec le verre. Les différences entre températures mesurées et calculées sont du même ordre que celle présentées dans le tableau III-9/1.

III-9-b Identification à partir des thermocouples T2 et T3

Il est aussi possible d'identifier le coefficient d'échange avec les thermocouples T2 et T3, plus éloignés de la surface que le thermocouple T1, et à comparer les résultats ainsi obtenus.

L'amplification du bruit contenu dans les mesures étant d'autant plus importante que le thermocouple est éloigné de la surface, il est nécessaire, lorsqu'on utilise les thermocouples T2 et T3, de réajuster les paramètres réglant l'intensité des filtres. Lorsque le thermocouple T2 est utilisé, le nombre de nœuds dans la zone n°2 est fixé à 20, le nombre de températures utilisées pour le préfiltre reste égal à 15, et l'intervalle de temps vaut 34 ms pour la totalité du calcul. Dans le cas du thermocouple n°3, le nombre de nœuds dans la zone n°2 est fixé à 50, le nombre de températures dans le préfiltre passe à 71, et l'intervalle de temps est identique à celui utilisé pour le thermocouple T2 (34 ms).

La figure III-9/1 montre les résultats obtenus pour chacun des thermocouples. Le fait que le maximum de chaque courbe soit d'autant plus bas que le thermocouple utilisé pour l'inversion est éloigné de la surface est parfaitement naturel, un filtrage plus important entraînant inmanquablement une perte de résolution. Toutefois, une légère différence entre les trois courbes persiste jusqu'à la fin du calcul, ce qui, par contre, ne peut être mis sur le compte du même phénomène.

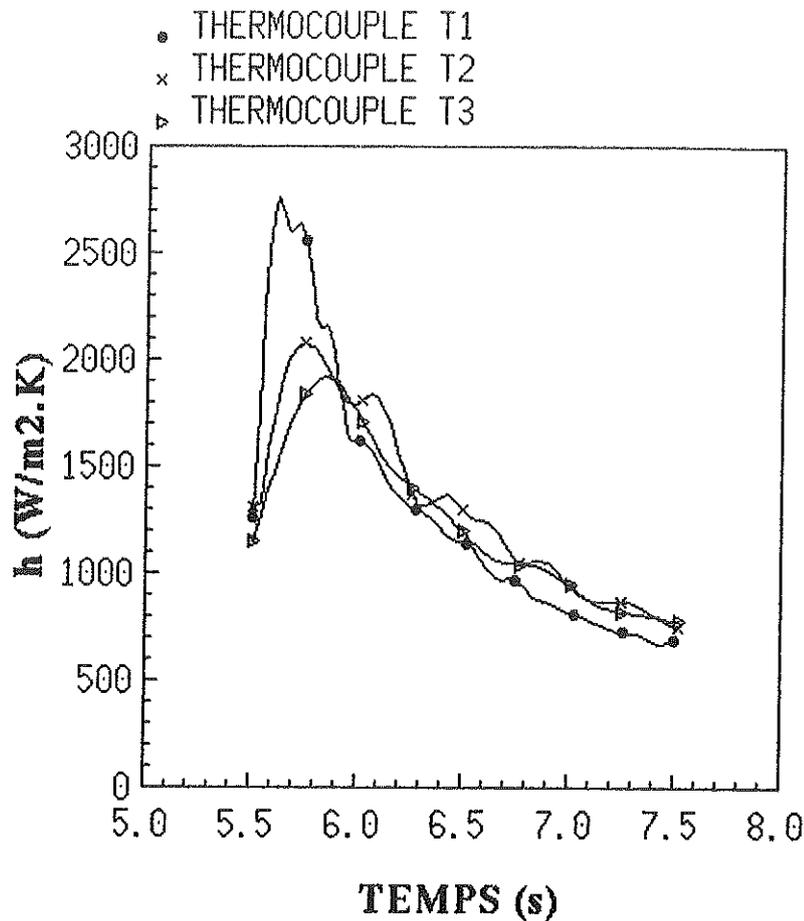


FIGURE III-9/1 : comparaison entre les valeurs des coefficients d'échange obtenus à partir des différents thermocouples.

III-9-c Remarques générales

Les résultats qui viennent d'être présentés, qui concernent d'une part la concordance entre températures calculées et mesurées, et d'autre part les comparaisons entre valeurs du coefficient d'échange identifiées grâce à des thermocouples différents, sont représentatifs de l'ensemble des mesures réalisées avec le premier type de rainures (cf figure III-3/6 et plan en annexe A6).

Concernant les mesures réalisées avec des rainures prolongées (cf figure III-3/7 et plan en annexe A7), la concordance entre températures calculées et mesurées s'est améliorée. Pour ce qui est des comparaisons entre coefficients d'échange identifiés à l'aide des différents thermocouples, le fait de prendre le thermocouple le plus éloigné de la surface entraîne également une perte de résolution dans la première demi-seconde suivant le contact, mais les différences sont nettement moins sensibles par la suite. Cela peut certainement être attribué au fait que, ainsi

qu'on peut le constater sur les plans des annexes A6 et A7, dans le cas des rainures prolongées, une deuxième vis de serrage a été rajoutée sur le poinçon. Les deux parties du poinçon étant ainsi maintenues plus fermement, le contact entre les thermocouples et les rainures s'est amélioré, ce qui a certainement eu un léger effet sur les temps de réponse.

III-10 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Un certain nombre de paramètres ont été passés en revue, afin d'analyser leur influence sur le transfert de chaleur entre le verre et le poinçon. La démarche utilisée consiste à comparer les résultats obtenus en faisant varier un seul paramètre à la fois.

III-10-a Température de préchauffage

La température de préchauffage du poinçon correspond, en production, à sa température au moment où il commence à pénétrer dans le verre. Les comparaisons ont été faites pour deux températures de préchauffage, 370°C et 560°C, qui représentent les températures extrêmes qu'il est possible de rencontrer en production.

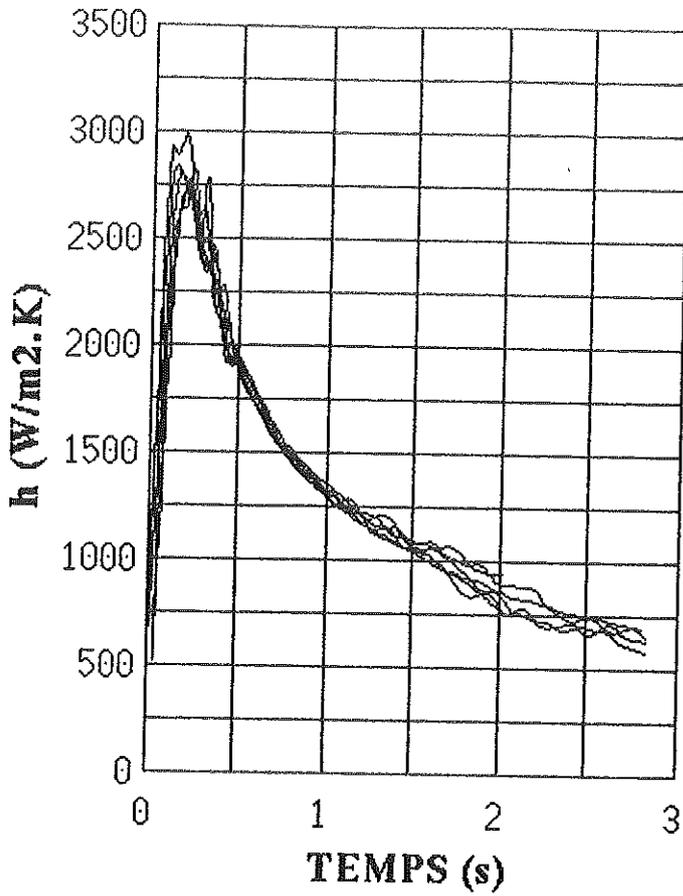
Les autres conditions expérimentales sont les suivantes :

- géométrie du poinçon et position des rainures logeant les thermocouples : cf figure III-3/6,
- état de surface du poinçon : polissage circonférenciel (cf § III-10-d),
- vitesse moyenne de déplacement du poinçon dans le verre : 130 mm/s,
- verre CHR,
- température de consigne du creuset : 1100°C,
- température du verre à hauteur des thermocouples, lorsque le poinçon est au fond du creuset : $T_V=1090^\circ\text{C}$.

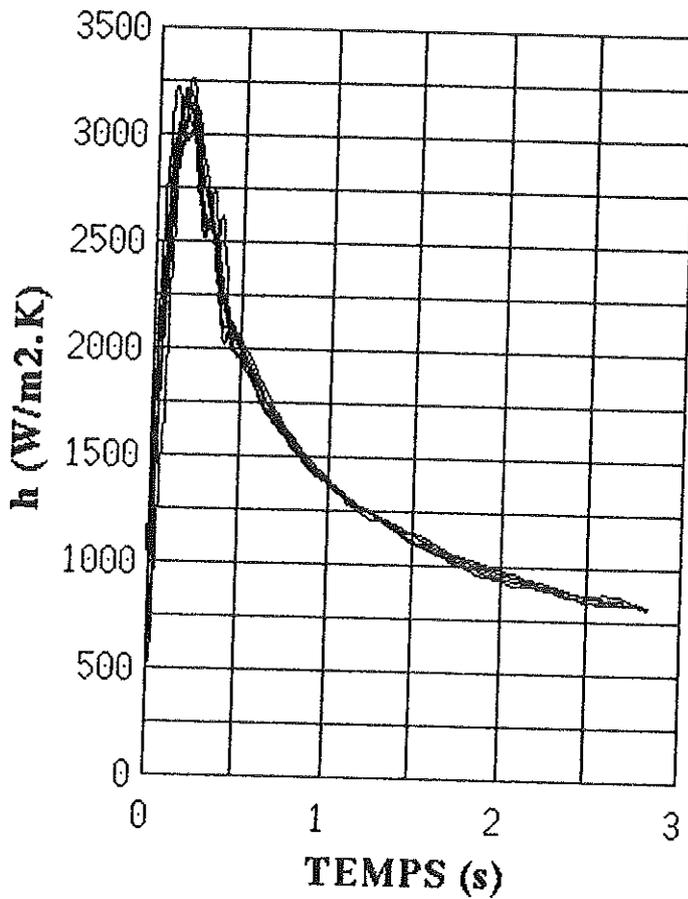
Les paramètres numériques, ainsi que la période d'acquisition, sont les mêmes que ceux décrits dans le paragraphe III-7-a, et sont restés inchangés du début à la fin de l'étude.

Les courbes représentées sur un même graphique de la figure III-10/1 ont toutes été relevées dans les mêmes conditions, afin d'évaluer la reproductibilité des mesures, et d'en tenir compte dans les comparaisons. Le graphique concernant la température de préchauffage de 370°C comporte six courbes, celui se rapportant à la température de 560°C en contient cinq.

Il est possible de constater sur ces graphiques que le coefficient d'échange relatif à la température de préchauffage de 560°C est supérieur de 10% à celui obtenu pour 370°C, au niveau du maximum ($t \approx 0,2$ s). Pour $t > 0,3$ s, ils sont tous deux très voisins.



PRECHAUFFAGE A 370 deg.C



PRECHAUFFAGE A 560 deg.C

FIGURE III-10/1 ; influence de la température de préchauffage.

Le même comportement a été systématiquement observé pour des mesures réalisées avec des conditions expérimentales différentes (position des thermocouples, verre mi-blanc, vitesse de déplacement du poinçon dans le verre de 255 mm/s, etc), les différences entre les coefficients d'échange obtenus avec les deux températures de préchauffage étant toujours du même ordre que celles mentionnées ci-dessus.

L'explication physique de ce phénomène est malaisée, dans la mesure où le coefficient d'échange tel que nous l'avons défini prend en compte aussi bien les transferts thermiques au sein du verre, que ceux se produisant dans le milieu interstitiel entre verre et poinçon. Toutefois, notre principal objectif étant l'établissement de conditions aux limites, le point important est que les différences relevées entre les deux températures de préchauffage restent faibles. De ce fait, l'établissement d'une loi de variation en fonction de la température de préchauffage n'est pas justifié. Dans le cadre de la modélisation du comportement thermique du poinçon en production, une valeur moyenne, dépendant du temps, pourra être adoptée.

III-10-b Température du verre

Des mesures ont été réalisées à partir d'un verre CHR à 1090°C d'une part (température de consigne de 1100°C), et à 1190°C d'autre part (température de consigne de 1200°C), afin de voir si la température de paraison était susceptible d'influencer le coefficient d'échange. Aucune différence perceptible n'a pu être relevée, les comparaisons ayant été réalisées pour les deux températures de préchauffage déjà mentionnées (370°C et 560°C).

III-10-c Position des thermocouples

Afin d'évaluer une éventuelle dépendance du coefficient d'échange avec la distance séparant le point où l'identification est réalisée de l'extrémité du poinçon, des mesures ont été effectuées avec deux positions différentes des thermocouples. La position n°1 est représentée sur le croquis III-3/6 (plan détaillé en annexe A6). La position n°2, pour laquelle les rainures logeant les thermocouples ont été prolongées de 20 mm, est représentée sur le croquis III-3/7 (plan détaillé en annexe A7).

Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- température de préchauffage du poinçon : 370 °C,

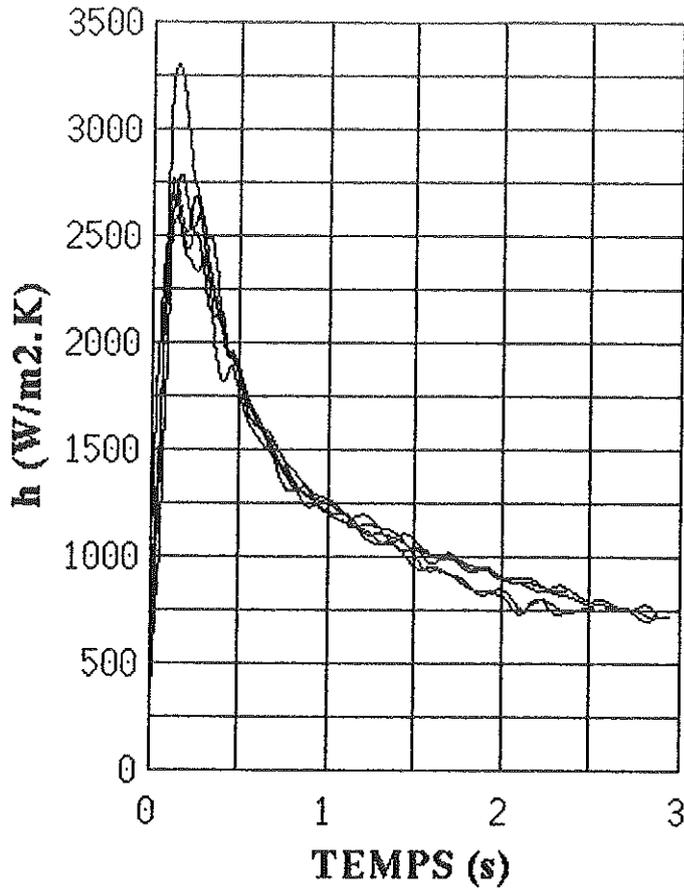
- état de surface du poinçon : dépolissage longitudinal (cf § III-10-d),
- vitesse moyenne de déplacement du poinçon dans le verre : 130 mm/s,
- verre CHR,
- température de consigne du creuset : 1100°C,
- température du verre à hauteur des thermocouples, lorsque le poinçon est au fond du creuset : $T_v=1090^\circ\text{C}$ dans le cas de la position n°1, $T_v=1100^\circ\text{C}$ dans le cas de la position n°2,

Le graphique de la figure III-10/2 se rapportant à la position n°1 comporte cinq résultats d'essais réalisés dans les mêmes conditions expérimentales, alors que celui relatif à la position n°2 en comporte quatre. La comparaison entre les deux graphiques montre que la valeur maximum atteinte par le coefficient d'échange est inférieure d'environ 12% dans le cas de la position n°2, par rapport à la position n°1. Les deux courbes deviennent extrêmement proches pour des temps supérieurs à environ 0,4 s. Les mêmes constatations ont pu être effectuées pour des mesures réalisées avec une température de préchauffage de 560°C.

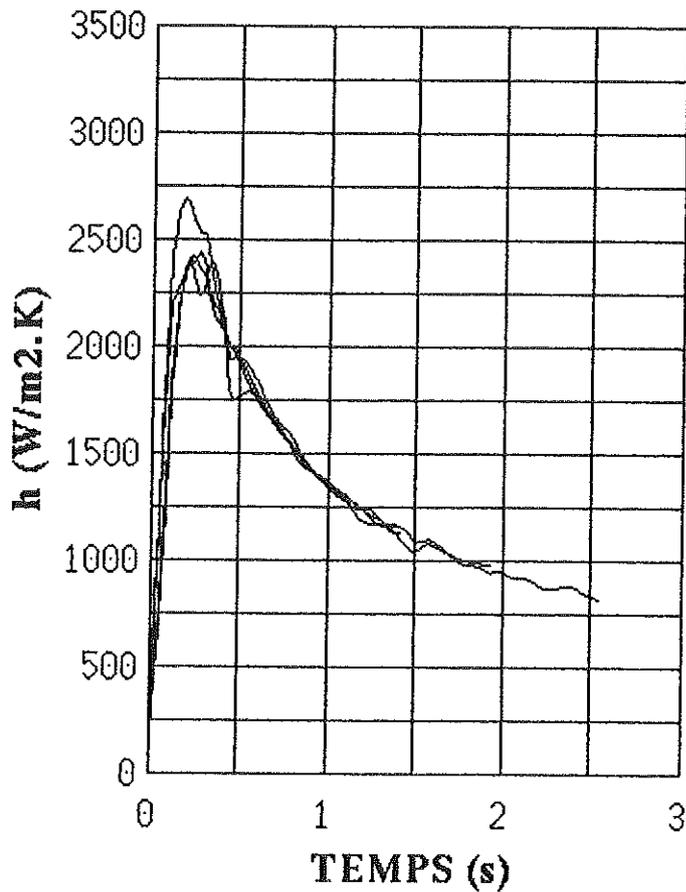
Or, si l'on se réfère au tableau III-8/1, on peut constater que l'erreur sur la valeur maximum du coefficient d'échange, découlant de l'incertitude sur la position du thermocouple, est d'environ $\pm 5\%$. Par contre, cette même erreur devient négligeable pour les temps supérieurs à 0,5 s. Par conséquent, le fait que les intervalles d'erreur liés à la position des thermocouples se recoupent ne permet pas d'assurer que le coefficient d'échange soit significativement plus bas dans le cas où les thermocouples sont déplacés de 20 mm vers l'extrémité inférieure du poinçon.

Concernant la modélisation du poinçon en situation réelle, le coefficient d'échange entre le poinçon et le verre sera supposé uniforme sur la totalité de la surface du poinçon.

L'hypothèse selon laquelle le coefficient d'échange à l'extrémité du poinçon (en forme de demi-sphère), serait identique à celui relevé dans sa partie cylindro-conique n'a pu être testée dans le cadre de cette étude, compte tenu de la plus grande difficulté de l'instrumentation, et du caractère bidimensionnel de la géométrie. Par conséquent, sa validité devra être analysée ultérieurement, lors de mesures réalisées par caméra infra-rouge sur les machines de production.



POSITION N0 1



POSITION N0 2

FIGURE III-10/2 : influence de la position des thermocouples.

III-10-d Paramètres n'influençant pas le flux thermique échangé entre le verre et le poinçon

Un certain nombre de paramètres, parmi ceux dont l'influence a été analysée, n'induisent pas de différences significatives sur le flux échangé entre le verre et le poinçon, sans que cela soit prévisible a priori.

Ces paramètres sont les suivants :

- La vitesse de déplacement du poinçon dans le verre.

En production, elle se situe aux environs de 130 mm/s. Les comparaisons ont été effectuées avec les résultats obtenus pour des vitesses de 130 mm/s et 255 mm/s. Elles ont été répétées pour deux températures de préchauffage du poinçon (370°C et 560°C), avec un verre CHR à 1090°C. Précisons toutefois que ce paramètre est susceptible de modifier le niveau de température du poinçon, en jouant sur le temps de contact avec le verre. On peut s'attendre à ce qu'il soit plus sensible au niveau de la bague que de l'extrémité supérieure qui, elle, reste en contact avec le verre du début à la fin du pressage, quelque soit la vitesse de déplacement du poinçon.

Par ailleurs, il faut également noter que notre banc de mesure ne reproduit pas l'augmentation de la pression de contact entre le verre et le poinçon lorsque ce dernier arrive en position haute. Sur une machine de production, le fait d'augmenter la vitesse du poinçon en changeant la pression dans le verre pourrait éventuellement entraîner une augmentation du flux cédé par le verre au poinçon, et donc une élévation de la température de ce dernier.

- La teinte du verre.

Son influence a été analysée en comparant les flux identifiés dans le cas du verre mi-blanc, et du verre CHR, qui constituent respectivement un verre peu teinté et un verre très foncé. Les comparaisons ont été faites pour les mêmes températures de préchauffage que précédemment, le verre étant à 1090°C, et la vitesse du poinçon de 130 mm/s. Le fait qu'aucune différence n'ait pu être relevée entre ces deux verres confirme bien les résultats acquis grâce au modèle simplifié du chapitre II.

- L'état de surface du poinçon.

L'état du surface semble avoir une certaine importance dans les problèmes de collage. En effet, l'expérience montre qu'en

production, un poinçon plus rugueux diminue les risques de collage. Les poinçons neufs sont donc systématiquement dépolis avant d'être utilisés. Or, l'état de surface est susceptible d'influencer le flux cédé au poinçon par le verre, au travers de la conductance de contact entre ces deux matériaux. Par conséquent, un poinçon plus rugueux entraînant un contact de moins bonne qualité avec le verre, il était possible qu'il s'échauffât moins qu'un poinçon lisse.

Le poinçon utilisé pour l'identification a donc tout d'abord été poli mécaniquement, dans le sens circonférenciel. Les mêmes mesures ont ensuite été effectuées, mais le poinçon étant cette fois dépoli longitudinalement, suivant le procédé utilisé en usine. Aucune différence n'étant perceptible entre les valeurs des flux obtenues pour les deux états de surface, l'influence de ce paramètre sur le phénomène de collage ne semble pas être d'origine thermique. Ces comparaisons ont été faites avec un verre CHR à 1090°C, une vitesse de déplacement du poinçon de 130 mm/s, ainsi que les deux températures de préchauffage déjà mentionnées.

CONCLUSIONS

Le principal apport de l'étude décrite dans ce chapitre est de fournir des valeurs du coefficient d'échange entre le verre et le poinçon, en vue de les utiliser dans le modèle décrivant le comportement thermique du poinçon sur les machines de production. De ce fait, nous pouvons dire que l'objectif qui avait été fixé a été atteint.

De plus, il a été établi que ce coefficient d'échange dépendait essentiellement du temps, très peu de la température initiale du poinçon, et quasiment pas de la température du verre, du moins dans les plages qui présentent un intérêt pratique pour le verrier.

Par ailleurs, il a également été constaté que les paramètres tels que la vitesse du poinçon, la coloration du verre, et l'état de surface du poinçon n'avaient pas d'influence notable sur le flux que cédait le verre au poinçon.

Toutefois, il conviendra de vérifier par des mesures en usine, que l'hypothèse selon laquelle le coefficient d'échange est uniforme sur toute la surface du poinçon est bien justifiée, seul un élément de réponse ayant pu être donné au paragraphe III-10-c.

Parmi les suites qui pourraient éventuellement être données à l'étude, il serait possible d'envisager la détermination du coefficient d'échange à l'extrémité du poinçon, à l'aide d'un modèle inverse bidimensionnel. Ceci pourrait être utile si les mesures de température réalisées en usine mettaient en évidence une trop grande imprécision du modèle de simulation, quant à la prédiction de la température à cet endroit du poinçon. La démarche à suivre et la méthode à utiliser sont connues, la principale difficulté de cette étude réside dans l'instrumentation du poinçon.

Il convient également de noter que la détermination de la conductance de contact entre le poinçon et le verre, qui a été abandonnée dans le cadre de cette étude, pourrait être rendue possible par une connaissance plus fine de la conductivité phonique et de la chaleur spécifique des verres utilisés en bouteillerie, ainsi que par des modifications du creuset en vue de diminuer les gradients thermiques dans le verre.

CHAPITRE IV

**DETERMINATION EXPERIMENTALE DES COEFFICIENTS
D'ECHANGE CONVECTIFS POINÇON / AIR**



Nomenclature des notations utilisées dans le chapitre IV

Caractères latins

- a : coefficient du polynôme décrivant les variations spatiales de φ .
- A : paramètre fonction du temps, décrivant les variations spatiales de φ .
- b : coefficient de la série de Fourier décrivant les variations spatiales de φ , ou bien coefficients de la matrice B.
- B : matrice unicolonne d'ordre n représentant le deuxième membre du système d'équations algébriques donnant ΔA .
- c : coefficients de la matrice C
- C : matrice carrée d'ordre n représentant le premier membre du système d'équations algébriques donnant ΔA .
- C_0 : constante réelle.
- C_a : chaleur spécifique volumique de l'aérogel.
- C_p : chaleur spécifique volumique du poinçon.
- D_e : diamètre extérieur à la base d'une pipette.
- d_i : diamètre intérieur de l'extrémité d'une pipette.
- d_e : diamètre extérieur de l'extrémité d'une pipette.
- e : distance entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon.
- h : coefficient d'échange sur la surface interne du poinçon.
- K_1 : nombre de conditionnement n°1.
- K_2 : nombre de conditionnement n°2.
- L : longueur d'une pipette.
- \vec{n} : normale à la frontière du domaine, dirigée vers l'extérieur du domaine.

N : degré d'un polynôme, ordre d'une décomposition en série de Fourier, ou nombre de points d'interpolation d'une fonction linéaire par morceaux.

N_{ff} : nombre de températures futures.

N_{th} : nombre de thermocouples.

Q : coefficient de sensibilité.

r : rayon courant.

R : fonctionnelle à minimiser.

s : abscisse curviligne, repérant un point de la surface interne du poinçon.

s_{max} : abscisse curviligne maximum.

t : temps.

T : température courante.

T_0 : température initiale.

T_{air} : température de l'air à l'entrée du système de refroidissement.

T_m : température mesurée.

T_c : température calculée sur un point de mesure.

T_{ps} : température de la surface interne du poinçon.

U : fonction «chapeau».

z : cote.

Indices

k : $k^{\text{ème}}$ thermocouple.

i : $i^{\text{ème}}$ paramètre décrivant les variations spatiales de φ .

Exposants

n : $n^{\text{ème}}$ température future.

j : $j^{\text{ème}}$ pas de temps.

Caractères grecs

α : paramètre de régularisation spatiale.

ΔA : variation de A entre les instant t_{j-1} et t_j .

Δa : perturbation utilisée pour le calcul de Q par différence finie (cas de la densité de flux ne dépendant à la fois de l'espace et du temps).

ε : perturbation utilisée pour le calcul de Q par différence finie (cas de la densité de flux ne dépendant que du temps).

λ_a : conductivité thermique de l'aérogel.

λ_p : conductivité thermique du poinçon.

φ : densité de flux sur la surface interne du poinçon.

φ_p : densité de flux perdue par la partie inférieure du poinçon, et par le tube d'acier qui sert à le maintenir.

$\Delta \varphi$: variation de φ entre les instant t_{j-1} et t_j .



Introduction au chapitre IV

L'objectif de cette partie de l'étude consiste à déterminer expérimentalement, à l'aide d'une méthode inverse en conduction, les coefficients d'échange décrivant les transferts thermiques entre le poinçon et l'air qui sert à le ventiler, injecté dans la pipette. En effet, les simulations réalisées à l'aide du logiciel monodimensionnel du chapitre II ont montré que ce paramètre avait une grande importance sur le niveau de température atteint par le poinçon, sans qu'il soit possible de le déterminer à partir d'informations déjà en notre possession.

Le calcul par l'approche classique consistant à calculer les champs de vitesse et de température du fluide et le champ de température dans le poinçon n'est - du fait de la complexité de l'écoulement - pas envisageable. Nous avons donc adopté la démarche consistant à limiter les calculs à la partie solide et à obtenir les grandeurs surfaciques qui nous intéressent en associant mesures et méthode inverse.

Ce chapitre débute par la présentation de la méthodologie mise en œuvre, suivie de la description détaillée du dispositif expérimental. Le modèle thermique nécessaire à la détermination du coefficient d'échange est ensuite développé, ainsi que la méthode inverse utilisée. Après avoir fourni un résultat de simulation, un exemple de dépouillement complet est proposé, suivi de l'étude de sensibilité aux erreurs. Le chapitre se termine par la présentation des résultats expérimentaux, qui font l'objet d'une synthèse dans le dernier paragraphe.

IV-1 REMARQUES PRÉLIMINAIRES

IV-1-a Définition du coefficient d'échange entre le poinçon et l'air

Comme pour l'étude précédente, l'objectif de ce montage est de déterminer des conditions aux limites pour le logiciel d'aide à la conception du système de refroidissement du poinçon. La transposition des grandeurs surfaciques obtenues sur ce montage à celle rencontrées en production ne peut s'effectuer que par l'intermédiaire d'un coefficient d'échange poinçon/air. Aussi porterons-nous donc notre attention sur le coefficient **d'échange local** défini par :

$$\text{IV-1/1} \quad h(t) = \frac{|\varphi_s(t)|}{(T_{ps}(t) - T_{air})}$$

où φ_s est la densité de flux sur la surface interne, projetée sur la direction normale, et T_{ps} la température surfacique interne. La température T_{air} est la température de l'air à l'entrée du système de refroidissement. En effet, la température de l'air en aval du circuit n'est pas prise comme température de référence, car elle ne peut être déterminée ni par la mesure ni par le calcul.

La simple observation de la géométrie du système constitué par la pipette et le poinçon (figure I-3/1) permet d'affirmer qu'il existe des variations spatiales de la densité de flux φ_s , ainsi que de la température superficielle T_{ps} . Par conséquent, le coefficient d'échange en un point de la surface interne du poinçon est susceptible de dépendre non seulement du temps, mais également de la position de ce point.

Dans un but de simplification, nous avons supposé que la distribution spatiale de la densité de flux retirée au poinçon par l'air était symétrique de révolution. Cette hypothèse se justifie d'elle même lorsque les pipettes étudiées ne comportent pas de trous latéraux, leur géométrie étant alors parfaitement axisymétrique. Dans le cas contraire, les jets issus de ces trous peuvent engendrer des points froids sur le poinçon, et par voie de conséquence, des variations de la densité de flux avec l'angle polaire. Or, la détermination d'une densité de flux dépendant à la fois de la cote, de l'angle polaire et du temps nous paraissant difficile, nous nous sommes attachés, lorsque les pipettes étaient munies de trous latéraux, à rechercher des valeurs moyennes de la densité de flux sur la circonférence.

Par conséquent, les coefficients d'échange ainsi obtenus ne dépendant eux-mêmes que de la cote, le modèle de simulation du comportement thermique des poinçons en production sera également symétrique de révolution. Il permettra donc uniquement le calcul d'une température moyenne sur la circonférence du poinçon. Cette démarche se trouve justifiée par les observations réalisées à l'aide d'une caméra infra-rouge, qui montrent que les différences entre les températures mesurées le long d'une génératrice sont largement supérieures à celles obtenues sur une circonférence.

Toutefois, il convient de noter que, malgré cette hypothèse simplificatrice, la nécessité de déterminer finement les variations du coefficient d'échange en fonction du temps et d'une variable spatiale a constitué la principale difficulté rencontrée au cours de cette étude.

IV-1-b Principe de l'identification du coefficient d'échange

Nous avons utilisé, pour mener cette partie de l'étude, le poinçon destiné à la fabrication des ébauches de bouteilles de Schweppes. Comme la plupart des poinçons utilisés en production, il est en Stellite 12.

Ce poinçon est tout d'abord instrumenté à l'aide de thermocouples, soudés en différents points de sa surface externe. Il est ensuite introduit dans un four, où il est chauffé à la température désirée. Lorsque l'air comprimé est injecté dans la pipette, les informations recueillies à l'aide des thermocouples permettent, grâce à l'utilisation d'une méthode inverse en conduction (différente de celle du chapitre III), de déterminer les densités de flux inconnues et le champ de température dans le poinçon. La température de l'air à l'entrée du système de refroidissement est, elle, obtenue par mesure directe. La relation IV-1/1 est ensuite utilisée pour calculer les coefficients d'échange locaux.

IV-2 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

IV-2-a Montage du poinçon dans le four

L'ensemble du dispositif schématisé sur la figure IV-2/1 est inséré dans le four. Le poinçon est représenté équipé de ses thermocouples. Il est entouré d'un tube de cuivre, en vue d'homogénéiser sa température ; l'espace entre le poinçon et le tube de cuivre est occupé par un isolant en poudre (Aérogel), destiné à fournir un milieu modélisable simplement, puisqu'il est possible de l'assimiler à un matériau purement conducteur. En effet, si cet espace avait été laissé vide, il aurait fallu modéliser la convection naturelle dans l'air, ainsi que les échanges radiatifs entre le poinçon et le cuivre, ce qui aurait nécessité le développement d'un modèle beaucoup plus complexe. De plus, cet isolant se présentant sous la forme d'une poudre dont les grains sont très fins (diamètre de quelques microns), il occupe tout l'espace de la cavité, et sa mise en place est très simple.

Le deuxième avantage qu'il y a à isoler la surface externe du poinçon tient à l'inversion elle-même. En effet, lorsque l'air comprimé est injecté dans la pipette, et que le poinçon commence à se refroidir, le flux qui entre dans le poinçon par sa surface externe tend à limiter les variations de température de cette même surface. Or, ce sont précisément ces variations de température qui sont utilisées pour déterminer le coefficient d'échange sur la face interne. Il est donc souhaitable que, pour un coefficient d'échange donné appliqué à l'intérieur du poinçon, elles soient les plus grandes possible. En d'autres termes, isoler l'extérieur du poinçon conduit à augmenter les coefficients de sensibilité qui seront définis au paragraphe IV-3-c.

L'adaptateur permettant de positionner la pipette par rapport au poinçon est le même que celui utilisé en production, afin de reproduire les mêmes conditions d'entrée et de sortie de l'air.

La figure IV-2/2 représente une vue générale du four, suivant une coupe longitudinale (un croquis coté est présenté en annexe A8). L'ensemble constitué par le poinçon et l'enveloppe contenant l'isolant (tube de cuivre inclus), repose sur une plaque située à l'extérieur du four. Afin d'améliorer l'homogénéité thermique du poinçon, un élément chauffant de type Thermocoax (diamètre 1,5 mm) est enroulé autour du tube d'alimentation en air comprimé. Ceci a pour effet de diminuer les pertes par conduction thermique dans ce tube, qui est en acier. L'intensité du courant électrique alimentant cet élément chauffant est réglée indépendamment de celle du four.

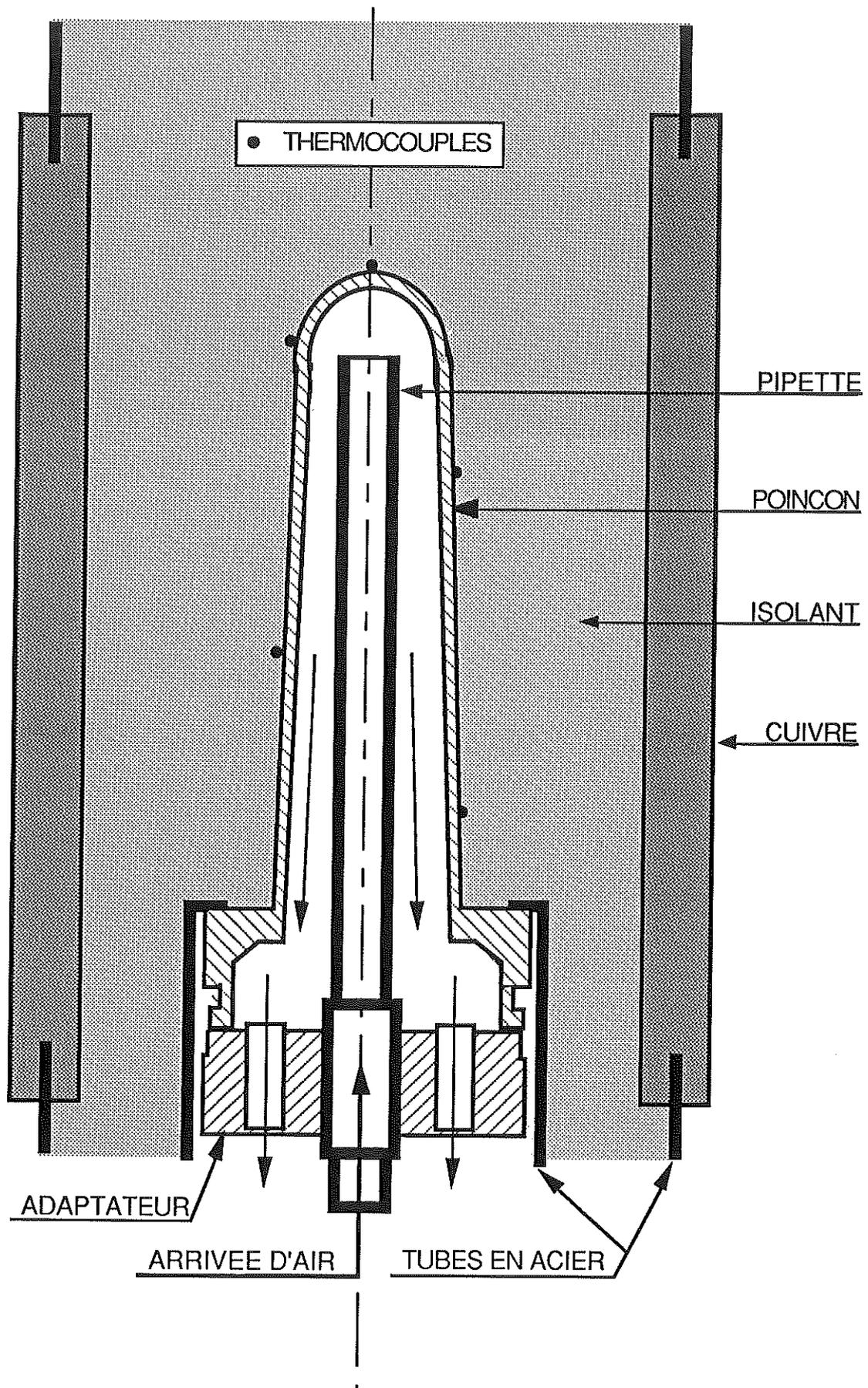


FIGURE IV-2/1 : poinçon instrumenté.

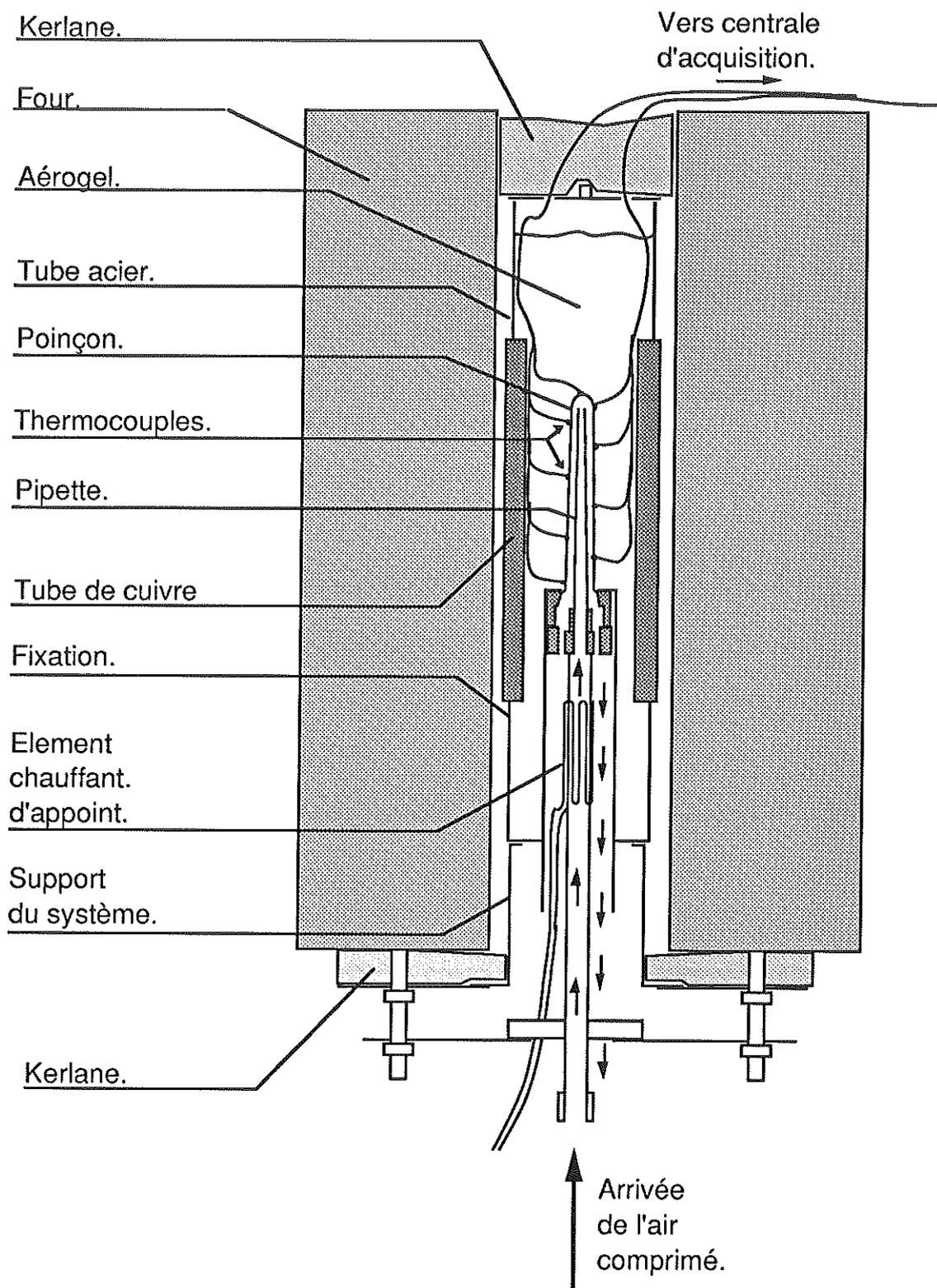


FIGURE IV-2/2 : vue générale du four.

IV-2-b Mesure des températures

Les thermocouples qui fournissent les informations utilisées pour l'inversion sont de type K (chromel-alumel), gainés avec de la fibre de céramique, qui leur permet de résister à une température de 900°C. Le diamètre des fils est de 0,1 mm. Ils sont soudés sur la surface externe du poinçon grâce à une micro-soudeuse, qui produit un arc électrique par décharge capacitive. Cette technique présente l'avantage d'assurer un contact parfait entre les thermocouples et la surface dont on désire connaître la température, et d'éliminer du même coup les problèmes de temps de réponse qui pourraient provenir de la présence d'une résistance de contact. Chacun des deux fils d'un thermocouple est soudé indépendamment sur le poinçon (figure IV-2/3), qui assure donc la liaison électrique. Ce procédé utilise la loi du métal intermédiaire, qui indique qu'un métal intercalé entre deux matériaux formant un couple thermoélectrique ne modifie pas sa f.e.m., si les deux jonctions sont à la même température. Cette condition étant vérifiée si la distance séparant les deux soudures reste suffisamment faible, nous avons fait en sorte qu'elle n'excède pas 0,5 mm, quel que soit le thermocouple considéré.

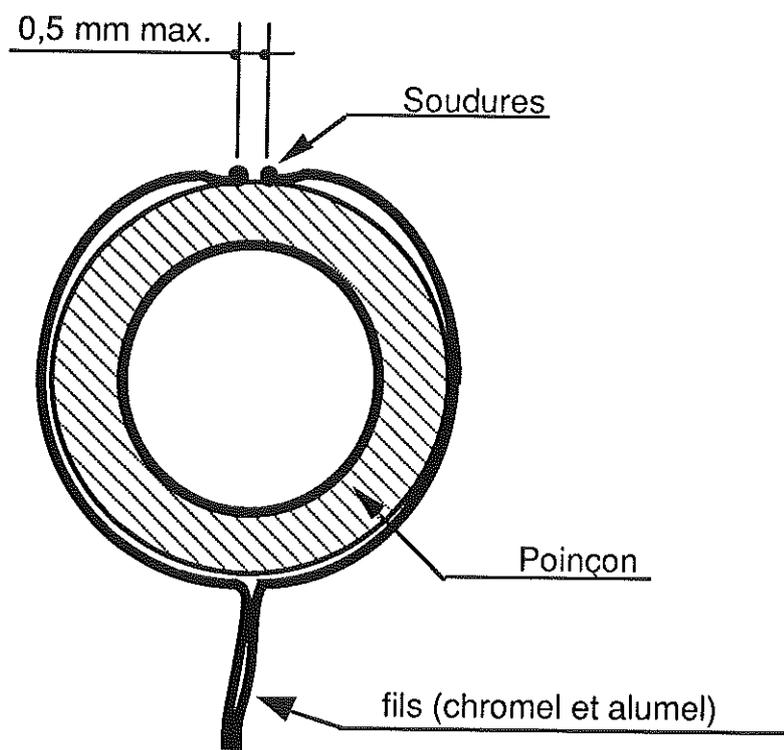


FIGURE IV-2/3 : *soudures d'un thermocouple.*

Par ailleurs, le choix d'un petit diamètre de fil (0,1 mm) est dû à la volonté de limiter l'apport d'énergie par conduction thermique

dans les fils, qui pourrait avoir tendance à augmenter la température du point de mesure, par rapport à une surface non instrumentée. C'est pour la même raison que les thermocouples ont été montés de façon à ce que les fils restent en contact avec le poinçon sur toute sa circonférence (cf figure IV-2/3). A ce sujet, il convient de mentionner que des essais préliminaires ont montré que la boucle ainsi formée par le thermocouple n'entraînait pas d'augmentation du bruit sur les mesures. En effet, des phénomènes d'induction électro-magnétique auraient pu générer des tensions parasites, la boucle se comportant comme un bobine électrique.

La position des neuf thermocouples implantés sur le poinçon est donnée sur la figure IV-2/4. Le thermocouple n°1 est positionné au sommet, les autres sur quatre génératrices à 90° (deux thermocouples consécutifs étant décalés de 90°). Les génératrices du poinçon ont préalablement été marquées au crayon électrique. La cote de chaque thermocouple a été mesurée à l'aide d'un réglet métallique (avec une précision estimée à $\pm 0,5$ mm), après que les soudures aient été réalisées (exceptée celle du thermocouple n°1, déterminée d'après le plan de l'annexe A1).

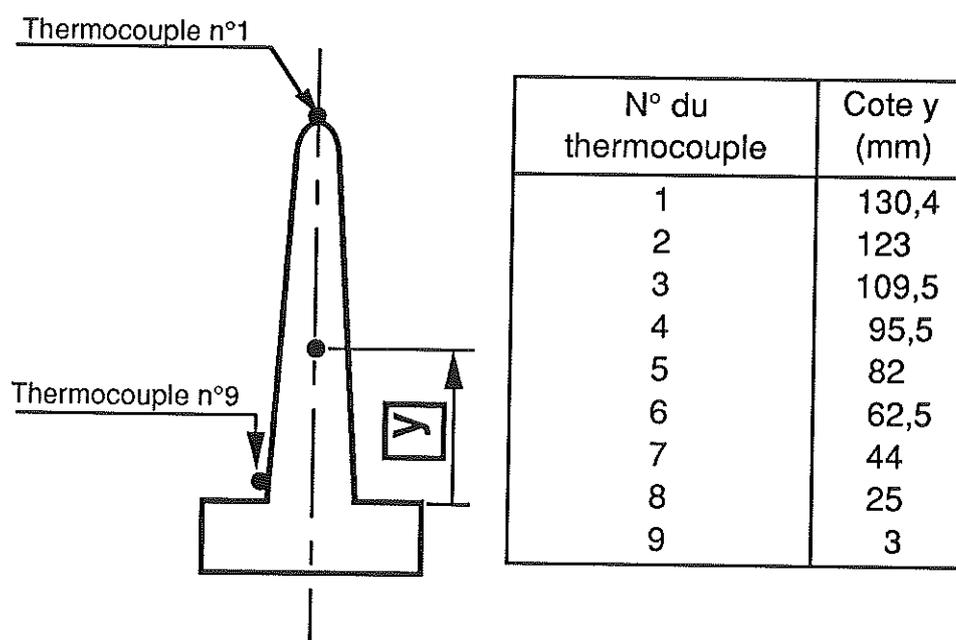


FIGURE IV-2/4 : position des thermocouples.

Les thermocouples situés dans la partie inférieure du poinçon (n°5 à n°9), sont séparés d'environ 20 mm, alors que l'écart entre ceux de la partie supérieure (n°1 à n°5) vaut approximativement 14 mm. La distance entre deux thermocouples consécutifs a donc été réduite dans la partie supérieure du poinçon, le gradient longitudinal étant généralement plus grand dans cette zone.

Par ailleurs, un thermocouple de même nature que ceux précédemment décrits est soudé sur le tube d'alimentation en air comprimé, à proximité de l'élément chauffant d'appoint. Le réglage de cet élément chauffant se fait en portant le tube à la même température que celle donnée par le thermocouple n°9 (situé dans la partie basse du poinçon), de façon à limiter au maximum les pertes thermiques par conduction dans le tube, et favoriser ainsi l'homogénéité thermique du poinçon.

La température du tube de cuivre est également mesurée, à l'aide de deux thermocouples Thermocoax, de type K, ayant un diamètre de gaine de 1 mm. Ils sont introduits dans deux perçages réalisés dans la partie supérieure du tube, et forment entre eux un angle de 180°. Ces thermocouples sont utilisés afin de s'assurer que la température du cuivre n'atteint pas des valeurs trop élevées, et également dans l'identification des conditions initiales nécessaires à l'inversion.

IV-2-c Homogénéité des températures

Comme dans le cas de la détermination du coefficient d'échange entre le poinçon et le verre (chapitre III), la connaissance de la température initiale en tous points du poinçon est nécessaire pour mener les calculs d'inversion. L'idéal serait donc de le chauffer à une température homogène, ce qui n'a pas été possible. En effet, l'ensemble du système reposant sur une plaque située au dessous du four, des pertes thermiques par conduction se produisent dans le support. De plus, le tube d'alimentation en air comprimé devant nécessairement déboucher à l'extérieur du four, il contribue également aux pertes de chaleur qui tendent à générer un gradient longitudinal dans le poinçon.

Sans élément chauffant d'appoint, le thermocouple n°9 donnait une température inférieure de 50°C à celle du thermocouple n°1. Le fait de rajouter cet élément chauffant a permis de réduire l'écart à 10°C, ce qui n'est toutefois pas suffisant pour supposer une température initiale homogène lors des calculs d'inversion. Le champ de température initial ne pouvant être connu a priori, il a dû être déterminé, pour chaque mesure, par une procédure basée sur la méthode des moindres carrés (paragraphe IV-3-e).

IV-2-d Alimentation en air comprimé

Le circuit d'alimentation en air comprimé est schématisé sur la figure IV-2/5. Il comporte deux filtres placés en parallèle, afin de minimiser les pertes de charge. Le détendeur permet à l'opérateur de faire varier la pression d'alimentation de la pipette, et donc le débit d'air qui la traverse. Le rotamètre est utilisé pour mesurer le débit d'air comprimé, en prenant en compte l'information délivrée par le manomètre n°1 (un facteur de correction, fonction de la pression, devant être appliqué à l'information directement lue sur le rotamètre). Viennent ensuite une électrovanne et un deuxième manomètre. Ce dernier est situé le plus près possible de la pipette, afin de réduire au maximum les pertes de charge entre le système étudié et l'endroit où la pression est mesurée.

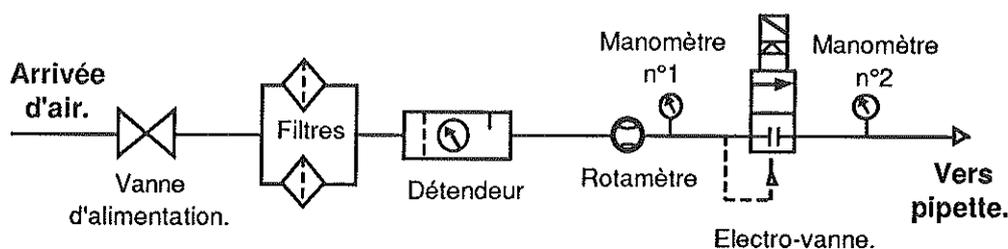


FIGURE IV-2/5 : circuit pneumatique.

La connaissance de la caractéristique débit-pression de chaque pipette est nécessaire pour pouvoir analyser l'influence de leur géométrie sur les pertes de charge. Le débit est donc mesuré pour différentes valeurs de la pression donnée par le manomètre n°2, en augmentant graduellement cette dernière par palier de 0,5 bar. Il est important de noter que cette opération se fait lorsque le four est froid, le fait qu'un poinçon préalablement chauffé se refroidisse en quelques secondes lorsque l'air comprimé est injecté dans la pipette ne permettant pas de procéder à chaud.

Une fois ces mesures effectuées pour une pipette donnée, le rotamètre et le manomètre n°1 sont retirés du circuit. En effet, lors de l'acquisition des températures utilisées pour la détermination des coefficients d'échange, la brusque montée de la pression dans le circuit lors de l'ouverture de l'électrovanne entraîne de violentes oscillations du flotteur du rotamètre, susceptibles de l'endommager.

IV-2-e Schéma électrique

Le réglage de la tension de l'élément chauffant du four et de l'élément chauffant d'appoint (enroulé sur le tube d'alimentation en air comprimé, cf paragraphe IV-2-a), se fait grâce à deux auto-transformateurs distincts, eux-mêmes alimentés par un régulateur de tension, destiné à obtenir une puissance de chauffage constante dans le temps. Le contacteur commande la mise sous tension des auto-transformateurs. Il peut être piloté soit en mode manuel, soit en mode automatique. Dans le deuxième cas, il est commandé par la centrale d'acquisition, par l'intermédiaire du relais n°2 et d'une alimentation en courant continu, qui délivre une tension fonction d'un signal analogique issu de la centrale.

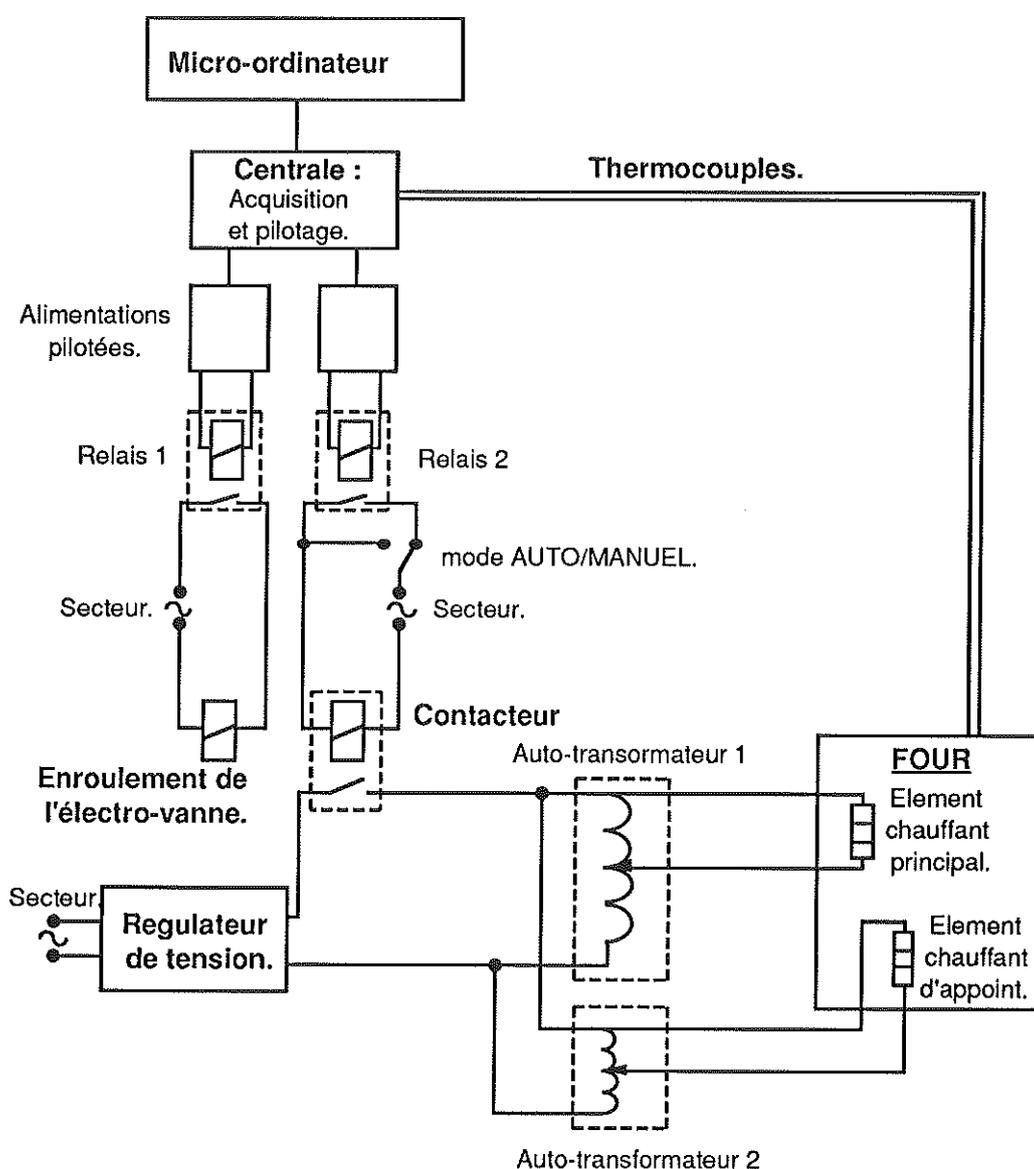


FIGURE IV-2/6 : schéma électrique.

L'électrovanne qui permet l'ouverture et la fermeture du circuit d'air comprimé (cf figure IV-2/5) est commandée par le relais n°1, lui même piloté par la centrale d'acquisition, sur le même principe que le relais n°2.

Comme on a pu le constater, la centrale d'acquisition (identique à celle décrite au paragraphe III-3-f) est utilisée pour les mesures de température, mais également pour commander l'électrovanne et le contacteur, dans le but d'automatiser les mesures.

IV-2-f Logiciel de gestion de la centrale d'acquisition

Le logiciel qui gère la centrale d'acquisition est prévu pour remplir deux tâches distinctes :

- Surveillance du four

La totalité des thermocouples connectés à la centrale (poinçon, tube de cuivre, tube d'alimentation en air comprimé) est scrutée en permanence. Dès qu'une des températures relevées dépasse une valeur fixée à 550°C, l'ouverture du contacteur est commandée, ce qui a pour effet de couper l'alimentation des deux éléments chauffants. Cette disposition permet d'éviter tout risque de détérioration du four, ainsi que des différentes pièces qui se trouvent à l'intérieur. La coupure ne pouvant qu'être due à un phénomène anormal (comme le mauvais réglage d'un auto-transformateur), l'intervention d'un opérateur est nécessaire pour rétablir la tension aux bornes des éléments chauffants.

- Acquisition des données

La séquence d'acquisition des données se décompose de la façon suivante :

* Coupure de l'alimentation des éléments chauffants, afin d'éliminer les parasites dus à des phénomènes d'induction électromagnétique. L'inertie thermique du four étant très élevée, l'arrêt du chauffage est sans conséquence sur les températures mesurées durant la séquence d'acquisition.

* Mesure des f.e.m. délivrées par les thermocouples soudés sur le poinçon, et par les deux thermocouples placés dans le tube de cuivre. Ces données seront utilisées pour la détermination du champ de température initial.

* Ecriture du fichier ASCII contenant les données qui viennent d'être mesurées.

* Début de l'acquisition des f.e.m. délivrées par les thermocouples soudés sur le poinçon, qui seront utilisés pour la détermination, en régime transitoire, des coefficients d'échange sur la surface intérieure du poinçon.

* Une à deux secondes après le début de l'acquisition, ouverture de l'électrovanne, pour injecter l'air comprimé dans la pipette.

* La durée de la ventilation est fixée à 18 s. Lorsqu'elle est terminée, l'acquisition des f.e.m. se poursuit sur deux secondes.

* Ecriture d'un deuxième fichier ASCII, qui contient les données nécessaires à la détermination des coefficients d'échange.

Avant de recommencer une nouvelle séquence de mesure, il est nécessaire d'attendre que le poinçon retrouve sa température d'équilibre, ce qui nécessite quatre à cinq heures environ. Par conséquent, le nombre d'essais se trouve limité à deux ou trois par jour.

IV-3 DÉTERMINATION DES COEFFICIENTS D'ÉCHANGE

IV-3-a Modèle utilisé pour la détermination des coefficients d'échange

La géométrie du modèle qui sert de base à la détermination du coefficient d'échange sur la surface intérieure du poinçon est représentée sur la figure IV-3/1.

Ce modèle décrit les transferts de chaleur par conduction thermique dans le poinçon, et dans une certaine épaisseur d'isolant, supérieure à l'épaisseur affectée par le refroidissement qu'engendre la ventilation de la surface intérieure du poinçon. L'épaisseur de la couche d'isolant à prendre en compte dans les calculs a été déterminée en la faisant varier, et en comparant les coefficients d'échange obtenus pour les différents cas de figure. Il est apparu que le fait de considérer que le poinçon était enrobé d'une couche de 2,2 mm, parfaitement isolée sur sa face externe, n'induisait aucune différence avec le cas où la totalité de l'isolant était modélisée. Il en va de même pour l'hypothèse qui consiste à supposer que la surface externe de l'embase du poinçon est adiabatique.

Compte-tenu des remarques du paragraphe IV-1-a, le modèle mis en œuvre est symétrique de révolution. Il se met en équations de la façon suivante :

- conduction thermique dans le poinçon :

$$\text{IV-3-a/1} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_p \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) = C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

- conduction thermique dans l'aérogel :

$$\text{IV-3-a/2} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_a \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_a \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) = C_a \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

- condition initiale :

$$T(r,z,0) = T_0(r,z)$$

La détermination de $T_0(r,z)$, qui ne peut être obtenue directement par la mesure, sera évoquée au paragraphe IV-3-e.

- conditions aux limites :

. surface externe de l'isolant et de l'embase du poinçon (représentée en traits pointillés sur la figure IV-3/1) :

$$\text{IV-3-a/3} \quad \overrightarrow{\text{grad}}(T) \cdot \vec{n} = 0$$

. surface interne du poinçon :

$$\text{IV-3-a/4} \quad -k_p \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \cdot \vec{n} = \varphi(s, t)$$

- le contact entre le poinçon et l'isolant est supposé parfait :

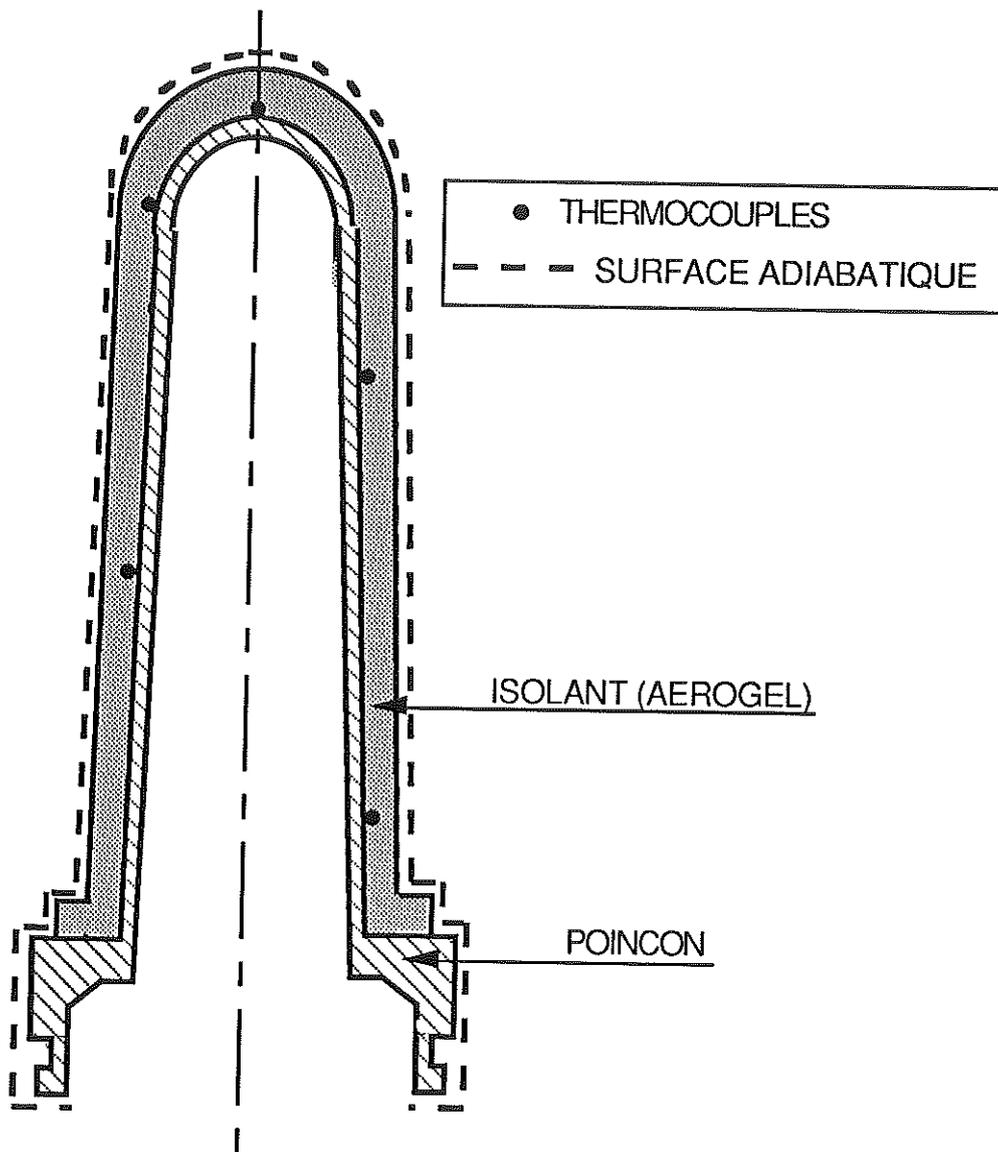


FIGURE IV-3/1 : modèle utilisé pour la détermination des coefficients d'échange sur la surface interne du poinçon.

s représente l'abscisse curviligne d'un point de la surface interne du poinçon. Elle correspond à la distance séparant ce point de l'extrémité supérieure du poinçon, lorsqu'on suit le contour de la surface (cf figure IV-3/2).

$\varphi(s,t)$, qui dépend à la fois de l'espace et du temps, est la densité de flux le long de la surface interne du poinçon, qui est inconnue. Il convient donc de la déterminer, à partir des mesures de température effectuées sur la surface externe, en même temps que le champ de température dans la totalité du poinçon et de la couche d'isolant prise en compte. Il suffit ensuite d'appliquer la relation IV-1/1 pour trouver le coefficient d'échange, qui est également local et fonction du temps.

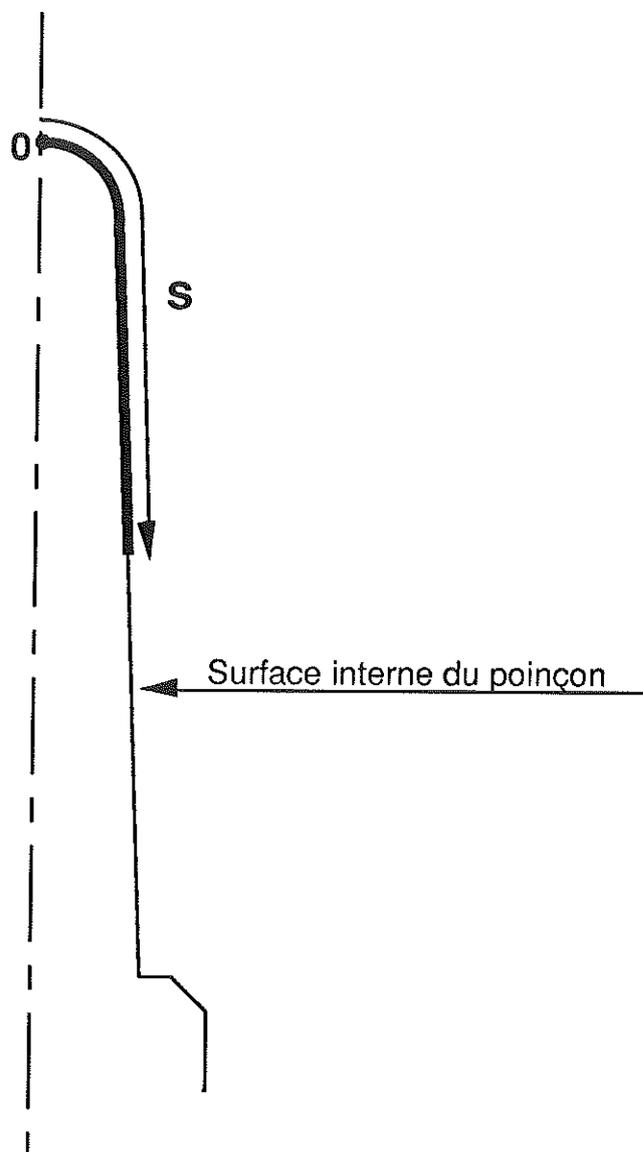


FIGURE IV-3/2 : définition de l'abscisse curviligne.

IV-3-b Distribution spatiale de la densité de flux inconnue

Le problème tel qu'il vient d'être défini au paragraphe précédent, et qui consiste à trouver la densité de flux $\varphi(s,t)$ sur la surface interne du poinçon, à partir d'un nombre fini de mesures de température sur la face externe, est en fait insoluble. Il existe en effet, sur le plan mathématique, une infinité de distributions spatiales de $\varphi(s,t)$ capables de fournir, sur les points de mesure, les mêmes valeurs de température que celles données par les thermocouples. La solution physique du problème, que nous désirons approcher avec la meilleure précision possible, se trouve parmi cette infinité de solutions mathématiques.

Il convient donc de faire des hypothèses supplémentaires, afin de restreindre le champ des solutions. Pour ce faire, il est nécessaire d'imposer aux variations spatiales de $\varphi(s,t)$ des contraintes qu'elles devront respecter. Une des techniques possibles consiste à assigner à $\varphi(s,t)$ une loi de variation en fonction de la variable d'espace. Dans un premier temps, les trois types de lois ci-dessous ont été testés.

Fonction polynômiale

$$\text{IV-3-b/1} \quad \varphi(s,t) = a_0(t) + \sum_{i=1}^N (a_i(t) \cdot s^i)$$

Décomposition en série de Fourier

$$\text{IV-3-b/2} \quad \varphi(s,t) = b_0(t) + \sum_{i=1}^N (b_i(t) \cdot \sin(2 \cdot i - 1) \cdot \frac{s}{s_{\max}})$$

Fonction continue linéaire par morceaux

$$\text{IV-3-b/3} \quad \varphi(s,t) = \sum_{i=1}^N (\varphi_i(t) \cdot U_i(s))$$

Les fonctions $U_i(s)$ sont les fonctions «chapeau», telles qu'on les définit en éléments finis :

$$s < s_{i-1} \text{ ou } s > s_{i+1} \Rightarrow U_i(s) = 0$$

$$\text{IV-3-b/4} \quad s_{i-1} \leq s \leq s_i \Rightarrow U_i(s) = \frac{s - s_{i-1}}{s_i - s_{i-1}}$$

$$s_i \leq s \leq s_{i+1} \Rightarrow U_i(s) = \frac{s_{i+1} - s}{s_{i+1} - s_i}$$

s_i et $\varphi_i(t)$ représentent respectivement l'abscisse curviligne et la valeur de $\varphi(s,t)$ au $i^{\text{ème}}$ point d'interpolation (figure IV-3/3).

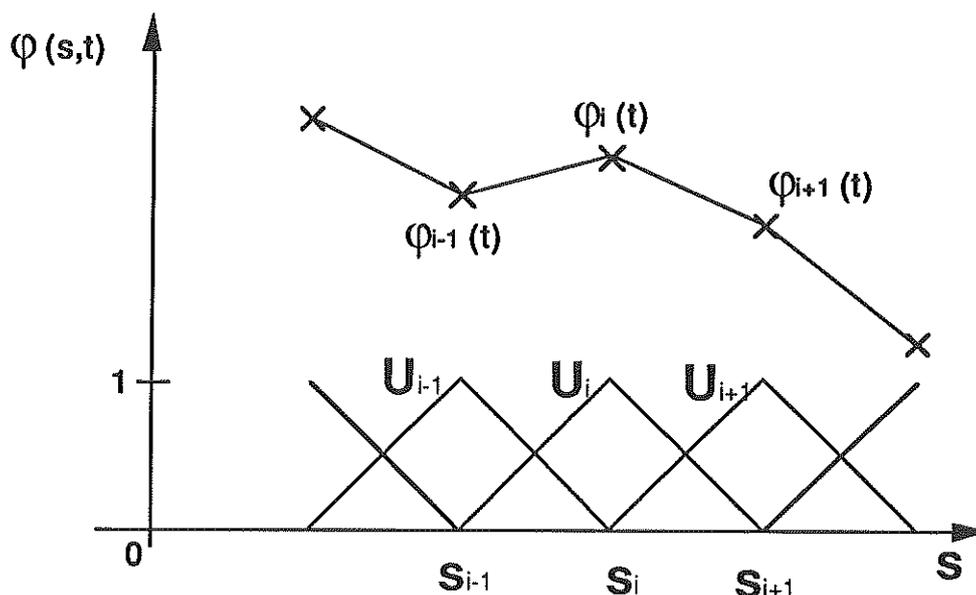


FIGURE IV-3/3 : fonction continue linéaire par morceaux.

Le problème posé ne consiste donc plus à rechercher n'importe quelle distribution de $\varphi(s,t)$, mais un nombre fini de paramètres dépendant du temps. Dans le premier cas, il s'agit des coefficients du polynôme, dans le deuxième, de ceux du développement en série de Fourier, et dans le troisième, des valeurs prises par la fonction linéaire par morceaux aux différents points d'interpolation (dont les abscisses sont préalablement fixées). Dans les trois cas, plus le nombre de paramètres est élevé (degré du polynôme, ordre du développement en série de Fourier, nombre de points d'interpolation), plus il est possible de décrire finement les variations de $\varphi(s,t)$. Par contre, il va de soi que le nombre d'inconnues à déterminer augmente également, et qu'il va être limité par le nombre et la nature des informations disponibles.

IV-3-c Méthode de Beck

Nous avons adopté la méthode de Beck ([3] à [6]) pour résoudre le problème inverse posé dans cette partie de l'étude, car elle présente l'avantage de permettre le traitement de problèmes multidimensionnels de façon séquentielle. En effet, les méthodes séquentielles induisent des temps de calcul considérablement plus courts que les méthodes globales, qui traitent toutes les inconnues simultanément. Ce critère est primordial car nous avons affaire à

un problème bidimensionnel, et nous devons dépouiller un grand nombre de résultats d'expériences.

Dans un premier temps, la méthode de Beck est décrite dans le cas où la densité de flux cherchée ne dépend que du temps. Les modifications nécessaires pour déterminer une densité de flux dépendant à la fois du temps et d'une variable spatiale sont données par la suite.

- Méthode de Beck : densité de flux dépendant uniquement du temps

Comme cela a déjà été mentionné au chapitre III, le bruit contenu dans les mesures doit être filtré si l'on veut éviter qu'il ne s'amplifie au cours du calcul. La méthode de Beck repose sur la méthode classique des moindres carrés, mais son originalité consiste à introduire un effet de filtre réglable, en imposant à la densité de flux inconnue à un instant t donné, de rester constante sur un certain nombre de pas de temps, ce qui a pour effet de lisser les brusques variations dont elle pourrait être l'objet. Le but est donc de trouver, au $j^{\text{ème}}$ pas de temps, la valeur de ϕ^j qui minimise la fonctionnelle suivante :

$$\text{IV-3-c/1} \quad R^j = \sum_{n=0}^{N_{tf}} \sum_{k=1}^{N_{th}} (T_{m_k}^{j+n} - T_{c_k}^{j+n})^2$$

N_{th} est le nombre de points de mesure de la température, $T_{m_k}^j$ la température mesurée par le thermocouple k , à l'instant t_j , $T_{c_k}^j$ la température calculée au droit du thermocouple k , au même instant. N_{tf} est le nombre de pas de temps durant lesquels on impose à ϕ^j de rester constante (N_{tf} est habituellement appelé nombre de températures futures prises en compte). Plus il est grand, plus l'effet de filtre est important, plus la perte de résolution augmente.

Pour que R^j soit minimum, il faut vérifier la relation suivante :

$$\text{IV-3-c/2} \quad \frac{\partial R^j}{\partial \phi^j} = 0$$

où ϕ^j est la densité de flux à l'instant j , que l'on désire trouver. En portant IV-3-c/1 dans IV-3-c/2, il vient :

$$\text{IV-3-c/3} \quad \sum_{n=0}^{N_{tf}} \sum_{k=1}^{N_{th}} (T_{m_k}^{j+n} - T_{c_k}^{j+n}) \cdot Q_k^{j+n} = 0$$

Q_k^{j+n} est le coefficient de sensibilité, à l'instant t^{j+n} , au point de mesure k :

$$\text{IV-3-c/4} \quad Q_k^{j+n} = \frac{\partial T_{c_k}^{j+n}}{\partial \varphi^j}$$

Les températures $T_{c_k}^{j+n}$ sont encore inconnues, puisqu'elles sont calculées à partir de φ^j . Pour tourner cette difficulté, on introduit un développement de Taylor au premier ordre :

$$\text{IV-3-c/5} \quad T_{c_k}^{j+n}(\varphi^j) = T_{c_k}^{j+n}(\varphi^{j-1}) + Q_k^{j+n} \cdot (\varphi^j - \varphi^{j-1})$$

$T_{c_k}^{j+n}(\varphi^j)$ est la température calculée en utilisant la densité de flux à l'instant $j-1$, elle même déterminée au pas de temps précédent. En posant :

$$\text{IV-3-c/6} \quad \Delta \varphi = \varphi^j - \varphi^{j-1}$$

et en portant IV-3-c/5 et IV-3-c/6 dans IV-3-c/3, il vient :

$$\text{IV-3-c/7} \quad \Delta \varphi = \frac{\sum_{n=0}^{N_{tf}} \sum_{k=1}^{N_{th}} (T_{m_k}^{j+n} - T_{c_k}^{j+n}(\varphi^{j-1})) \cdot Q_k^{j+n}}{\sum_{i=0}^{N_{tf}} \sum_{k=1}^{N_{th}} Q_k^{j+n}{}^2}$$

Si l'on dispose d'un logiciel de résolution du modèle direct, il est alors possible de calculer, à chaque instant t^{j+n} , les températures $T_{c_k}^{j+n}(\varphi^{j-1})$, puisque φ^{j-1} , résultat du pas de temps précédent, est connu. Le calcul des coefficients de sensibilité se fait par différences finies, toujours grâce au modèle direct :

$$\text{IV-3-c/8} \quad Q_k^{j+n} = \frac{T_{c_k}^{j+n}(\varphi^j + \varepsilon) - T_{c_k}^{j+n}(\varphi^j)}{\varepsilon}$$

On peut également utiliser une différence centrée, plus précise, mais entraînant des calculs supplémentaires :

$$\text{IV-3-c/9} \quad Q_k^{j+n} = \frac{T_{c_k}^{j+n}(\varphi^j + \frac{\varepsilon}{2}) - T_{c_k}^{j+n}(\varphi^j - \frac{\varepsilon}{2})}{\varepsilon}$$

Le calcul des coefficients de sensibilité faisant intervenir la densité de flux inconnue, des itérations sont nécessaires à chaque instant du calcul, sauf si le problème est linéaire (les coefficients de sensibilité ne dépendant alors plus de φ^j).

Par ailleurs, il est important de noter que l'hypothèse selon laquelle la densité de flux reste constante n'est que «temporaire». En effet, on impose à la densité de flux φ^j de rester constante du jème pas de temps jusqu'au pas $j+N_{tf}$. Lorsqu'on cherchera la valeur de φ^{j+1} , on lui imposera de rester constante du pas de temps $j+1$ jusqu'au pas $j+N_{tf}+1$ (cf figure IV-3/4).

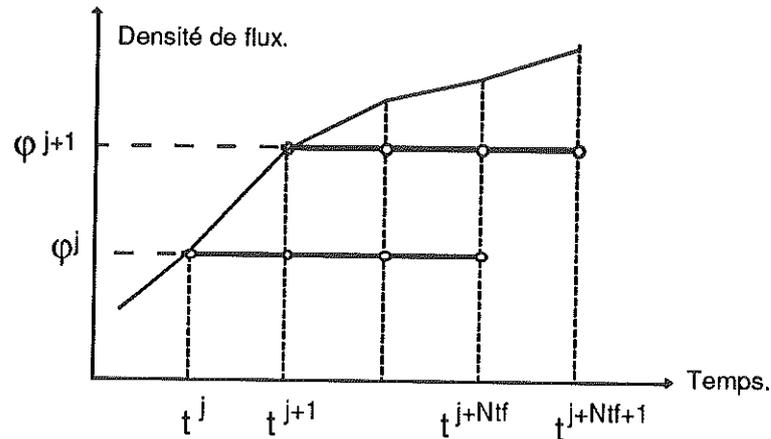


FIGURE IV-3/4 : Méthode de Beck.

Il convient également de mentionner que l'emploi de la méthode de Beck n'interdit pas le préfiltrage des données, tel qu'il a été défini au chapitre III (relations III-6/1 et III-6/2).

- Densité de flux dépendant à la fois du temps et d'une variable spatiale

Examinons à présent le cas où les variations spatiales de la densité de flux inconnue sont décrites par n variables A_i^j , intervenant dans une fonction préalablement définie.

Pour minimiser la fonctionnelle de la relation IV-3-c/1, il faut à présent vérifier, à chaque instant t^j :

$$\begin{array}{l}
 \frac{\partial R^j}{\partial A_1^j} = 0 \\
 \dots \\
 \frac{\partial R^j}{\partial A_i^j} = 0 \\
 \dots \\
 \frac{\partial R^j}{\partial A_N^j} = 0
 \end{array}
 \quad \text{IV-3-c/10}$$

Le coefficient de sensibilité du paramètre A_i^j , au point de mesure k , est défini comme suit :

$$\text{IV-3-c/11} \quad Q_{i,k}^{j+n} = \frac{\partial T_{c_k}^{j+n}}{\partial A_i^j}$$

Les températures $T_{c_k}^{j+n}$ dépendant à présent des N paramètres A_i , le développement de Taylor au premier ordre s'écrit :

$$\text{IV-3-c/12} \quad T_{c_k}^{j+n}(A_1^j, \dots, A_i^j, \dots, A_N^j) = T_{c_k}^{j+n}(A_1^{j-1}, \dots, A_i^{j-1}, \dots, A_N^{j-1}) + \sum_{i=1}^N Q_{i,k}^{j+n} \cdot (A_i^j - A_i^{j-1})$$

On pose :

$$\text{IV-3-c/13} \quad \Delta A_i = A_i^j - A_i^{j-1}$$

En portant les deux relations précédentes dans IV-3-c/10, et en utilisant la définition de la fonctionnelle donnée par IV-3-c/1, on obtient le système d'équations algébriques linéaires, dont la résolution fournit les variations des paramètres A_i entre deux pas de temps :

$$[C] \cdot [\Delta A] = [B]$$

Avec :

$$\text{IV-3-c/14} \quad c_{i,l} = \sum_{k=1}^{N_{th}} \sum_{n=0}^{N_{tf}} Q_{i,k}^{j+n} \cdot Q_{l,k}^{j+n}$$

$$b_i = \sum_{k=1}^{N_{th}} \sum_{n=0}^{N_{tf}} (T_{m_k}^{j+n} - T_{c_k}^{j+n}(\varphi^{j-1})) \cdot Q_{i,k}^{j+n}$$

Notre problème étant non linéaire (les propriétés thermophysiques dépendent de la température), le calcul des coefficients de sensibilité induit des itérations. Afin de les éliminer (et donc d'abaisser le temps de calcul), nous avons fait l'approximation suivante, valable si les pas de temps choisis ne sont pas trop grands :

$$\text{IV-3-c/15} \quad Q_{i,k}^{j+n} \approx \frac{\partial T_{c_k}^{j+n}}{\partial A_i^{j-1}}$$

Le calcul par différences finies des coefficients de sensibilité ne fait alors plus intervenir que les paramètres A_i^{j-1} , déjà déterminés :

$$\text{IV-3-c/16} \quad Q_{i,k}^{j+n} \approx \frac{Tc_k^{j+n}(A_1^{j-1}, \dots, A_i^{j-1} + \Delta a, \dots, A_N^{j-1}) - Tc_k^{j+n}(A_1^{j-1}, \dots, A_i^{j-1}, \dots, A_N^{j-1})}{\Delta a}$$

Les simulations qui ont été faites, dont une se trouve au paragraphe IV-5, justifient pleinement cette hypothèse.

L'organigramme qui a servi de base au développement du logiciel se trouve sur la figure IV-3/5. Le logiciel de résolution du modèle direct, basé sur les éléments finis, est décrit en annexe D.

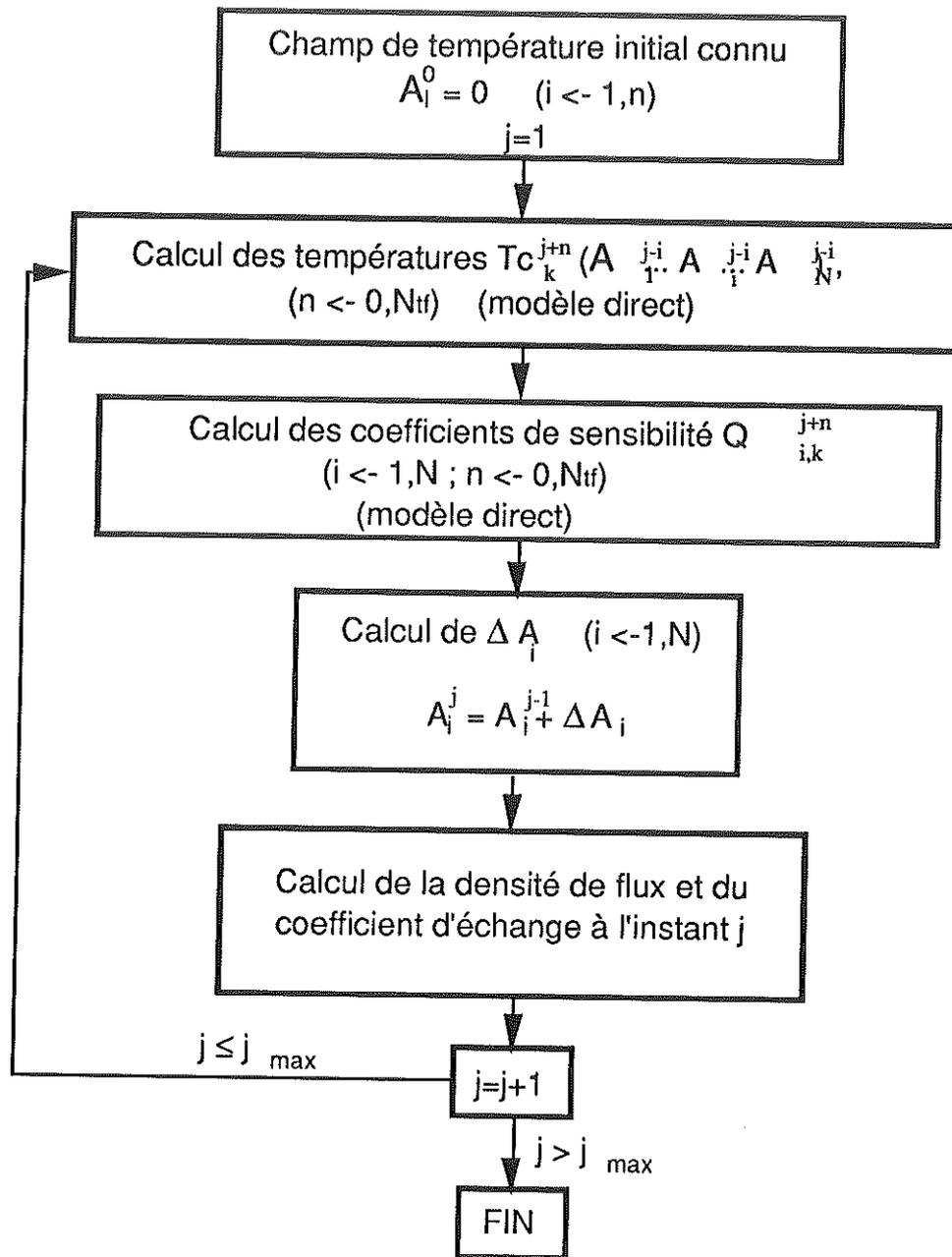


FIGURE IV-3/5 : organigramme du logiciel utilisé pour la détermination du coefficient d'échange.

IV-3-d Conditionnement du système d'équations algébriques linéaires donnant les paramètres inconnus

Un système d'équations algébriques est dit mal conditionné si une légère perturbation du deuxième membre entraîne de grandes variations du vecteur solution [22]. De tels systèmes sont à éviter lorsque la méthode des moindres carrés est utilisée pour déterminer plusieurs paramètres en même temps. En effet, comme on peut le constater sur le système IV-3-c/14, les mesures de

température interviennent dans le deuxième membre. Or, ces mesures étant fatalement entachées d'erreurs, un trop mauvais conditionnement du système d'équations peut conduire à des solutions totalement fantaisistes (les erreurs du deuxième membre étant alors amplifiées lors de la résolution).

Afin de tester le conditionnement du système IV-3-c/14, le logiciel développé pour la détermination du coefficient d'échange à l'intérieur du poinçon calcule systématiquement deux nombres de conditionnement distincts. Le premier, donné par Hensel [22], est défini comme suit :

$$\text{IV-3-d/1} \quad K_1 = \| C^{-1} \| \cdot \| C \| \quad \text{avec :} \quad \| C \| = \max_{i=1,N} \sum_{l=1}^N |c_{i,l}|$$

Le système est mal conditionné lorsque $K_1 \gg 1$.

Le deuxième nombre de conditionnement est tiré de la référence [33], et a pour expression :

$$\text{IV-3-d/2} \quad K_2 = \frac{\det(C)}{\prod_{i=1}^N \left(\sum_{l=1}^N c_{i,l}^2 \right)^{\frac{1}{2}}}$$

Le système est mal conditionné lorsque $K_2 \ll 1$.

Le calcul des deux nombres de conditionnement ci-dessus nécessite la détermination du déterminant de C, ainsi que celui de sa matrice inverse. Pour cette raison, le système d'équations algébriques IV-3-c/14 est résolu par la méthode de Gauss-Jordan, dont le principe consiste à transformer le système de départ en système dont le premier membre est égal à la matrice unité [33]. En effet, la méthode de Gauss-Jordan permet de construire la matrice inverse ainsi que le déterminant, au fur et à mesure que la résolution progresse.

Les causes d'un mauvais conditionnement du système IV-3-c/14 peuvent être de deux ordres :

- Les coefficients de sensibilité d'au moins deux paramètres A_j et A_l sont «presque» linéairement dépendants, sur tous les points de mesure. C'est à dire :

$$\text{IV-3-d/3} \quad (\forall n / 0 < n < N_{if} ; \forall k / 1 < k < N_{th}) \quad Q_{i,k}^{j+n} = (C_0 + \varepsilon_{k,n}) Q_{l,k}^{j+n}$$

C_0 est une constante quelconque, $\varepsilon_{k,n}$ une variable fonction de k et n , dont la valeur reste petite (le système sera d'autant plus mal conditionné que $\varepsilon_{k,n}$ restera petit). Cette relation ne fait que traduire le fait qu'il existe un grand nombre de combinaisons de A_j et A_l conduisant à des températures très proches au niveau des points de mesure. Dans le cas limite où, quelque soient k et n , $\varepsilon_{k,n}$ est égal à zéro, le déterminant du système est nul, et il existe une infinité de solutions.

- Il existe au moins deux paramètres A_j et A_l tels que les coefficients de sensibilité de A_j soient très inférieurs aux coefficients de sensibilité de A_l :

$$\text{IV-3-d/4} \quad (\forall j / 0 < n < N_{tr} ; \forall k / 1 < k < N_{th}) \quad Q_{j,k}^{j+n} \ll Q_{l,k}^{j+n}$$

L'influence du paramètre A_{jl} sur la température aux points de mesure est négligeable par rapport à celle de A_l . De grandes variations de A_j n'entraîneront donc que de petites variations des températures aux points de mesure.

Dans le cas limite où le coefficient de sensibilité de A_j est égal à zéro, le déterminant du système est nul, et il existe une infinité de solutions (n'importe quelle valeur de A_j convient, puisque ce paramètre n'a plus aucune influence sur les températures aux points de mesure).

Les problèmes de conditionnement de systèmes d'équations algébriques sont nombreux dès que l'on cherche à déterminer plusieurs paramètres, par une méthode basée sur les moindres carrés. Ceux auxquels nous avons été confrontés au cours de cette partie de l'étude seront évoqués au paragraphe IV-4.

IV-3-e Détermination des conditions initiales

Nous avons déjà vu que le champ de température initial du poinçon et de la couche d'isolant modélisée était nécessaire pour initier les calculs devant conduire à la détermination du coefficient d'échange et qu'il ne pouvait être obtenu par une mesure directe. Nous avons donc employé la méthode des moindres carrés pour le déterminer, en utilisant les mêmes mesures de température que pour la détermination du coefficient d'échange. Les calculs sont faits en régime permanent, puisque l'utilisateur attend que l'équilibre thermique soit établi avant de lancer les mesures.

Comme dans le cas précédent, nous avons besoin d'un modèle physique décrivant le système étudié. L'hypothèse principale de ce modèle est que le gradient thermique observé sur le poinçon

provient des pertes par conduction dans la partie inférieure du four car l'enceinte contenant l'aérogel et le poinçon repose sur une plaque à l'extérieur du four. Les pertes par le tube d'alimentation en air comprimé sont, elles, supposées négligeables, puisqu'il est entouré d'un élément chauffant d'appoint.

La figure IV-3/6 représente la géométrie du modèle, ainsi que les conditions aux limites. Le diamètre du domaine modélisé est égal à celui du tube de cuivre. Sa frontière supérieure est délimitée par ce même tube de cuivre, sa frontière inférieure par le bas du poinçon. La température du cuivre, supposé isotherme, est imposée sur les surfaces représentées en trait mixte sur la figure IV-3/6. La partie supérieure du domaine est adiabatique, compte tenu de l'épaisseur de l'isolant (150 mm environ à partir de l'extrémité du poinçon, cf annexe A8), et de la conductivité très basse de l'aérogel (0,035 W/(m.K) à 400°C, cf annexe C3). La partie inférieure est également adiabatique, exceptée la surface du poinçon, ainsi que celle du tube d'acier qui sert à le maintenir (cf détail A sur la figure IV-3/6), par où le système perd une densité de flux, uniforme φ_p .

Par ailleurs, les propriétés des matériaux sont supposées constantes, les écarts de température entre le point le plus chaud et le point le plus froid n'étant que de 10°C. Mentionnons également que les échanges thermiques dans l'air compris entre la pipette et le poinçon sont supposés purement conductifs. Le traitement du rayonnement et la convection ne nous a pas semblé justifié, compte tenu de leur complexité.

La détermination de φ_p (dont dépend la connaissance du champ de température initial), se fait par la méthode des moindres carrés, qui peut être considérée comme un cas particulier de la méthode de Beck (le temps n'est à présent plus pris en compte, puisque nous nous situons en régime permanent). Les points de mesure de la température sont les mêmes que ceux utilisés pour la détermination du coefficient d'échange sur la surface intérieure du poinçon. La résolution du modèle direct se fait également par éléments finis, toujours à l'aide du logiciel décrit en annexe D (ce logiciel ayant été prévu pour traiter indifféremment des problèmes en régime permanent ou transitoire).

IV-4 CHOIX DE LA FONCTION DÉCRIVANT LES VARIATIONS SPATIALES DE LA DENSITÉ DE FLUX SUR LA SURFACE INTÉRIEURE DU POINÇON

IV-4-a Etude préliminaire

Les trois types de fonctions envisagés (polynôme, série de Fourier, fonction linéaire par morceaux) ont préalablement été testés par des simulations réalisées dans le cas simplifié d'un tube, enrobé d'une couche d'isolant dont la surface externe est adiabatique, et dont on cherche à identifier la densité de flux sur la face interne (figure IV-4/1).

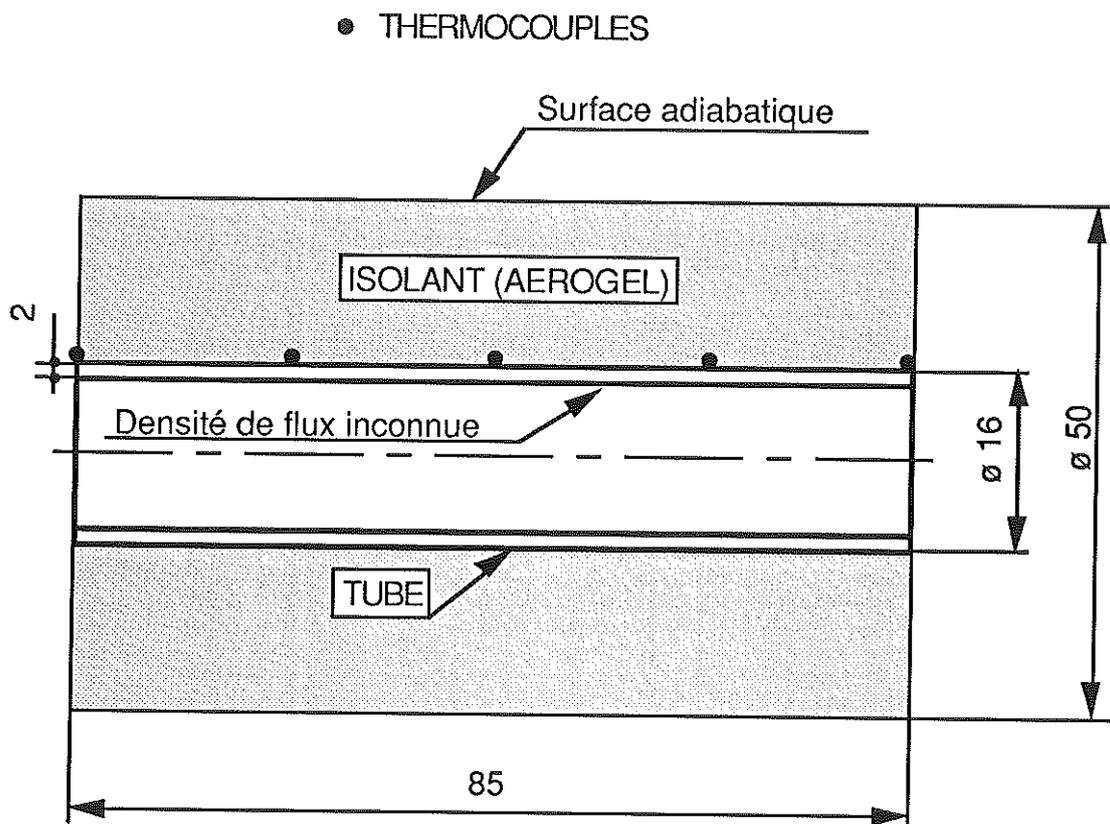


FIGURE IV-4/1 : test des distributions spatiales de la densité de flux.

Le tube est en Stellite 12. Son épaisseur et son diamètre sont choisis de façon à se rapprocher du poinçon Schweppes figurant en annexe A1. Les thermocouples sont supposés être placés sur la surface externe du tube.

En premier lieu, le modèle direct, basé sur les éléments finis, est utilisé pour calculer la température aux points de mesure, à

partir d'une densité de flux constante dans le temps et dans l'espace, dont la valeur est choisie de façon arbitraire. Après avoir été bruitées, ces données sont introduites dans le logiciel d'inversion. Les trois fonctions déjà citées ont ensuite été testées.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au cas du polynôme du premier degré (nécessitant la détermination de deux inconnues à chaque pas de temps), qui a donné de très mauvais résultats, puisque la densité de flux obtenue après l'inversion ne correspondait absolument pas à celle utilisée pour générer les données. Après avoir mené une étude sur le nombre de thermocouples, leur position, ainsi que le nombre de températures futures et le pas de temps, il est apparu qu'il n'était pas possible d'abaisser le nombre de conditionnement K_1 en dessous de 600, alors que le nombre de conditionnement K_2 ne dépassait jamais 0,02. Ces valeurs indiquent un mauvais conditionnement du système donnant les deux coefficients du polynôme (IV-3-c/14), dû au fait que leurs coefficients de sensibilité sont trop proches de la dépendance linéaire (relation IV-3-d/3). Adopter des polynômes de degré supérieur à 1 ne pouvant que dégrader le conditionnement du système, cette technique de représentation de la densité de flux a été abandonnée.

Les essais réalisés avec une série de Fourier tronquée au premier ordre ayant abouti aux mêmes conclusions, cette méthode a également été rejetée.

La représentation par fonction linéaire par morceaux a, par contre, donné d'excellents résultats, à condition de placer les points d'interpolation en face des points de mesure (le nombre de conditionnement K_1 se situant alors aux alentours de 3). Elle a donc été retenue pour traiter le cas de la ventilation du poinçon.

IV-4-b Application au poinçon

La figure IV-4/2 montre la position des points d'interpolation sur le poinçon, déterminée en fonction du principe qui vient d'être énoncé. Les points d'interpolation n°1 à 9 sont donc situés en regard des thermocouples n°1 à 9. Le point d'interpolation n°10 n'a pas, par contre, de thermocouples en vis-à-vis, ce qui ne va pas sans poser de problème. En effet, compte tenu de la distance séparant le point d'interpolation n°10 des points de mesure, les coefficients de sensibilité qui lui sont attachés sont très inférieurs à ceux des neuf autres points d'interpolation. Or, nous avons vu au paragraphe IV-3-d que ceci constituait une cause de mauvais conditionnement du système d'équations algébriques donnant les variations au cours du temps des paramètres inconnus.

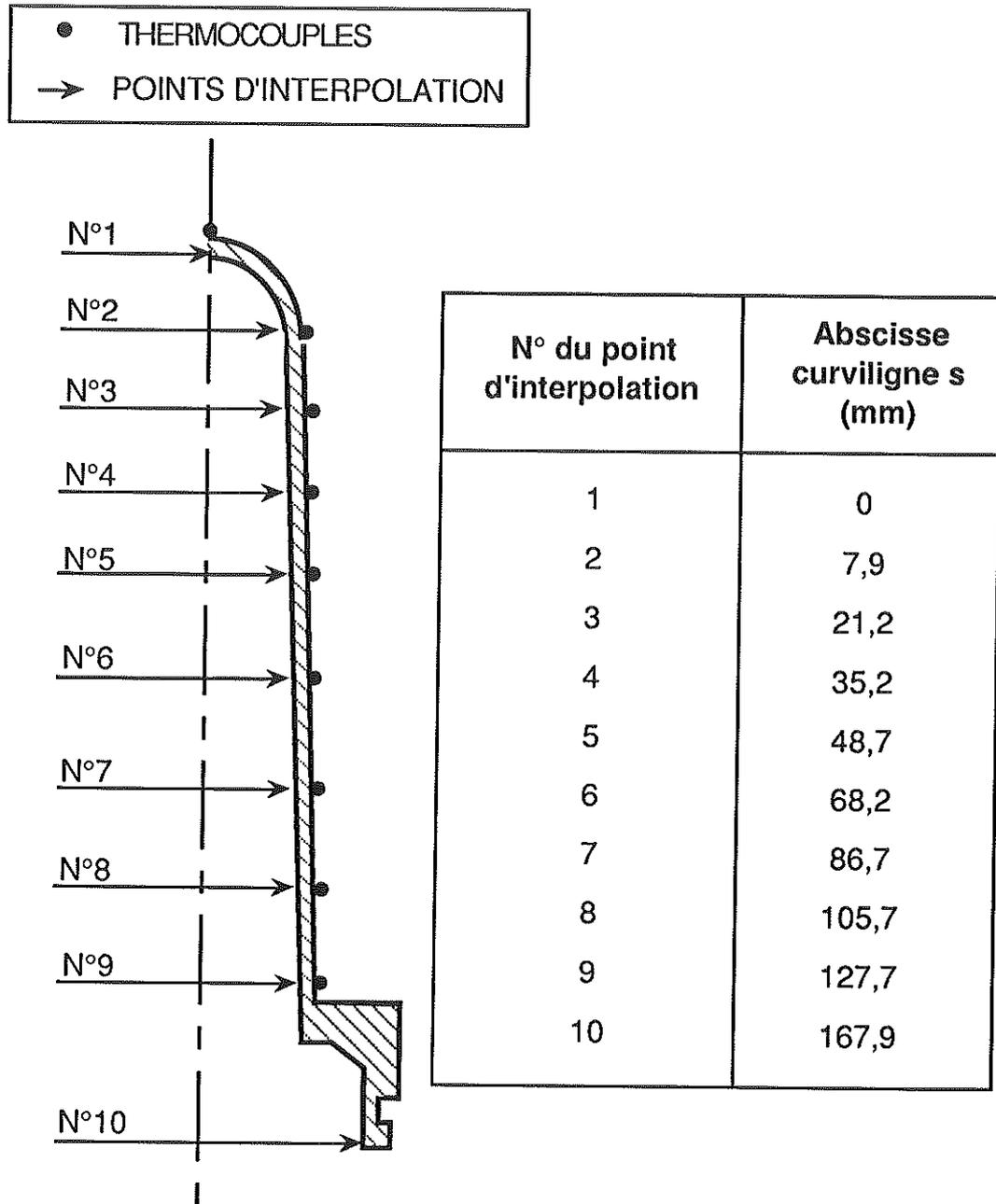


FIGURE IV-4/2 : position des points d'interpolation.

Ajouter un dixième thermocouple en face de ce point d'interpolation serait inutile, car la plus grande épaisseur de l'embase, par rapport à la partie conique, ne permettrait pas d'augmenter les coefficients de sensibilité de façon significative. La solution consistant à usiner l'embase de façon à ramener son épaisseur à celle de la partie conique a également été rejetée, la dureté superficielle du Stellite nécessitant l'emploi de procédés d'usinage particuliers (électro-érosion ou rectification).

Si l'on désire tout de même procéder à la détermination de la fonction linéaire par morceaux, sans modifier la géométrie du poinçon, et sans ajouter de thermocouple, il est nécessaire de compenser le manque d'information qui rend impossible la détermination de la densité de flux sur le dixième point d'interpolation. Pour ce faire, nous avons mis en œuvre une technique de régularisation spatiale du premier ordre [22], qui consiste à limiter l'écart entre la densité de flux au point n°9 et la densité de flux au point n°10. En d'autres termes, cela revient à modifier la fonctionnelle à minimiser :

$$\text{IV-4-b/1} \quad R^j = \sum_{n=0}^{N_{tf}} \sum_{k=1}^{N_{th}} (T_{m,k}^{j+n} - T_{c,k}^{j+n})^2 + \alpha \cdot (\varphi_{10}^j - \varphi_9^j)^2$$

φ_{10}^j est la valeur de la densité de flux au point d'interpolation n°10, à l'instant j . φ_9^j est la valeur de la densité de flux au point d'interpolation n°9, au même instant. α est appelé paramètre de régularisation spatiale. Plus sa valeur est élevée, plus l'écart entre les deux densités de flux sera restreint.

Certains coefficients du système IV-3-c/14 se trouvent modifiés par l'ajout de la régularisation :

$$\text{Pour } i=9 \text{ et } i=10 \quad c_{i,i} = \alpha + \sum_{k=1}^{N_{th}} \sum_{n=0}^{N_{tf}} Q_{i,i}^{j+n^2}$$

$$\text{Pour } i=10 \quad c_{i,i-1} = c_{i-1,i} = -\alpha + \sum_{k=1}^{N_{th}} \sum_{n=0}^{N_{tf}} Q_{i,k}^{j+n} \cdot Q_{i-1,k}^{j+n}$$

IV-4-b/2

$$\text{Pour } i=9 \quad b_i = \alpha \cdot (\varphi_{i+1}^{j-1} - \varphi_i^{j-1}) + \sum_{k=1}^{N_{th}} \sum_{n=0}^{N_{tf}} (T_{m,i,k}^{j+n} - T_{c,i,k}^{j+n} (\varphi^{j-1}))^2 \cdot Q_{i,k}^{j+n}$$

$$\text{Pour } i=10 \quad b_i = \alpha \cdot (\varphi_{i-1}^{j-1} - \varphi_i^{j-1}) + \sum_{k=1}^{N_{th}} \sum_{n=0}^{N_{tf}} (T_{m,i,k}^{j+n} - T_{c,i,k}^{j+n} (\varphi^{j-1}))^2 \cdot Q_{i,k}^{j+n}$$

Les autres coefficients restent inchangés.

En pratique, la valeur de α a été déterminée de façon à optimiser le conditionnement du système IV-3-c/14. Après un certain nombre d'essais, elle a été fixée à 10^{-11} , ce qui donne un nombre de conditionnement K_1 de 5, et un nombre de conditionnement K_2 de 0,6. Ainsi que le montreront les simulations ultérieures, l'emploi de la régularisation revient en fait, dans le cas de figure qui nous préoccupe, à imposer à la densité de flux de rester constante entre les points d'interpolation n°9 et n°10.

Le caractère artificiel de la régularisation spatiale peut paraître choquant. En effet, ni son utilisation, ni la façon de fixer la valeur du paramètre α ne font appel à des considérations physiques. Il conviendra donc de se souvenir, lorsque les résultats expérimentaux seront présentés, que les valeurs de la densité de flux ou du coefficient d'échange dans la partie inférieure de l'embase du poinçon ne reflètent pas obligatoirement la réalité physique.

Cette approche est toutefois justifiée par le peu d'intérêt que présentent les échanges entre l'embase du poinçon et l'air de la ventilation. En effet, les problèmes de thermique apparaissant en production concernent essentiellement la partie du poinçon en contact avec le verre.

Pour finir, mentionnons que le logiciel a été développé de façon à ce que l'utilisateur puisse introduire une régularisation spatiale entre un ou plusieurs couples de points d'interpolation consécutifs de son choix, ceci dans un but de généralisation. De même, les régularisations temporelles du premier et du deuxième ordre [22] ont été programmées, mais n'ont pas été utilisées, le besoin ne s'en étant pas fait sentir.

IV-5 SIMULATIONS

Comme pour les simulations du chapitre III, des «pseudo-mesures» sont tout d'abord générées à l'aide du logiciel d'éléments finis présenté en annexe D, avec un coefficient d'échange choisi arbitrairement. Les données ainsi obtenues sont ensuite injectées dans le logiciel d'inversion.

Les premières simulations ont porté sur le cas très simplifié d'un tube creux de longueur infinie, afin de se ramener à un modèle monodimensionnel. Elles ont permis de dégrossir le problème, en étudiant l'influence du maillage, de l'épaisseur d'isolant prise en compte, des paramètres numériques, etc.

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné ci-dessus, un grand nombre de simulations ont ensuite été effectuées avec la géométrie du paragraphe IV-4-a (tube cylindrique creux, mais de longueur finie), dans le but de choisir la fonction décrivant les variations spatiales de la densité de flux et aussi pour déterminer le nombre et les emplacements des thermocouples. Nous avons ensuite abordé la géométrie du poinçon Schweppes, pour déterminer le paramètre de régularisation spatiale optimum.

Des simulations supplémentaires ont ensuite été réalisées en utilisant la fonction linéaire par morceaux ainsi que le paramètre de régularisation optimum, les données étant générées en imposant sur la surface externe du poinçon soit une densité de flux, soit un coefficient d'échange. Différents cas de figure ont été analysés : densité de flux ou coefficient d'échange constants ou variables dans le temps, uniformes ou fonctions de l'abscisse curviligne. Ces simulations ont permis de tester le logiciel, et d'étudier l'influence des paramètres numériques tels que pas de temps, nombre de températures futures, taille du maillage, préfiltrage, de manière à affiner les résultats des simulations précédentes. Dans un but de simplification, nous n'en détaillerons qu'une, réalisée avec les paramètres suivants :

- Géométrie

Elle est représentée sur le graphique IV-3-1. Le poinçon utilisé pour l'ensemble de cette étude, et donc pour cette simulation, est le poinçon Schweppes, dont le plan figure en annexe A1. Les positions des thermocouples et des points d'interpolation sont représentés sur les figures IV-4/2 et IV-2/4. L'épaisseur d'isolant prise en compte dans les calculs est de 2,2 mm.

- Maillage

Le maillage, utilisé aussi bien pour le calcul direct que pour l'inversion, et déterminé après des essais successifs, est représenté sur la figure IV-5/1. Les éléments, isoparamétriques, ont un contour parabolique, afin de décrire convenablement la géométrie. La plupart sont quadrilatéraux (huit nœuds). Les éléments triangulaires (six nœuds), sont utilisés comme éléments de transition entre des zones maillées avec des pas différents. La partie cylindro-conique du poinçon comporte deux éléments dans l'épaisseur ; l'extrémité demi-sphérique, plus épaisse, en comporte trois. Le maillage dans l'isolant a été resserré près du poinçon, à cause du gradient important dans cette zone.

- Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques du Stellite 12 et de l'aérogel figurent en annexe C. Les calculs sont faits en prenant en compte leurs variations avec la température.

- Pas de temps

Le pas de temps est de 0,1 s pour l'inversion. Il est divisé par deux pour la génération des «pseudo-mesures».

- Calcul des coefficients de sensibilité

Le calcul des coefficients de sensibilité, qui se fait par différences finies (relation IV-3-c/18), se fait en introduisant une perturbation Δa de 100 kW/m² (valeur déterminée après plusieurs essais).

- Température initiale

La température initiale du poinçon et de l'isolant est supposée uniforme, et égale à 400°C.

- Bruit de mesure

Afin de réaliser une simulation réaliste, les données sont bruitées artificiellement, de la même façon qu'au paragraphe III-6. Afin de lutter contre l'amplification du bruit, le nombre de températures futures prises en compte est égal à quatre, et les données sont préfiltrées, par la méthode déjà évoquée au chapitre III (moyenne pondérée par des coefficients pris sur la courbe de Gauss, cf relations III-6/1 et III-6/2). Dans le cas des thermocouples n°2 à n°9, le paramètre w est égal à dix. Pour le thermocouple n°1, il est égal à vingt. En effet, l'épaisseur au niveau de l'extrémité du poinçon étant plus importante que dans la partie cylindro-conique (3 mm au lieu de 2 mm), l'amplification du bruit pendant l'inversion y est plus marquée.

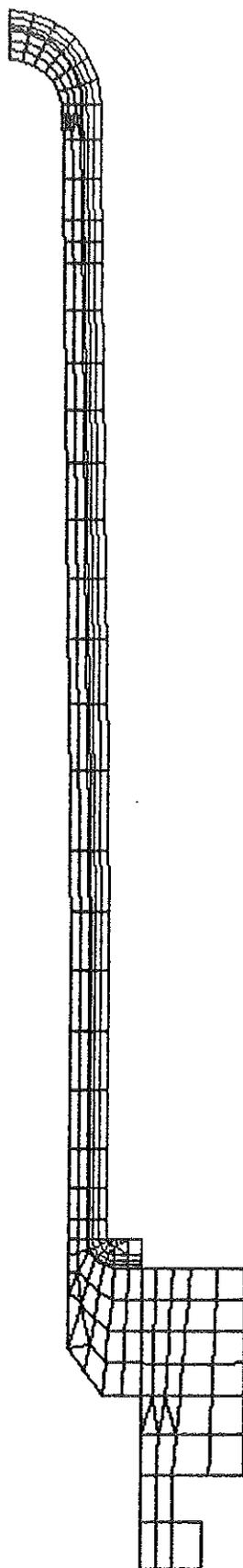


FIGURE IV-5/1 : maillage utilisé pour la détermination du coefficient d'échange.

- Conditions aux limites pour la génération des données

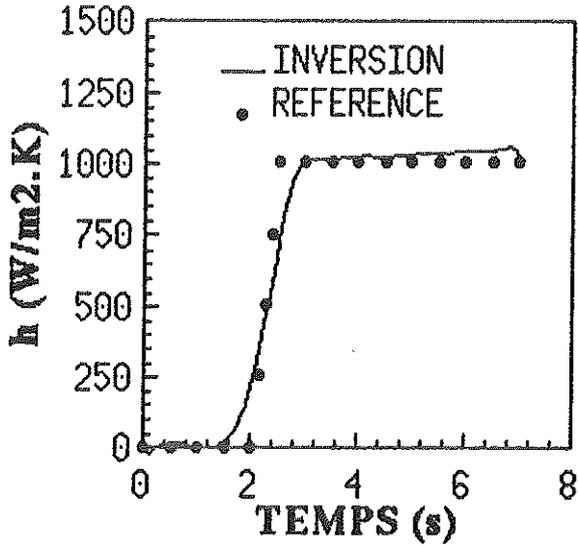
Le coefficient d'échange imposé sur la surface interne du poinçon, et qu'il convient de retrouver par le calcul d'inversion, est uniforme sur la totalité de la surface. Il est nul durant les deux premières secondes, croît linéairement durant 0,5 s, pour atteindre une valeur de $1000\text{W/m}^2\cdot\text{K}$, et reste constant jusqu'à la fin du calcul. La température de l'air à l'entrée du système de refroidissement est de 25°C .

La figure IV-5/2 montre les valeurs du coefficient d'échange obtenues sur les deux premiers points d'interpolation, ainsi que sur les deux derniers (les points n°3 à 8, qui ne sont pas représentés, se comporte comme les points n°2 et 9). Les comparaisons avec le coefficient d'échange utilisé pour la génération des données (cercles noirs), montrent la perte de résolution due aux différents filtres (prise en compte de températures futures et préfiltrage), lors du brusque accroissement du coefficient d'échange. La perte de résolution, devant le brusque transitoire, au point n°1 est légèrement plus importante que sur les neuf autres, un préfiltre plus large ayant été appliqué sur le thermocouple n°1 ($w=20$ au lieu de $w=10$).

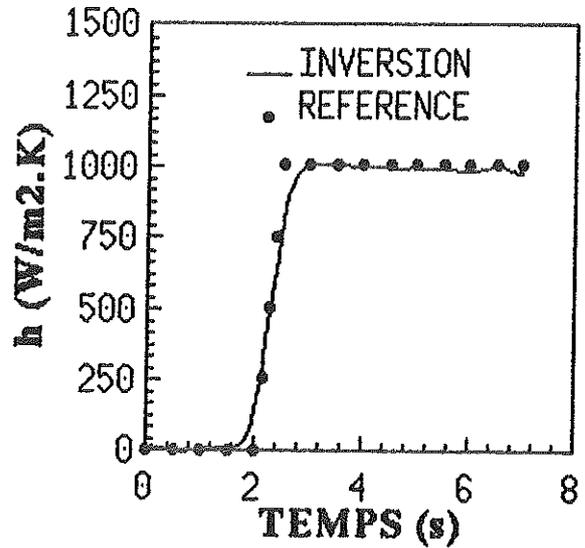
Les points n°1 et n°10 présentent une dérive, au fil du temps, par rapport à la référence. Elle s'explique par le fait que plus le temps augmente, plus la densité de flux inconnue s'éloigne de l'allure qui lui a été imposée (fonction linéaire par morceaux, avec régularisation spatiale au niveau de l'embase). En effet, les données ayant été générées avec un coefficient d'échange uniforme, la densité de flux en un point donné de la surface interne du poinçon est d'autant plus grande que la température en ce point est élevée. L'embase du poinçon étant plus massive que la partie cylindro-conique, sa température superficielle décroît moins vite, ce qui fait naître des variations non linéaires de la densité de flux avec l'abscisse curviligne, augmentant elle-mêmes avec le temps. Lorsque ces variations non linéaires deviennent trop importantes, elles ne peuvent plus être décrites avec la fonction linéaire par morceaux qui a été spécifiée. Si une précision plus grande était désirée, le seul remède consisterait à augmenter le nombre de points d'interpolation (et donc le nombre de thermocouples, puisqu'ils sont placés en vis-à-vis), en les rapprochant des zones qui posent un problème.

Le même phénomène se produit à l'extrémité du poinçon (point n°1), pour les mêmes raisons, mais de façon moins marquée. D'autre part, la figure IV-5/3 montre que, lorsque la densité de flux cherchée n'est pas décrite de façon suffisamment fine, cela peut entraîner des ondulations du coefficient d'échange entre deux points d'interpolation.

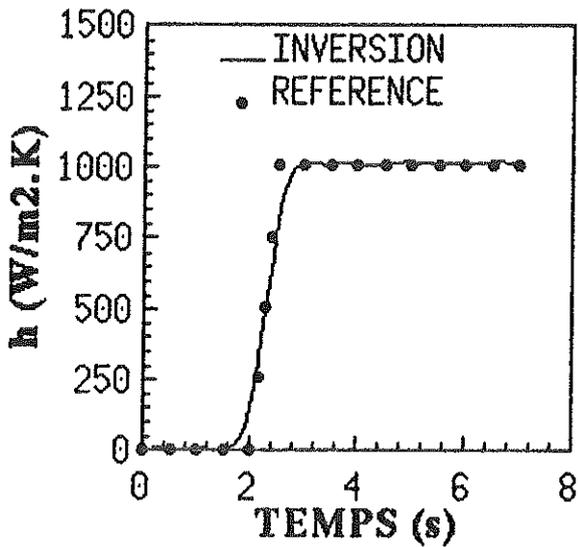
POINT NO 1



POINT NO 2



POINT NO 9



POINT NO 10

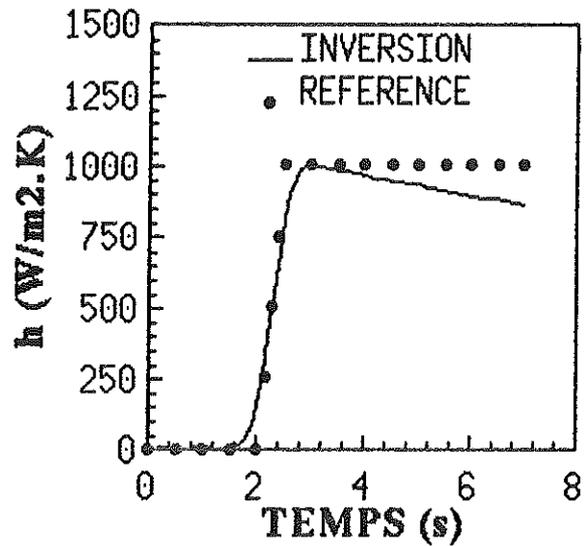
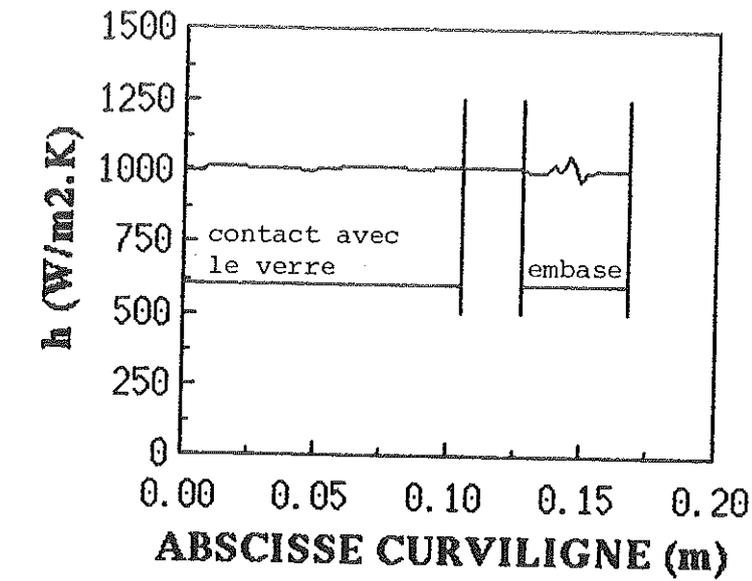
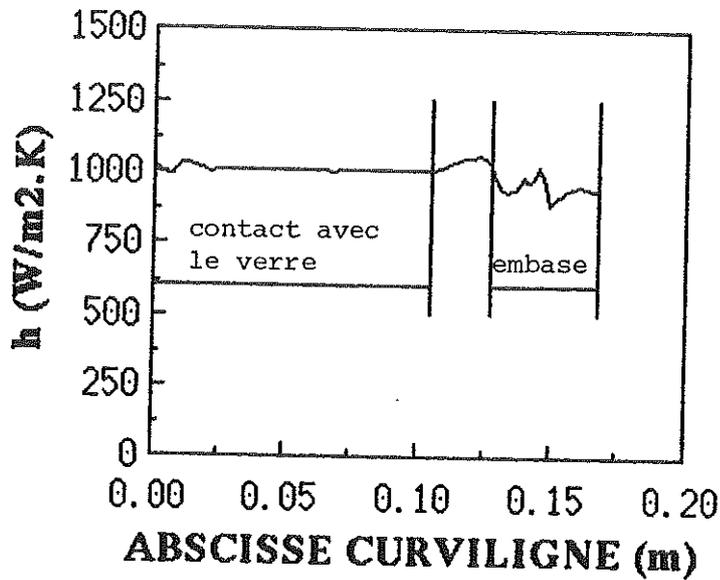


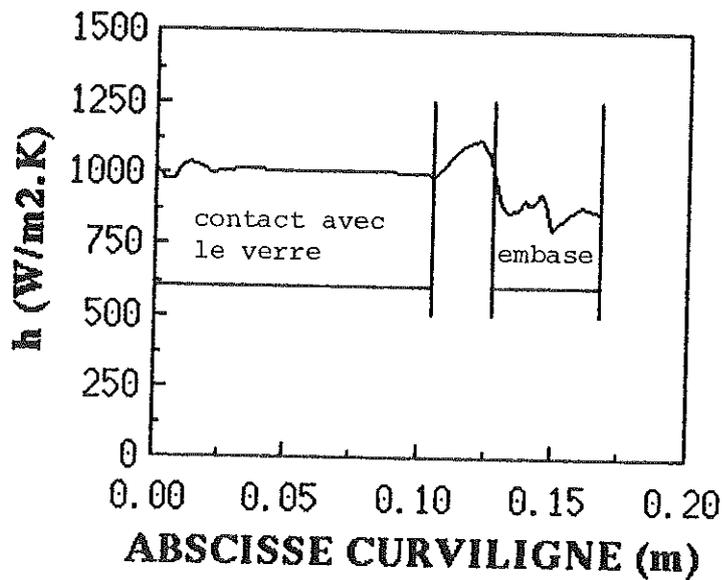
FIGURE IV-5/2 : Coefficient d'échange en fonction du temps (simulation).



$t = 3s$



$t = 5s$



$t = 7s$

FIGURE IV-5/3 : Coefficient d'échange en fonction de l'abscisse curviligne (simulation).

Toutefois, il faut garder à l'esprit que les remarques précédentes, concernant le manque de précision au niveau de l'embase et, dans une moindre mesure, au niveau du « nez » du poinçon, ne s'appliquent que dans le cas où le coefficient d'échange cherché est uniforme sur toute la surface interne du poinçon. Or, ce n'est vraisemblablement pas le cas pour le système de refroidissement réel.

Par contre, les simulations réalisées en générant les données avec une densité de flux variant linéairement en fonction de l'abscisse curviligne montrent un accord quasi-parfait entre les résultats de l'inversion et les solutions de référence (ce qui n'est pas non plus nécessairement réaliste !)

En fait, dans la mesure où l'évolution du coefficient d'échange en fonction de l'abscisse curviligne ne peut être évaluée a priori, les simulations ne permettent pas de savoir si la fonction linéaire par morceaux qui a été choisie permet de le décrire avec précision. En effet, si les données sont générées avec un coefficient d'échange variant linéairement avec l'abscisse curviligne, on obtiendra de bons résultats avec seulement deux points d'interpolation. A l'opposé, si les données sont générées à l'aide d'un coefficient d'échange présentant des variations fortement non linéaires, un grand nombre de points d'interpolation seront nécessaires pour atteindre une précision satisfaisante.

D'un point de vue pratique, le nombre de points d'interpolation est surtout limité par le nombre de thermocouples (encombrement, perturbation des mesures engendrée par la présence des thermocouples, nombre de voies disponibles sur la centrale de mesure, fréquence d'acquisition). Si la distribution spatiale de la densité de flux est totalement inconnue, il semble logique de choisir des points d'interpolation équidistants. Dans notre cas, comme nous nous attendions à des variations plus importantes dans la partie supérieure du poinçon, ils ont été resserrés à cet endroit (cf figure IV-4/2). Cette disposition est également justifiée par le fait que la partie supérieure du poinçon présente un intérêt plus grand, les problèmes de collage se produisant principalement à cet endroit.

IV-6 PIPETTES ÉTUDIÉES

IV-6-a Plan de l'étude

Tous les résultats obtenus dans cette partie de l'étude portent sur le poinçon Schweppes dont le plan figure en annexe A1.

Concernant les pipettes, nous nous sommes attachés, dans un premier temps, à étudier des pipettes munies d'un trou unique à leur extrémité (alors que les pipettes de production sont également percées de trous latéraux), ceci pour deux raisons :

- premièrement, il nous a semblé préférable de débiter l'étude en simplifiant tout d'abord le problème, et en le compliquant graduellement, l'objectif final étant bien évidemment de pouvoir tester les pipettes utilisées en production. Dans le cadre de cette étude, les pipettes sans trous latéraux nous ont servi à faire une étude paramétrique, portant sur l'influence de leur longueur et de leur diamètre sur le refroidissement du poinçon, ceci dans le but d'améliorer notre compréhension des phénomènes physiques relatifs au système de ventilation ;

- deuxièmement, nous avons voulu savoir s'il était possible de réaliser des pipettes sans trous latéraux. Le réglage de l'«intensité» du refroidissement à un endroit donné du poinçon ne se ferait plus en rajoutant ou en supprimant des trous, mais en jouant sur la section de l'espace annulaire entre pipette et poinçon. En effet, une diminution de cette section, en augmentant la vitesse de l'air, devrait favoriser les échanges thermiques entre le poinçon et l'air. Par ailleurs, le «réglage» de la qualité des échanges au niveau de l'extrémité du poinçon se ferait en jouant sur la longueur de la pipette. De telles pipettes, sans trous latéraux, simplifieraient considérablement le travail de conception, en diminuant le nombre de paramètres à fixer (nombre, diamètre, et position des trous). De plus, leur coût serait abaissé, les opérations de perçage n'étant plus nécessaires.

Après avoir mené une étude aussi complète que possible sur les pipettes sans trous latéraux, nous nous sommes intéressés au cas de la pipette Schweppes utilisée actuellement en production, dont le plan en annexe A2.

IV-6-b Géométrie des pipettes

Les paramètres caractéristiques des pipettes étudiées sont représentés sur la figure IV-6/1. La longueur L est mesurée au pied

à coulisse. La distance e entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon est déterminée à partir de L et des cotes du poinçon relevées sur le plan. Les diamètres d_i , d_e , et D_e sont mesurés au pied à coulisse.

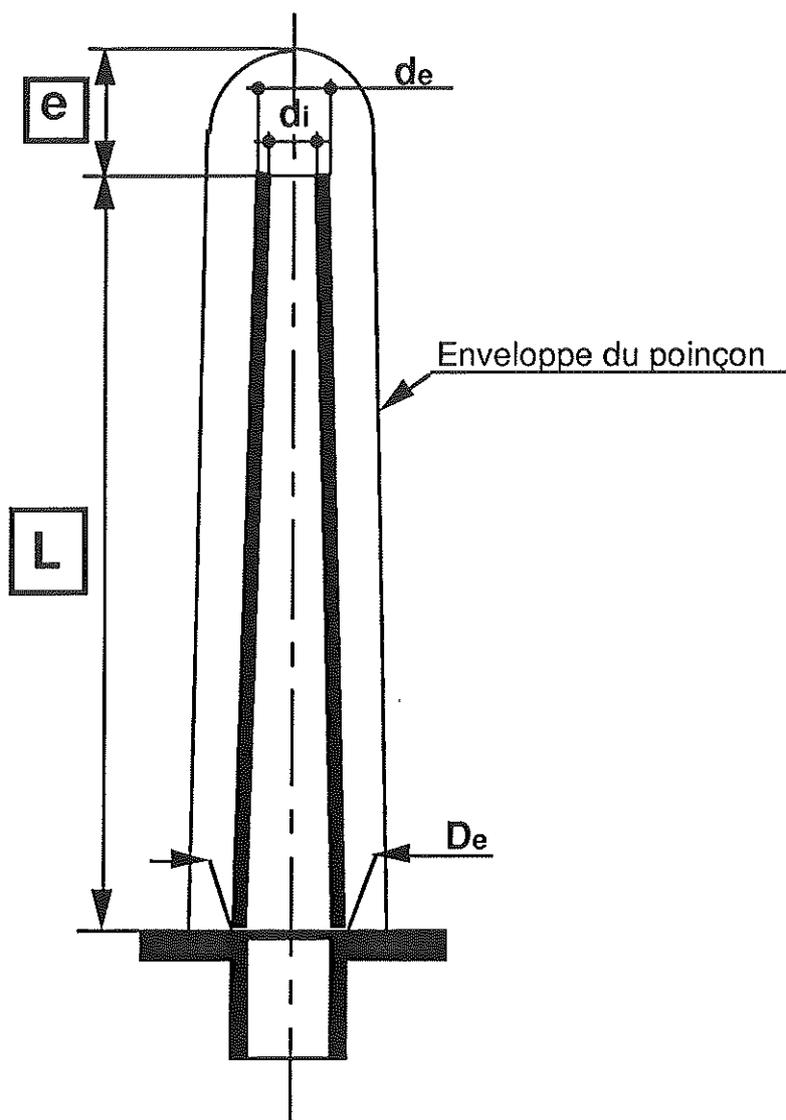


FIGURE IV-6/1 : cotes caractéristiques des pipettes.

Les pipettes sans trous latéraux que nous avons étudiées peuvent se décomposer en trois catégories :

- pipettes obtenues à partir de pipettes Schweppes, qui seront dénommées SM, pour «Schweppes Modifiée». Leurs caractéristiques se trouvent dans le tableau IV-6/1. Les trous latéraux de la pipettes Schweppes ont été bouchés avec de la brasure à l'argent ; elle a ensuite été polie à la toile émeri pour éliminer les surépaisseurs de brasure. Les pipettes SM2 et SM3 ont été tronçonnées à des longueurs différentes. Dans le cas de la pipette SM1, la longueur originelle a été

conservée, mais le bouchon en métal d'apport (cf plan annexe A1) a été supprimé à la lime. Par ailleurs, l'augmentation de d_i et d_e avec e s'explique par la conicité de la pipette de départ ;

	SM1	SM2	SM3
L	134,2	124,7	116,2
e	6,7	16,2	24,7
d_i	3,9	4,5	4,8
d_e	5,7	6,1	6,2
D_e	8,0	8,0	8,0

TABLEAU IV-6/1 : géométrie des pipettes SM (cotes en mm).

- pipettes obtenues à partir de pipettes Volvic (VM, pour «Volvic Modifiée»). Elles sont réalisées de la même façon que les précédentes, mais à partir de pipettes Volvic (plan en annexe A3), qui présentent un diamètre plus grand que les pipettes Schweppes ;

	VM1	VM2	VM3
L	134,2	124,6	116,1
e	6,7	16,3	24,8
d_i	4,3	4,9	5,2
d_e	7	7,4	7,6
D_e	9,6	9,5	9,5

TABLEAU IV-6/2 : géométrie des pipettes VM (cotes en mm).

- pipettes réalisées spécialement pour cette étude, obtenu en tronçonnant à différentes longueurs la pipette dont le plan figure en annexe A4 (pipettes dénommées GD, pour «Grand Diamètre»).

	GD0	GD1	GD2	GD3
L	136,0	134,3	124,7	116,0
e	4,9	6,6	16,2	24,9
d_i	6,4	6,5	6,6	7,1
d_e	8,6	8,7	9,1	9,5
D_e	11,1	11,1	11,0	11,2

TABLEAU IV-6/3 : géométrie des pipettes GD (cotes en mm).

Les principales caractéristiques de la pipette Schweppes utilisée sans modification se trouve sur le tableau IV-6/4. La position des trous latéraux est donnée sur le plan de l'annexe A1. Le diamètre d_i a été mesuré avec une précision de $\pm 0,1$ mm par le Laboratoire de Métrologie de l'INSA de Lyon.

SCHWEPPE	
L	133,4
e	7,5
d_i	2,5
d_e	5,8
D_e	8,0

TABLEAU IV-6/4 : géométrie de la pipette Schweppes (cotes en mm).

IV-6-c Pertes de charge

Les caractéristiques débit-pression ont été mesurées à froid, les mesures à chaud étant impossibles, compte tenu du refroidissement très rapide du poinçon lorsque l'air comprimé est injecté. Le dispositif de mesure a été décrit au paragraphe IV-2-d. Les courbes de la figure IV-6/2 représentent l'évolution du débit massique, en fonction de la pression relative en amont de la pipette. La courbe de la pipette Schweppes est systématiquement tracée sur les trois graphes, afin d'introduire un élément de comparaison.

Comme on peut le constater, les pertes de charge dans les pipettes SM sont supérieures à celle de la pipette Schweppes, quelque soit leur longueur. Dans le cas des pipettes VM, seule la VM1 (la plus longue) présente un débit inférieur à la pipette Schweppes. Par contre, le débit de pipettes GD est toujours supérieur à celui de la pipette Schweppes.

Par conséquent, il apparaît qu'augmenter le diamètre des pipettes conduit à diminuer les pertes de charge dans le système de refroidissement. A titre d'exemple, le débit à 2 bars dans la pipette GD1 est supérieur de 120 % à celui de la pipette SM1, pris à la même pression. Il est également supérieur de 52 % à celui de la pipette Schweppes, ce qui montre qu'il est possible de réaliser des pipettes sans trous latéraux, tout en produisant moins de pertes de charge que les pipettes actuelles (du moins dans le cas du poinçon Schweppes, sur lequel porte cette étude). Toutefois, il est clair que les pertes de charge ne sont pas le seul critère intervenant dans la conception des pipettes : l'étude comparative portant sur les coefficients d'échange sera présentée au paragraphe IV-9.

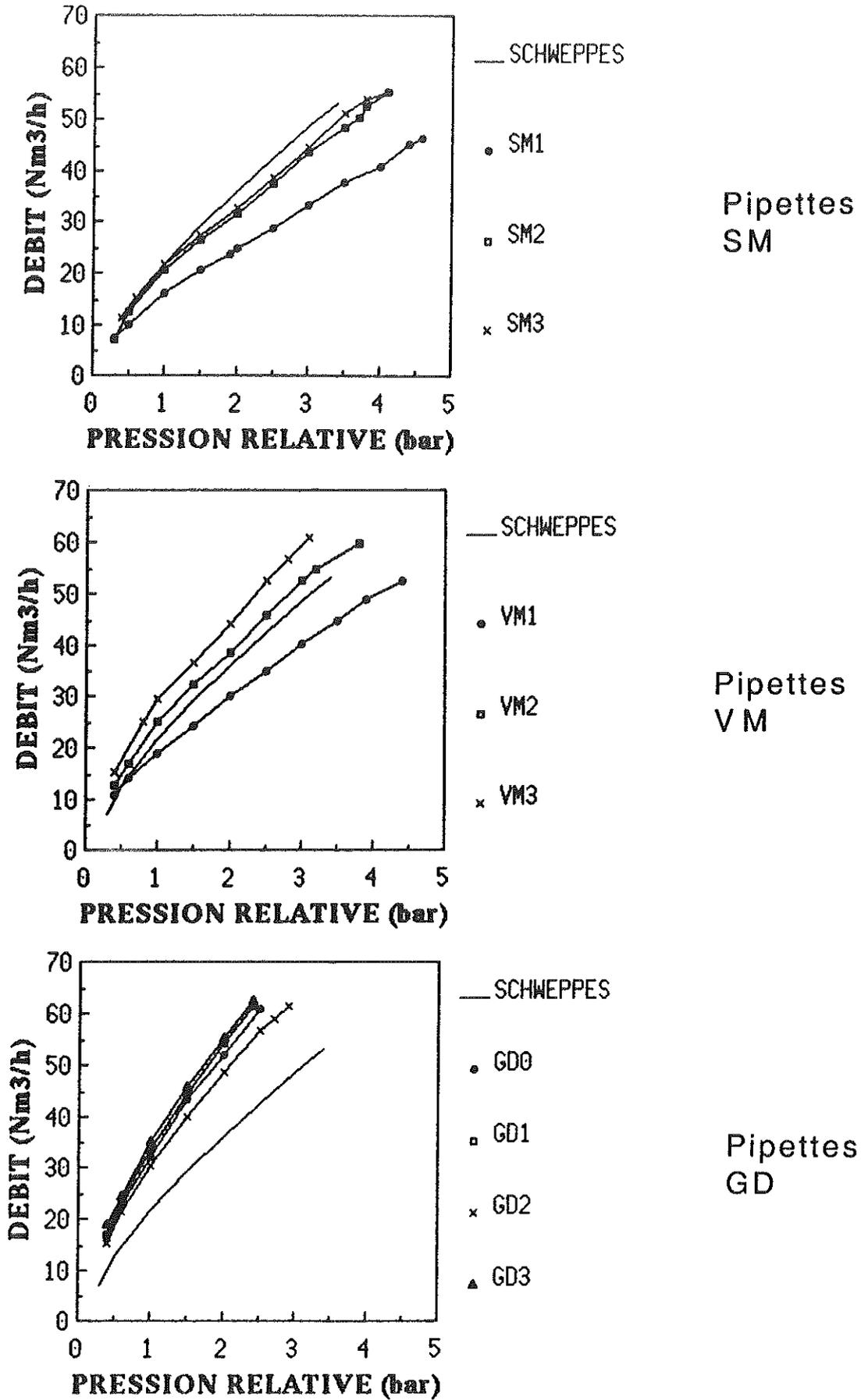
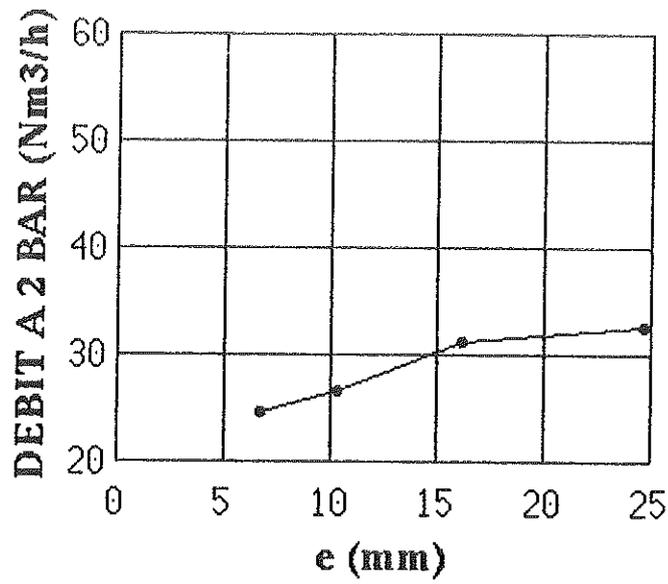


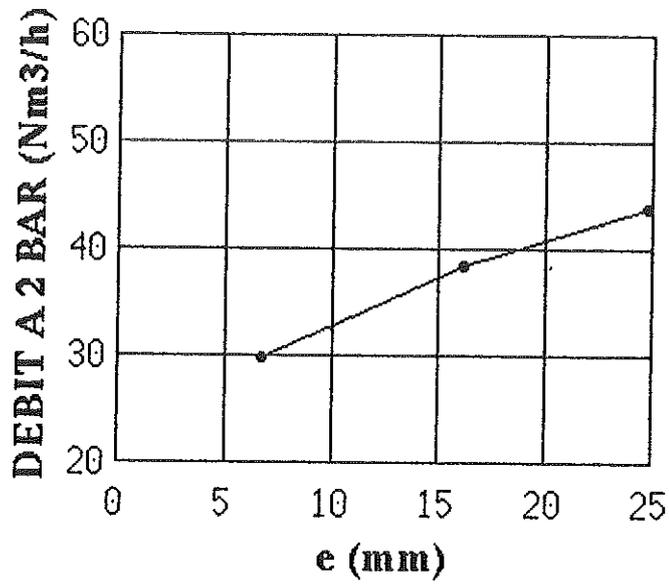
FIGURE IV-6/2 ; caractéristiques débit-pression.

Les courbes de la figure IV-6/3 montrent l'évolution du débit massique à 2 bars, en fonction de la cote h , qui représente la distance entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon. Afin de décrire plus finement les courbes, une pipette SM de longueur intermédiaire ($e=10,4$ mm), et ne figurant pas au tableau IV-6/1, a été ajoutée. Il en va de même pour les pipettes de type GD (pipette supplémentaire à $e=11,6$ mm).

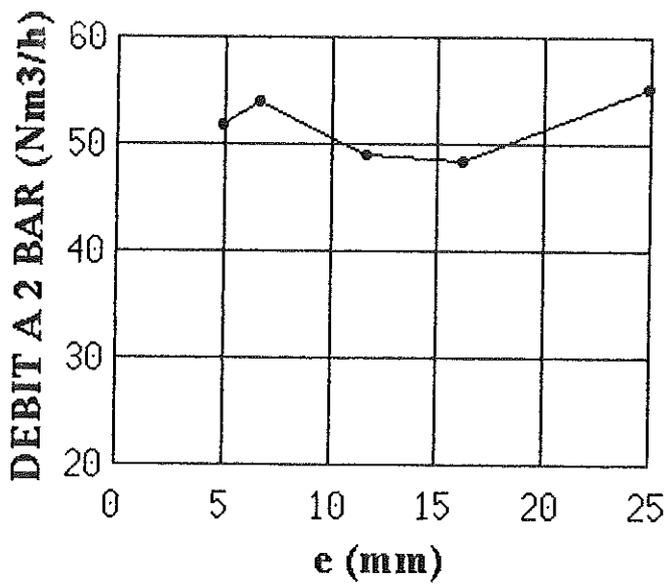
Le débit des pipettes SM et VM augmente de façon continue lorsque la pipette est raccourcie, alors que celui des pipettes GD présente un minimum pour $e=16,2$ mm (GD2), et un maximum pour $e=6,6$ mm (GD1).



Pipettes
SM



Pipettes
VM



Pipettes
GD

FIGURE IV-6/3 : influence de e sur le débit massique à 2 bar.

IV-7 COEFFICIENTS D'ÉCHANGE : EXEMPLE D'UN DÉPOUILLEMENT COMPLET (PIPETTE SM1)

IV-7-a Conditions expérimentales

L'exemple qui va être détaillé porte sur la pipette SM1.

La pression en amont est de 3,6 bar, ce qui correspond à un débit mesuré à froid de 38 Nm³/h.

La température mesurée sur les différents thermocouples du poinçon se situe initialement entre 372 et 386°C. Celle du tube de cuivre est de 396°C.

L'air est injecté dans la pipette une seconde après le début de l'acquisition (sa température est de 25°C). La ventilation dure 18 s.

IV-7-b Détermination des conditions initiales

La détermination du champ de température initial se fait grâce à la méthode décrite au paragraphe IV-3-e. La géométrie modélisée est représentée sur la figure IV-3/6. Elle a été maillée (figure IV-7/1) en ajoutant des éléments au maillage utilisé pour la détermination du coefficient d'échange, lui même donné sur la figure IV-5/1.

Compte tenu des faibles écarts de température à l'intérieur du domaine modélisé, les propriétés thermiques du Stellite 12 et de l'aérogel sont supposées constantes, et sont prises à la température de 380°C. La conductivité du tube d'acier est fixée à 50 W/m.K [41].

N° du thermocouple	Température mesurée (°C)	Température calculée (°C)	Ecart (°C)
1	371,9	374,5	+2,6
2	376,4	377,4	+1,0
3	378,3	379,3	+1,0
4	380,4	380,7	+0,3
5	383,4	381,9	-1,5
6	384,2	382,5	-1,7
7	383,8	383,0	-0,8
8	384	383,3	-0,7
9	385,7	383,4	-2,3

TABLEAU N° IV-7/1 : températures initiales mesurées et calculées.

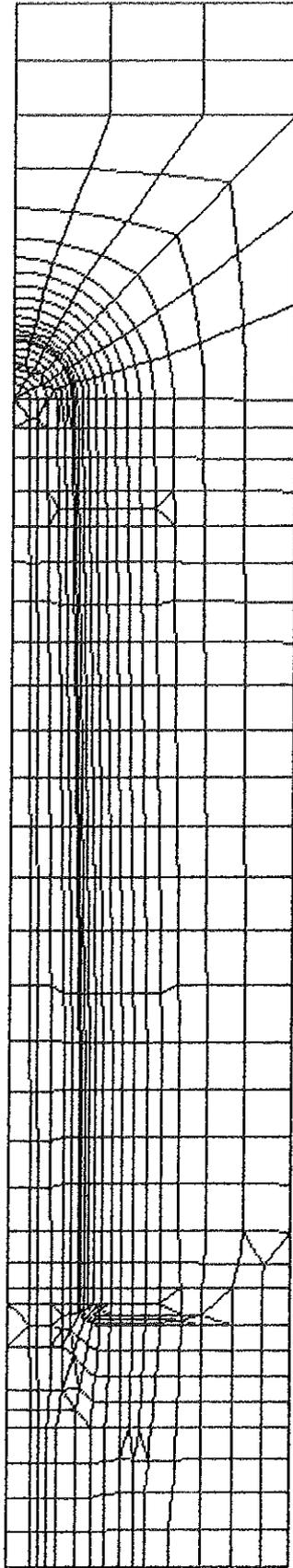


FIGURE N° IV-7/1 ; maillage utilisé pour la détermination du champ de température initial.

Le tableau IV-7/1 montre les écarts entre températures mesurées et calculées, qui vont de 0,3°C à 2,6°C. Globalement, le calcul sous-estime le gradient thermique dans le poinçon, puisqu'il donne une différence de température entre les thermocouples n°1 et n°9 de 8,9°C, alors que la différence mesurée est de 13,8°C.

Pour information, la densité de flux φ_p perdue par le système est de 870 W/m², ce qui donne un flux de 1,3 W. Cette valeur extrêmement faible montre à quel point il est difficile, même en régime permanent, d'obtenir un champ de température uniforme, puisque des pertes thermiques très faibles peuvent entraîner des gradients non négligeables.

IV-7-c Températures mesurées en régime transitoire

La figure IV-7/2 montre les mesures de température obtenues grâce aux neuf thermocouples soudés sur le poinçon, qui seront utilisées dans la détermination du coefficient d'échange sur sa face interne.

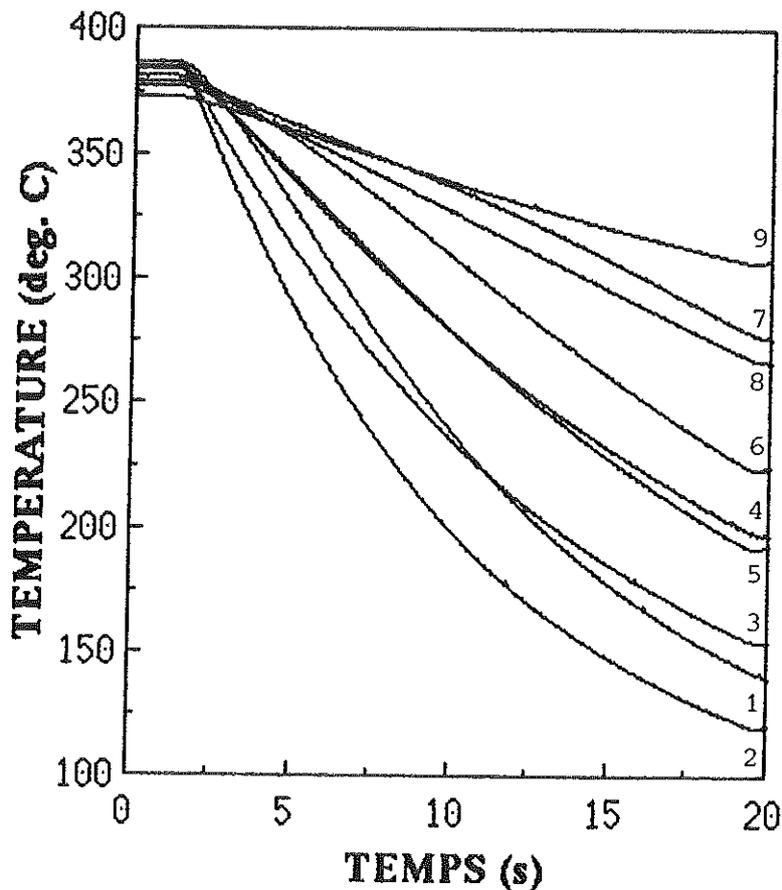


FIGURE N° IV-7/2 : températures mesurées en régime transitoire.

Le point de mesure n°9, situé juste au-dessus de l'embase, est celui qui se refroidit le plus lentement (-65°C en 18 s de ventilation). Le point de mesure se refroidissant le plus rapidement est le n°2, situé à la jonction entre l'extrémité demi-sphérique du poinçon et la partie conique (-260°C en 18 s).

IV-7-d Densité de flux

Le géométrie, le maillage, les propriétés thermiques, et les paramètres numériques sont identiques à ceux utilisés pour la simulation du paragraphe IV-5, et resteront inchangés pour tous les résultats qui seront présentés dans ce chapitre.

L'évolution en fonction du temps de la densité de flux aux différents points d'interpolations est présentée sur la figure IV-7/3. Le signe négatif indique que le poinçon perd de l'énergie. Les oscillations visibles durant la première demi-seconde sont dues aux différences entre les températures initiales calculées et mesurées (tableau IV-7/1). Afin de limiter leur influence, le délai entre le début de l'acquisition et l'ouverture de l'électro-vanne a été augmenté de 1 s pour les mesures suivantes (soit 2 s au lieu d'une). Les conséquences de ces oscillations seront évaluées lors de l'étude de la sensibilité aux erreurs.

La densité de flux est présentée sur la figure IV-7/4 en fonction de l'abscisse curviligne, aux instants $t = 5$ s et $t = 15$ s. La zone qui en production aurait été en contact avec le verre, ainsi que l'embase, sont repérées afin d'améliorer la compréhension du graphique. On peut constater sur ces courbes que la densité de flux diminue lorsqu'on se déplace du point d'interpolation n°2 (jonction entre l'extrémité demi-sphérique et la partie conique) vers le point n°1 (sommet du poinçon). On peut également noter la présence de deux minimums relatifs, sur les points d'interpolation n°4 et n°7. Par ailleurs, rappelons que, si la densité de flux est constante le long de l'embase, cela provient de la régularisation spatiale entre les points d'interpolation n°9 et 10, et non d'un phénomène physique.

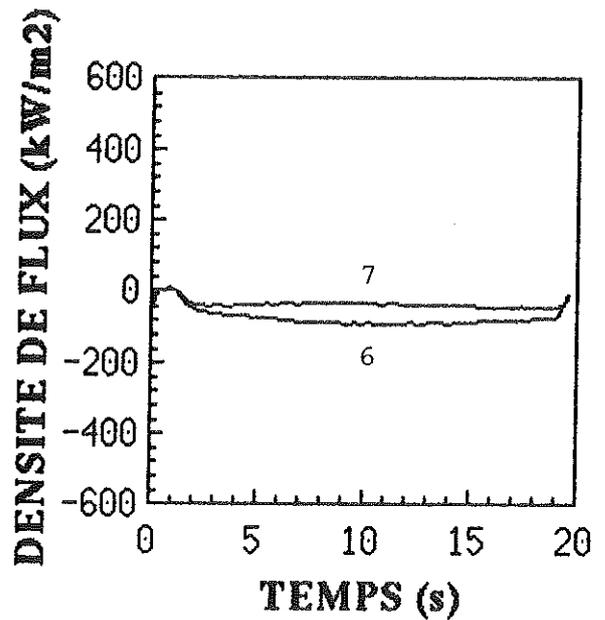
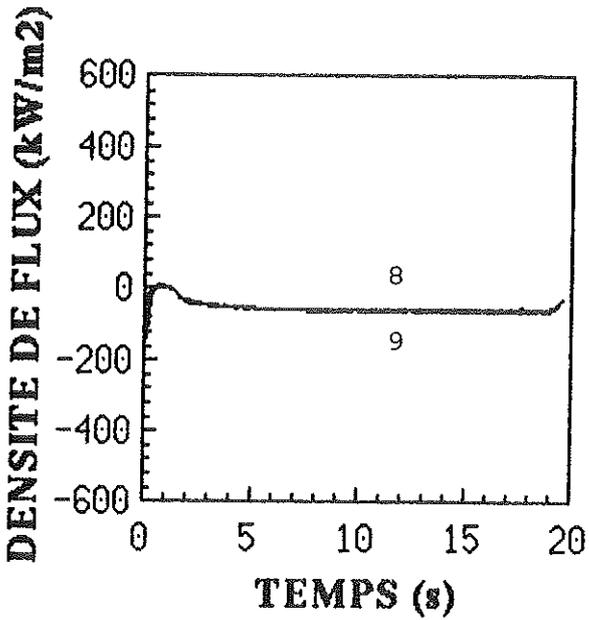
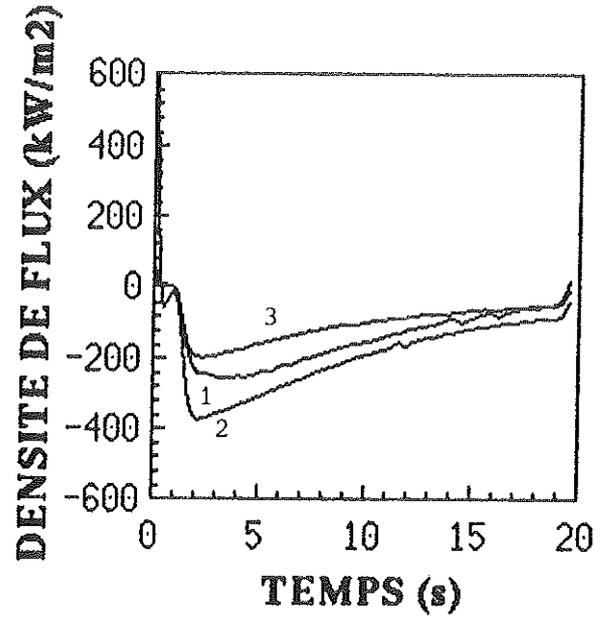
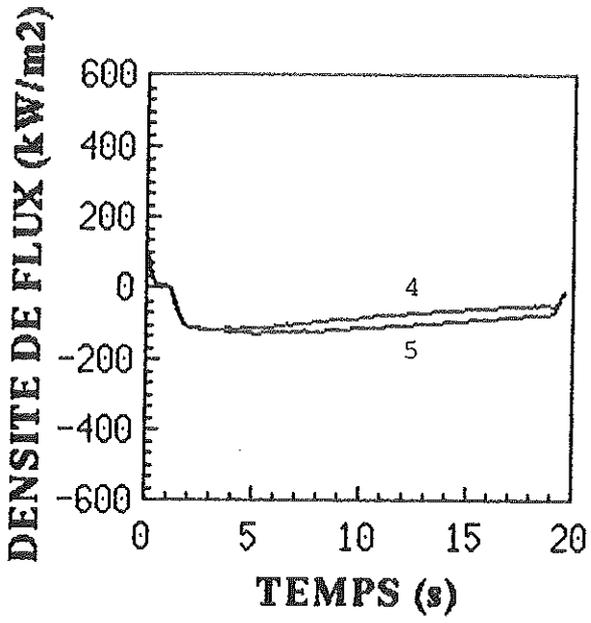


FIGURE IV-7/3 : densité de flux en fonction du temps.

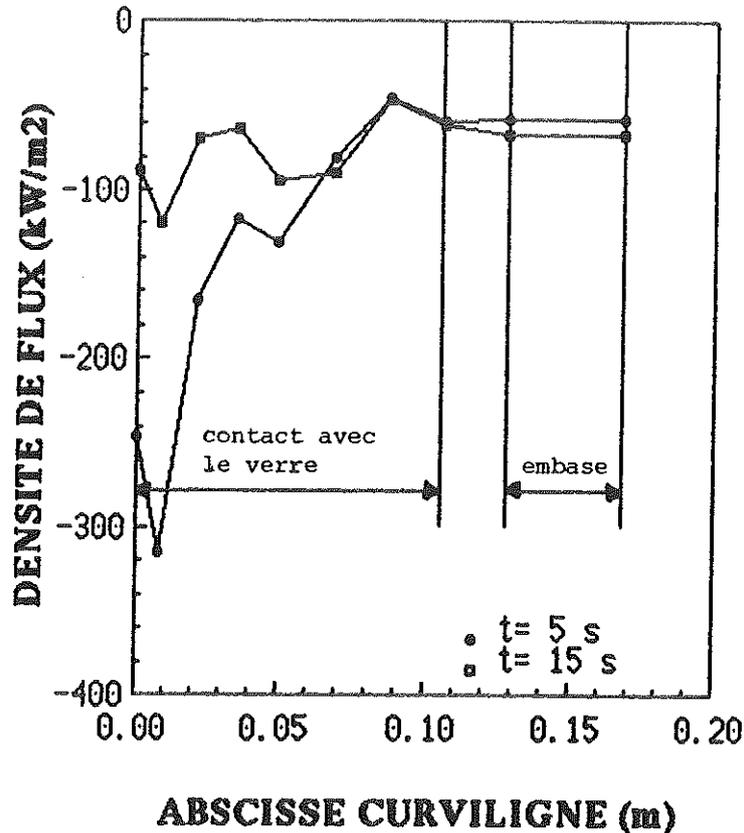


FIGURE IV-7/4 : densité de flux en fonction de l'abscisse curviligne.

IV-7-e Flux et énergie retirés au poinçon

Le flux total retiré au poinçon est calculé en intégrant la densité de flux, en utilisant la méthode des trapèzes, sur la totalité de la surface interne du poinçon (figure IV-7/5). Le flux total prend donc en compte la densité de flux retirée à l'embase, elle-même calculée en introduisant une régularisation spatiale, qui n'est qu'un procédé mathématique visant à compenser le manque d'information à cet endroit du poinçon. Par conséquent, le flux que nous calculons est peu précis. Les oscillations sur les densités de flux avant ouverture de l'électrovanne, déjà mentionnées, se répercutent sur le flux : il culmine, en valeur absolue, à 430 W sur le premier pas de temps ($t=0,1s$), puis décroît jusqu'à 13 W à $t=0,7s$. Après ouverture de l'électrovanne, le flux atteint son maximum à $t=5,2 s$ (730 W), puis suit une évolution à peu près linéaire jusqu'à la fermeture de l'électrovanne ($t=19s$, 520W, soit une pente moyenne de 12 W/s).

L'énergie, représentée sur la figure IV-7/5, est calculée en intégrant le flux dans le temps (à partir du début des mesures, c'est à dire une seconde avant l'ouverture de l'électrovanne), toujours par la méthode des trapèzes.

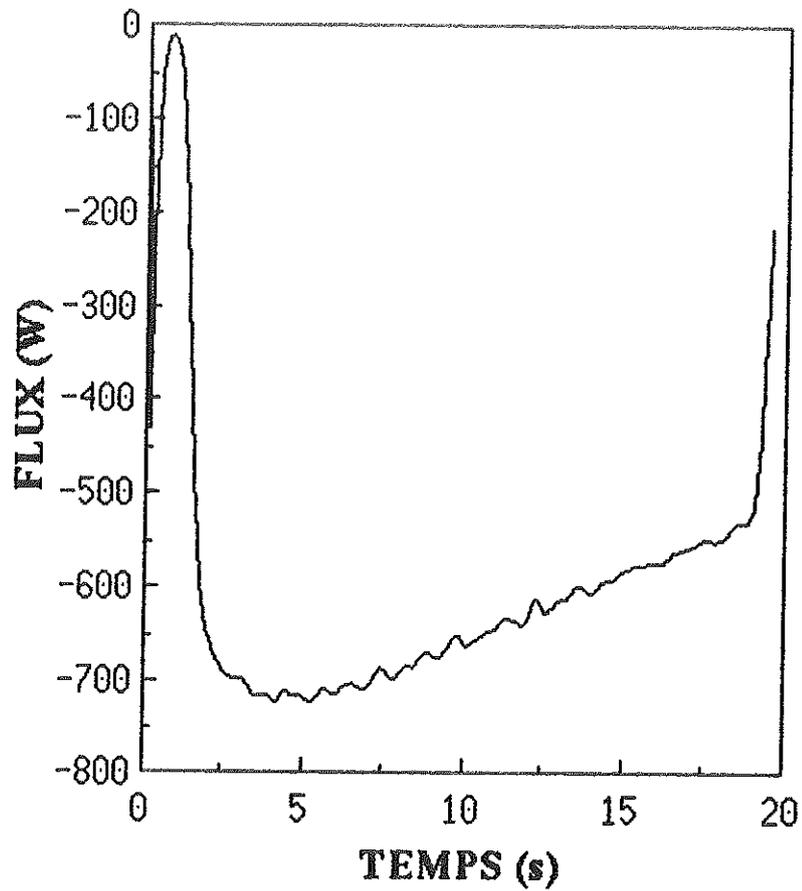


FIGURE IV-7/5 : flux retiré au poinçon en fonction du temps.

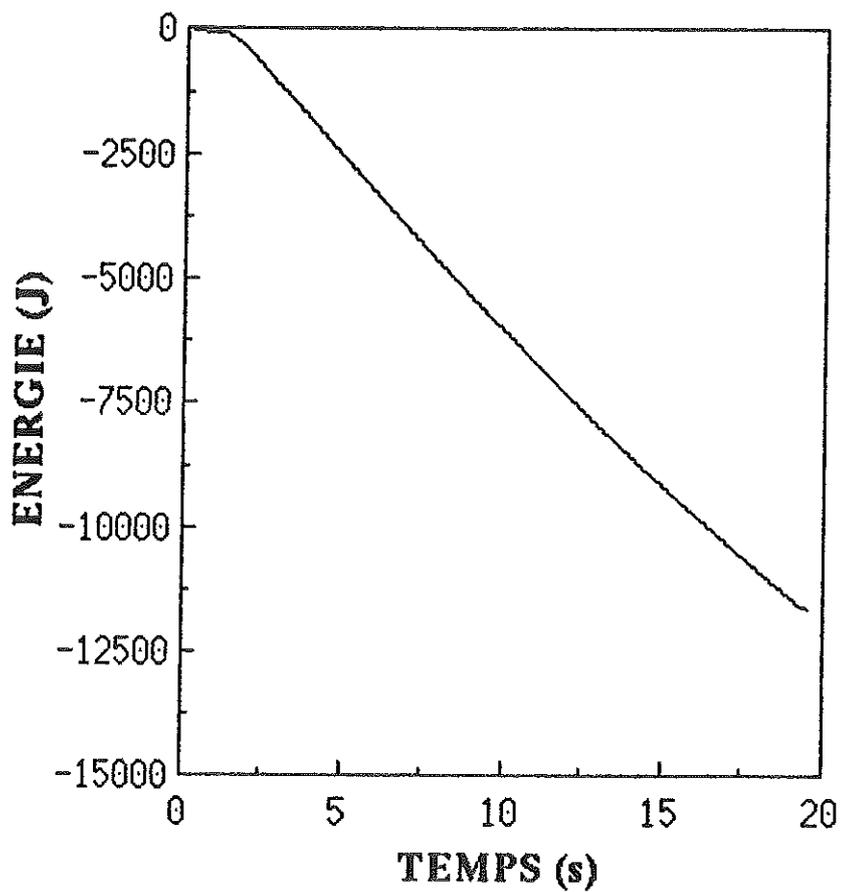


FIGURE IV-7/6 : énergie retirée au poinçon en fonction du temps.

IV-7-f Coefficient d'échange

La coefficient d'échange est la grandeur qui nous intéresse tout particulièrement, puisque c'est elle qui est destinée à être utilisée dans le logiciel de simulation du poinçon.

La figure IV-7/7, qui présente ses variations en fonction de l'abscisse curviligne, montre que les positions des minimums relatifs restent inchangées par rapport aux courbes représentant la densité de flux (figure IV-7/4). Les variations du coefficient d'échange en fonction du temps, aux différents points d'interpolation sont représentées sur la figure IV-7/8. La valeur maximum est atteinte au point d'interpolation n°2, à l'instant $t=6,4$ s, et vaut $1300 \text{ W/m}^2.\text{K}$.

Ces résultats ont été obtenus sur une plage de temps de 18 s, à compter de l'ouverture de l'électrovanne. En fait, compte tenu du fait qu'un cycle Schweppes dure moins de 5 s, et que la ventilation subit au moins une coupure au cours d'un cycle, seules **les cinq premières secondes suivant l'ouverture de l'électrovanne présentent un intérêt pratique**. Dans le but de minimiser le temps de calcul, les exploitations réalisées dans le cadre de l'étude de la géométrie de la pipette portent uniquement sur ces cinq premières secondes.

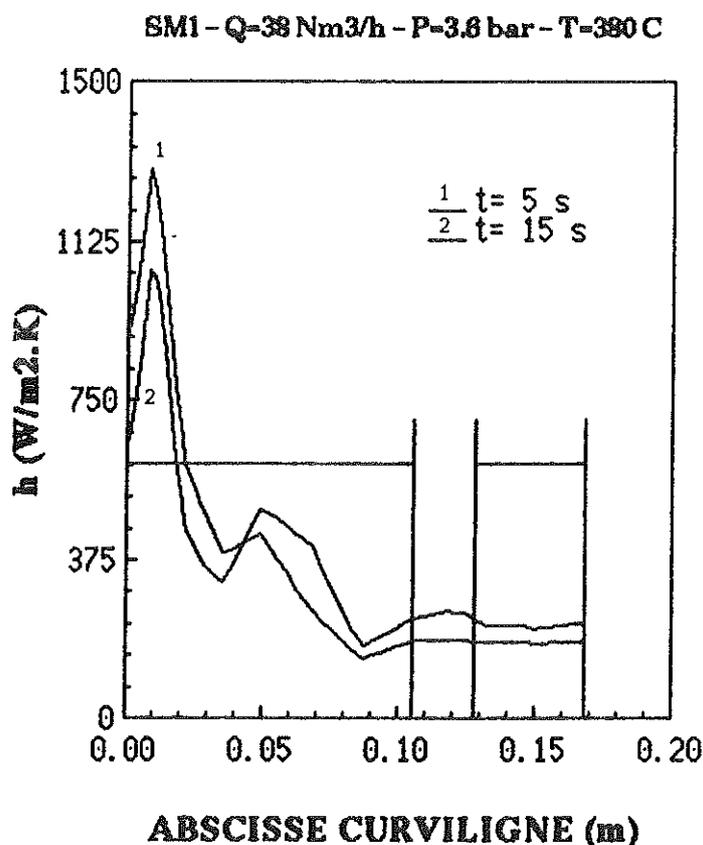


FIGURE IV-7/7 : coefficient d'échange en fonction de l'abscisse curviligne.

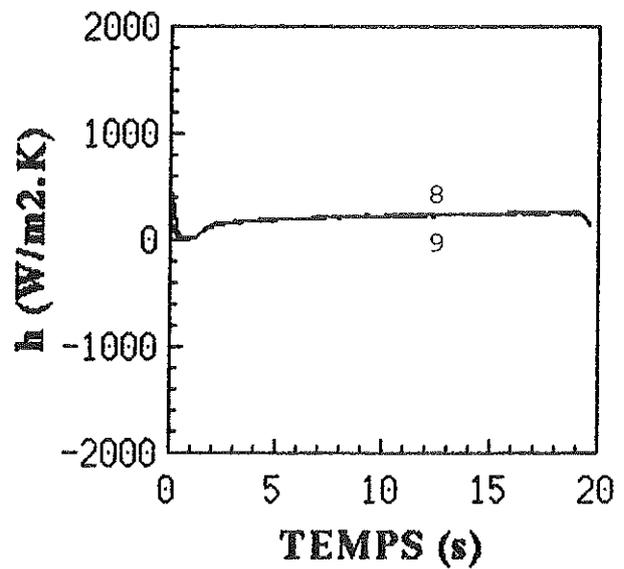
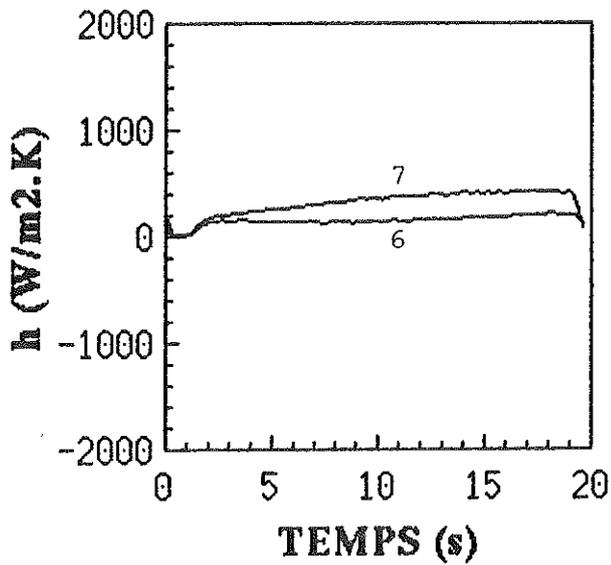
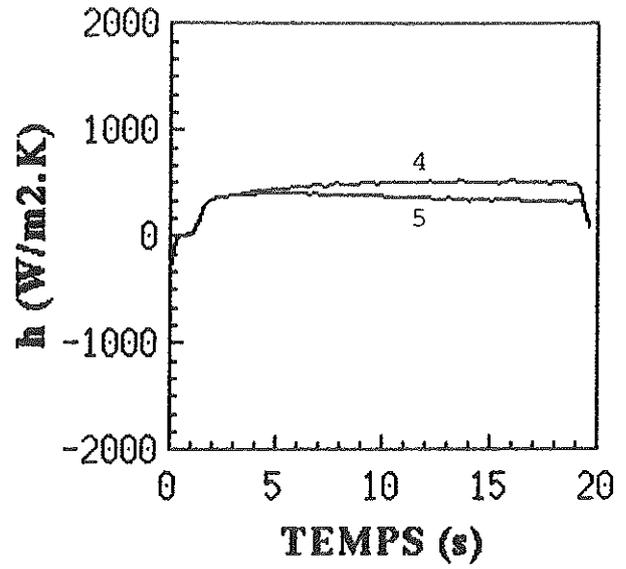
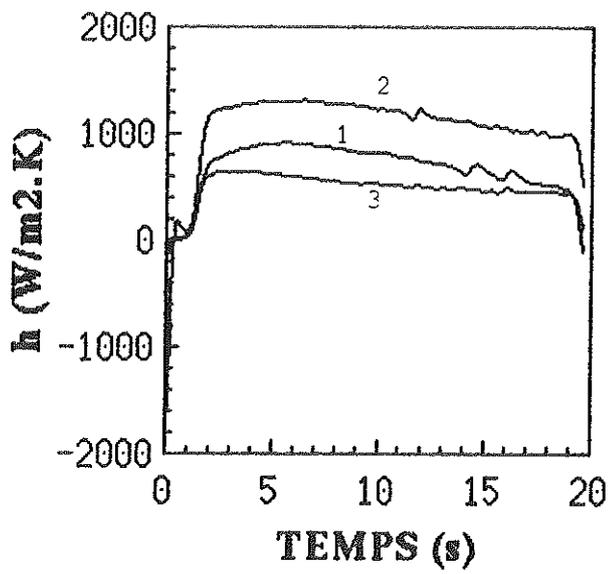


FIGURE IV-7/8 : coefficient d'échange en fonction du temps.

IV-7-g Ecart entre températures calculées et mesurées

A titre de vérification, le logiciel produit systématiquement la courbe représentant l'écart arithmétique moyen entre températures calculées et mesurées : figure IV-7/9. Il est calculé par la relation suivante :

$$\text{IV-7-g/1} \quad E_{\text{moy}}^j = \sum_{k=1}^{N_{\text{th}}} |T_{m_k}^j - T_{c_k}^j|$$

j est l'indice du pas de temps, k celui d'un thermocouple. Le nombre de thermocouples N_{th} est égal à neuf.

Le premier pic, à 1,15°C, correspond aux oscillations dues au décalage entre températures initiales et températures mesurées avant ouverture de l'électrovanne. Le deuxième, à 0,7°C, provient du lissage introduit par la méthode de Beck et par le préfiltrage des mesures. Ce lissage entraînant une perte de résolution d'autant plus sensible que les températures évoluent rapidement, il est normal qu'il produise des erreurs légèrement plus importantes au moment de l'ouverture de l'électrovanne. Globalement, les écarts entre températures mesurées et calculées restent très faibles, ce qui est une condition nécessaire pour la validation des résultats (la moyenne dans le temps de E_{moy}^j est de 0,1°C).

Afin de s'assurer que l'écart reste faible pour tous les thermocouples, on trace également l'écart maximum, en valeur absolue, enregistré à chaque intervalle de temps (figure IV-7/10). L'écart maximum est calculé par la relation suivante :

$$\text{IV-7-g/2} \quad E_{\text{max}}^j = \text{MAX}_{k=1, N_{\text{th}}} |T_{m_k}^j - T_{c_k}^j|$$

Les deux premiers pics sur la courbe de la figure IV-7/10 s'expliquent de la même façon que précédemment. Par la suite, d'autres pics apparaissent de temps à autre, sur un des neuf thermocouples (aucun n'étant « privilégié »). Ils sont dus à l'apparition d'un parasite, à un instant donné, sur une voie particulière de la centrale d'acquisition. Aucun d'eux n'est supérieur à 1°C.

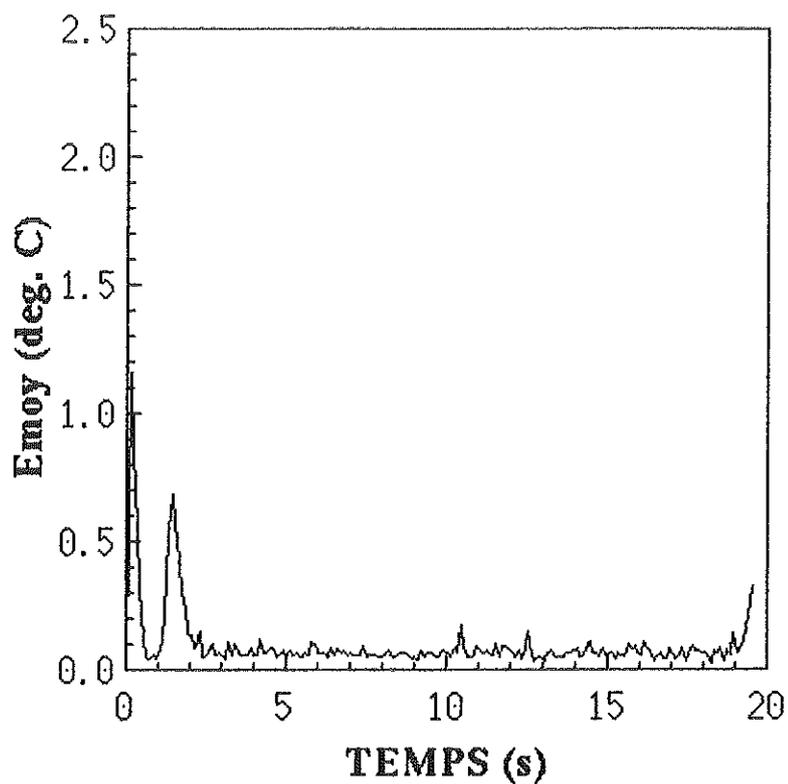


FIGURE IV-7/9 : écart arithmétique moyen entre températures mesurées et calculées.

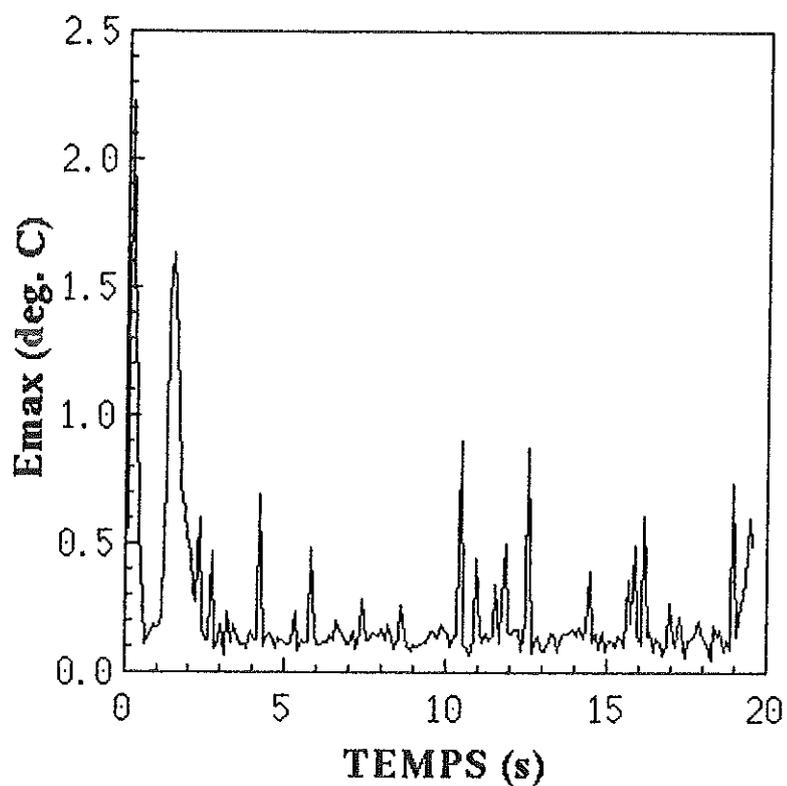


FIGURE IV-7/10 : valeur absolue de l'écart maximum entre températures mesurées et calculées.

IV-8 SENSIBILITÉ AUX ERREURS

L'étude de sensibilité aux erreurs repose sur le même principe que celui utilisé au chapitre III-8 ; elles sont également calculées par la relation III-8/1. Le cas de référence est celui du paragraphe précédent.

Le tableau IV-8/1 représente les erreurs obtenues sur le coefficient d'échange, aux points d'interpolation n°1, 2 et 7 (les points d'interpolation n° 3 à 6 et 8 à 10) se comporte de la même façon que le point n°7). Afin de limiter le temps de calcul, les exploitations ont été réalisées en adoptant des propriétés thermiques moyennes, afin de se ramener à un problème linéaire.

Les temps présentés dans le tableau IV-8/1 sont comptés à partir de l'ouverture de l'électrovanne. Les incertitudes de mesure sur la diffusivité et la chaleur spécifique du poinçon sont les mêmes que celles prises en compte au chapitre III-8. L'incertitude sur l'épaisseur du poinçon est donnée par les tolérances de fabrication, figurant sur le plan de l'annexe A1. Les erreurs de mesures sur les propriétés thermiques de l'aérogel (conductivité et chaleur spécifique) n'étant pas connues, nous les avons fixées à $\pm 10\%$. L'erreur sur la détermination du champ de température initial a été déterminée en augmentant l'écart de température entre les thermocouples n°1 et n°9 de 6°C , puis en le diminuant de la même valeur. L'erreur de $\pm 3^\circ\text{C}$ sur la température de l'air à l'entrée du système de refroidissement reflète les variations qui ont été observées expérimentalement (une température de 25°C ayant été utilisée pour l'ensemble des calculs).

Les erreurs cumulées les plus importantes se trouvent sur le point d'interpolation n°1, situé au sommet du poinçon. Elles sont de l'ordre de $\pm 20\%$ durant les cinq premières secondes, qui seules présentent un intérêt pratique (les erreurs à $t=15$ s sont données à titre indicatif), et ont tendance à augmenter avec le temps. La source d'erreur la plus importante est l'incertitude sur la diffusivité du poinçon. Viennent ensuite sa chaleur spécifique et son épaisseur.

Si l'on se place sur le point d'interpolation n°2, les erreurs cumulées sont de l'ordre de $\pm 15\%$ durant les cinq premières secondes, et elles augmentent également avec le temps. La source d'erreur la plus importante est l'incertitude sur l'épaisseur du poinçon, suivie de celle relative à la chaleur spécifique. Les erreurs cumulées sur le coefficient d'échange au point n°7 sont de l'ordre de $\pm 15\%$ et, comme pour le point n°2, proviennent en grande partie des incertitudes sur la chaleur spécifique et sur l'épaisseur du poinçon. ***Dans tous les cas, les erreurs dues aux propriétés thermiques de l'isolant, au champ de***

température initial, ainsi qu'à la température de l'air, restent très faibles (certaines d'entre elles sont quasiment négligeables).

Point d'interpolation	N°1			N°2			N°7		
	t=1s	t=5s	t=15s	t=1s	t=5s	t=15s	t=1s	t=5s	t=15s
Temps									
Diffusivité du poinçon	-10%	-12	-28	-0,3	+1,9	+4,0	-0,9	-0,6	-2,3
	+10%	+13	+30	+0,4	-1,9	-4,1	+1,0	+0,6	+2,4
Chaleur spécifique du poinçon	-5%	+4,8	+3,7	+4,9	+4,8	+4,6	+4,9	+4,8	+4,7
	+5%	-5,0	-3,6	-4,9	-4,9	-4,6	-4,9	-4,8	-4,7
Epaisseur du poinçon	-0,1 mm	+4,1	+1,8	+8,0	+7,1	+6,8	+6,7	+5,5	+5,5
	+0,1 mm	-4,0	-1,8	-7,6	-7,6	-6,5	-6,4	-5,4	-5,4
Conductivité de l'aérogel	-10%	+0,4	+1,5	+0,1	+0,2	+0,3	+0,1	+0,2	+0,3
	+10%	-0,1	-0,4	-1,7	-0,1	-0,2	-0,1	-0,2	-0,3
Chaleur spécifique de l'aérogel	-10%	+0,1	+0,3	+1,6	+0,1	+0,2	+0,1	+0,2	+0,3
	+10%	-0,1	-0,3	-1,8	-0,1	-0,2	-0,1	-0,2	-0,4
Champ de température initial	-6°C	-0,4	-0,2	-0,3	-0,02	-0,04	+0,1	+0,2	+0,2
	+6°C	+0,4	+0,1	+0,2	+0,02	+0,03	-0,1	-0,1	-0,2
Température de l'air	-3°C	-0,9	-1,1	-2,2	-0,9	-1,3	-0,9	-0,9	-1,1
	+3°C	+0,9	+1,2	+2,3	+0,9	+1,4	+0,9	+0,9	+1,2
ERREUR	XXXXXX	-17	-20	-33	-12	-14	-13	-12	-13
TOTALE	XXXXXX	+21	+25	+39	+14	+16	+14	+14	+15

TABLEAU N° IV-8/1 : erreurs sur la détermination du coefficient d'échange.

La figure IV-8/1 représente les bornes minimum et maximum encadrant le coefficient d'échange aux points d'interpolation n°1, 2 et 7.

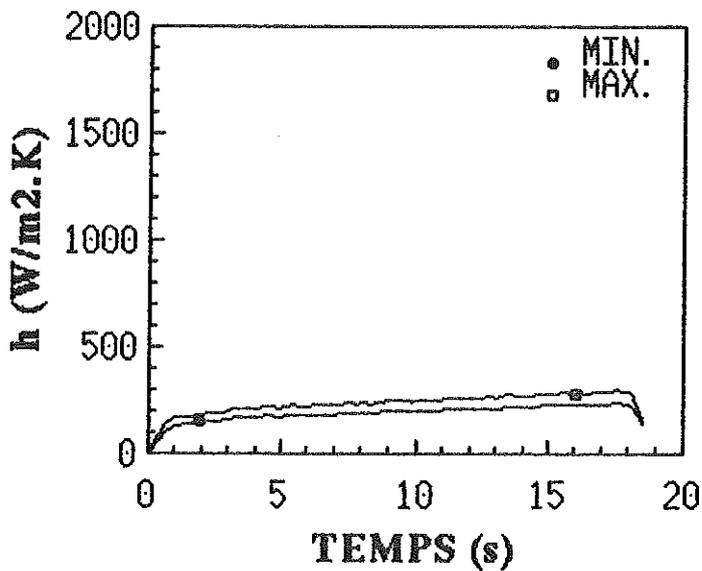
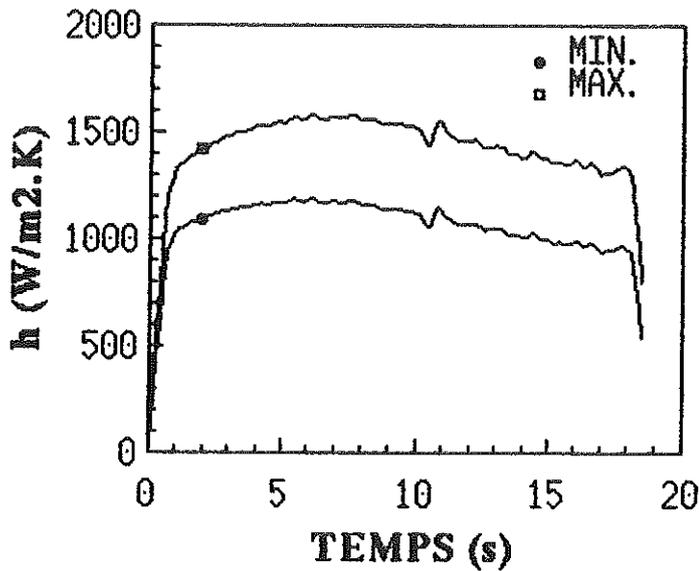
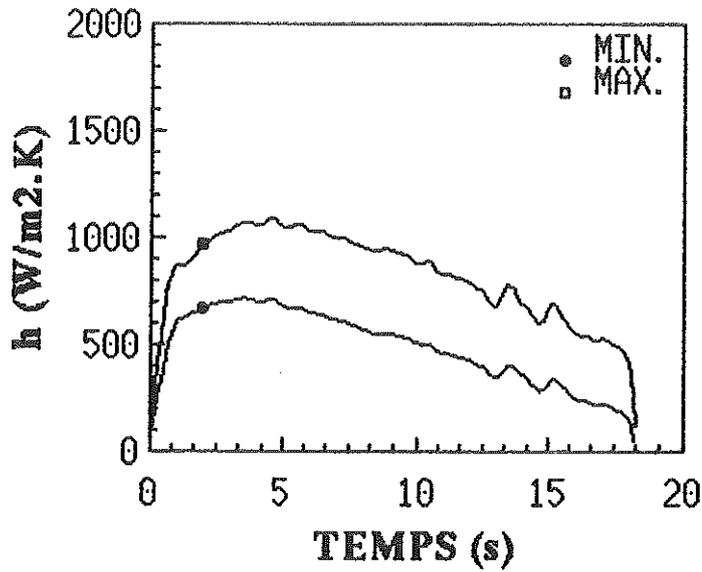


FIGURE IV-8/1 : bornes minimum et maximum du coefficient d'échange.

IV-9 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX : CAS DES PIPETTES SANS TROUS LATÉRAUX

IV-9-a Influence du débit d'air comprimé

La figure IV-9/1 représente les variations du coefficient d'échange, dans le cas de la pipette VM2, aux différents points d'interpolation, en fonction du débit d'air comprimé, et à l'instant $t=3$ s (le temps étant compté à partir de l'ouverture de l'électrovanne, ainsi que dans tous les résultats qui seront présentés par la suite). La température de préchauffage du poinçon est de 380°C (température moyenne de l'ensemble des thermocouples, avant ouverture de l'électrovanne). Compte tenu du fait que le débit n'est pas mesurable directement lors de l'acquisition des données (instabilité du flotteur du rotamètre), il est déduit de la pression, et des caractéristiques données au paragraphe IV-6.

Comme on peut le constater sur la figure IV-9/1, le coefficient d'échange augmente de façon continue avec le débit. Toutes les pipettes étudiées se comportent de cette façon, à l'exception de la pipette SM1 (la plus longue, et la plus étroite).

Les résultats obtenus avec cette pipette sont présentés sur la figure IV-9/2. Ils montrent que le coefficient d'échange au point d'interpolation n°1 (situé au sommet du poinçon) augmente dans la plage qui va de 15 à 25 Nm^3/h , ce qui correspond à une variation de pression relative à l'entrée du système de refroidissement de 1 à 2 bars. Le coefficient d'échange diminue après avoir atteint un maximum à $1320\text{W}/\text{m}^2.\text{K}$. Le point d'interpolation n°2 (situé à la jonction entre l'extrémité demi-sphérique et la partie conique), présente, lui, un palier à partir de 35 Nm^3/h . L'importance de ces phénomènes, même s'il ne se sont produits que sur une seule pipette, n'est pas à négliger. En effet, dans le cas de la pipette SM1, augmenter le débit au-delà de 25 Nm^3/h ne contribue plus à améliorer le refroidissement du « nez » du poinçon, et peut même le dégrader (or, c'est à cet endroit précis que se produisent les problèmes de collage). Par conséquent, la plage de réglage du débit se trouve considérablement amoindrie.

La figure IV-9/2 permet également de juger de la reproductibilité des résultats. Comme il est extrêmement difficile de répéter deux mesures à des débits rigoureusement identiques, un certain nombre de points ont été réalisés avec des débits très proches (exemples: 17,5 Nm^3/h et 18,5 Nm^3/h , 22 Nm^3/h et 22,5 Nm^3/h , etc.). Lorsque l'on compare deux points dont les débits diffèrent de moins de 1 Nm^3/h , l'écart entre les coefficients d'échange n'excède jamais 5 %.

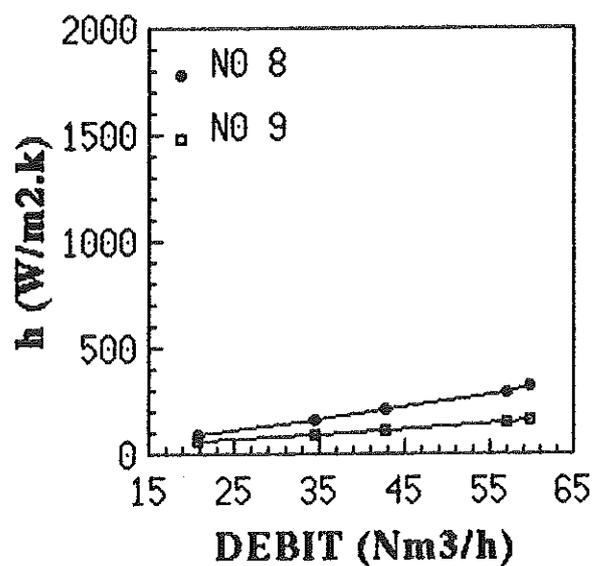
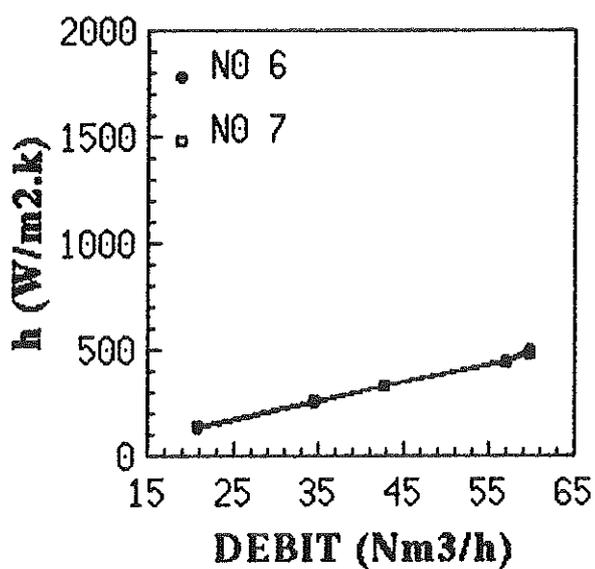
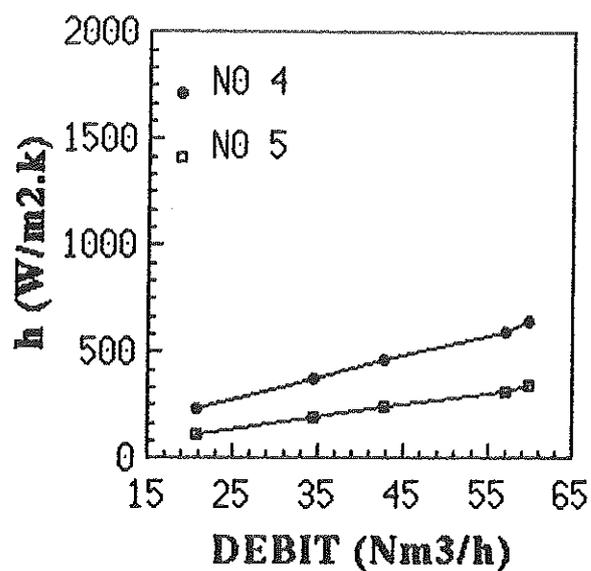
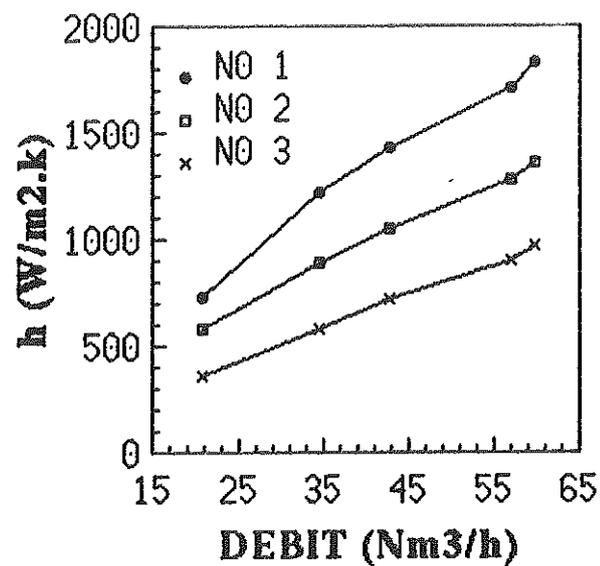


FIGURE IV-9/1 : coefficient d'échange aux points d'interpolation, en fonction du débit (pipette VM 2, préchauffage à 380°C).

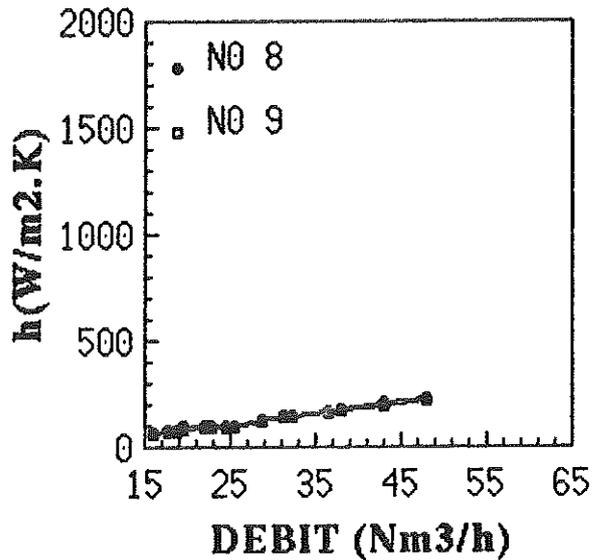
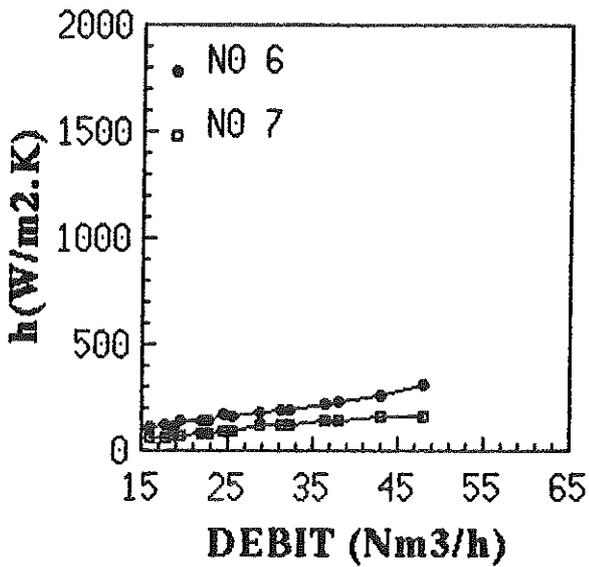
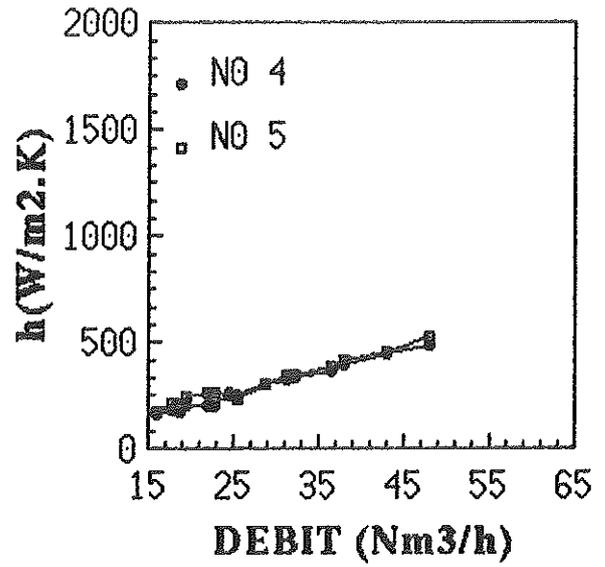
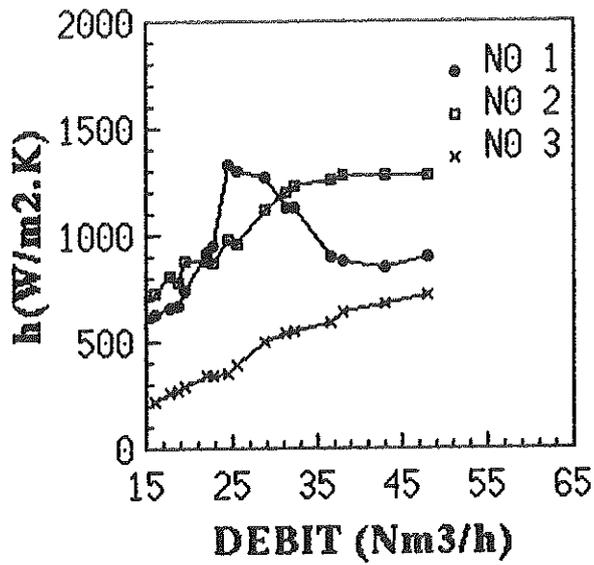


FIGURE IV-9/2 : coefficient d'échange aux points d'interpolation, en fonction du débit (pipette SM1, préchauffage à 380°C).

IV-9-b Influence de la température initiale du poinçon

La température du poinçon se situe, en production, entre 400 et 600°C. Afin de savoir s'il était nécessaire de déterminer une loi de variation du coefficient d'échange en fonction de la température du poinçon, des mesures ont été faites avec une température de préchauffage de 510°C, et la pipette SM1. Ces résultats, présentés sur la figure IV-9/3, sont à comparer avec ceux de la figure IV-9/2, où la température de préchauffage n'était que de 380°C (soit 130°C de moins).

Les écarts maximums se trouvent sur le point d'interpolation n°2, et valent environ 10%. Sur les autres points d'interpolation, ils se situent entre 0 et 5%.

Par conséquent, nous avons adopté, lors des calculs traitant le problème du poinçon en situation réelle, l'hypothèse selon laquelle le coefficient d'échange ne variait pas avec la température du poinçon. Par ailleurs, vu les écarts qui viennent d'être mentionnés, la totalité des mesures réalisées dans la suite de l'étude l'ont été avec une température de préchauffage de 380°C, ceci afin d'éviter une oxydation trop rapide des différents éléments situés à l'intérieur du four (tube de cuivre, poinçon, thermocouples, etc.).

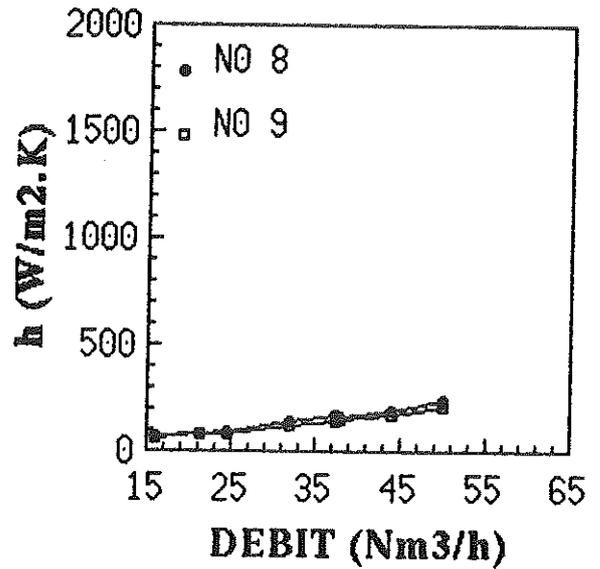
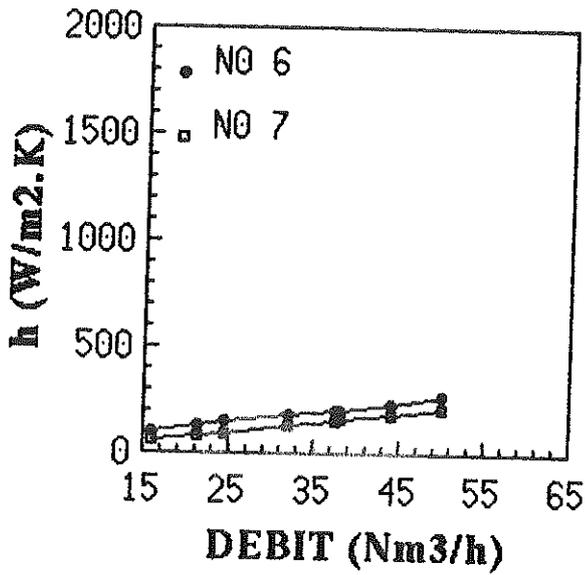
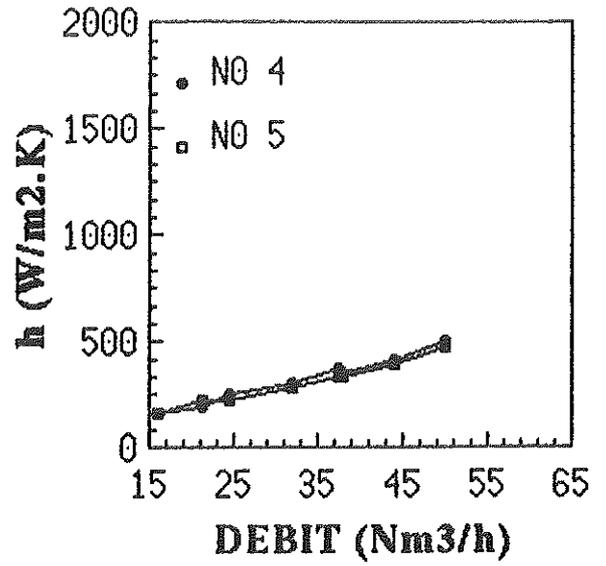
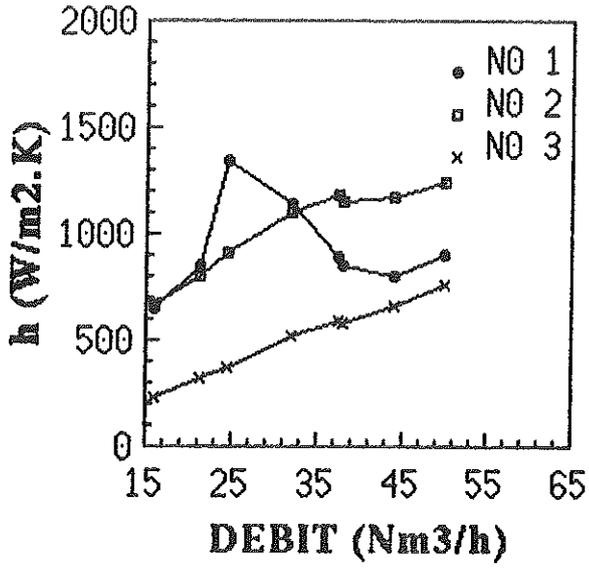


FIGURE IV-9/3 : coefficient d'échange aux points d'interpolation, en fonction du débit (pipette SM1, préchauffage à 510°C).

IV-9-c Distance entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon

L'étude de l'influence de la distance entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon (notée e), a été réalisée pour les trois types de pipettes présentés au paragraphe IV-6, soit SM, VM et GD, qui se différencient par leur diamètre.

- Pipettes de type SM

Les résultats à l'instant $t = 3$ s sont présentés sur la figure IV-9/4, pour deux débits différents. La cote e ainsi que la pression relative à l'entrée du système de refroidissement sont mentionnées dans la légende des courbes.

Pour un débit de $25 \text{ Nm}^3/\text{h}$, c'est la pipette SM1 (la plus longue), qui donne le coefficient d'échange maximum ($1300 \text{ W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$) au niveau du sommet du poinçon ($s=0$). Pour la pipette SM2, plus courte de $9,5 \text{ mm}$ ($e=16,2 \text{ mm}$), le coefficient d'échange au sommet du poinçon est de $1120 \text{ W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$, soit 14% de moins par rapport à la pipette SM1. Le coefficient d'échange de la pipette SM2 reste inférieur à celui de la pipette SM1 pour une abscisse curviligne qui va de 0 à 17 mm . Les deux courbes présentent peu de différence par la suite. Dans le cas de la pipette SM3 (la plus courte), le coefficient d'échange au niveau du sommet du poinçon reste à des valeurs beaucoup plus basses ($700 \text{ W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$).

Lorsque le débit passe à $45 \text{ Nm}^3/\text{h}$, c'est la pipette SM2 qui donne le coefficient d'échange le plus important au niveau du sommet du poinçon ($1800 \text{ W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$), alors que dans cette même zone, le coefficient d'échange de la pipette SM1 chute considérablement ($850 \text{ W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$ à $s=0$). Ce phénomène de diminution du coefficient d'échange lors de l'augmentation du débit, qui se produit pour la pipette SM1, a déjà été évoqué au paragraphe IV-9-a ; il interdit l'utilisation de telles pipettes avec des débits élevés. L'allure de la courbe relative à la pipette SM3 est identique à celle obtenue pour un débit de $25 \text{ Nm}^3/\text{h}$, les valeurs du coefficient d'échange étant plus élevées.

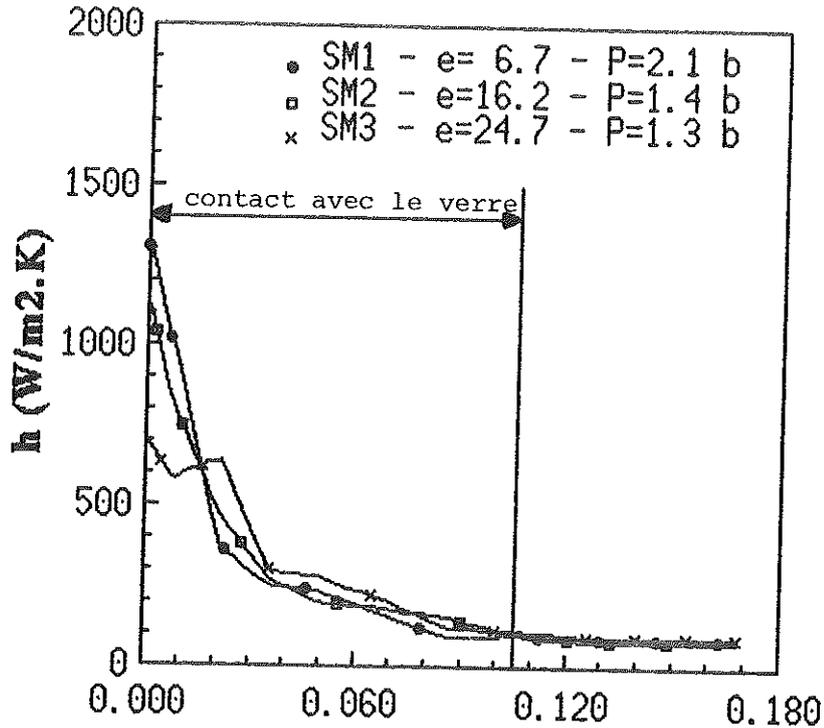
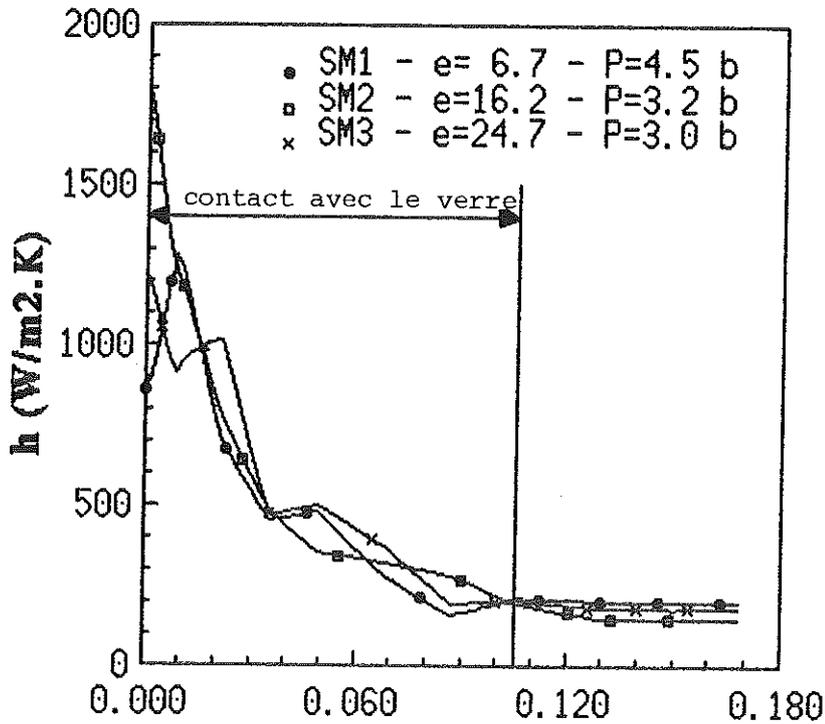
DEBIT : 25 Nm³/h**ABSCISSE CURVILIGNE (m)****DEBIT : 45 Nm³/h****ABSCISSE CURVILIGNE (m)**

FIGURE IV-9/4 : Influence de la longueur de la pipette sur le coefficient d'échange (pipettes SM).

- Pipettes de type VM

Les courbes de la figure IV-9/5 montrent que les coefficients d'échange obtenus avec les pipettes VM1 et VM2 sont très proches pour un débit de 25 Nm³/h. Lorsque le débit passe à 45 Nm³/h, la pipette VM2 donne de meilleurs résultats que la pipette VM1, au niveau du « nez » du poinçon, pourtant plus longue ($e=6,7$ mm au lieu de $e=16,3$ mm). Comme dans le cas des pipettes SM, le fait d'adopter une pipette trop longue pose des problèmes lorsqu'on désire augmenter le débit d'air comprimé. Pour les deux débits présentés, la pipette VM3 (la plus courte, $e=24,8$ mm), entraîne une chute du coefficient au niveau du sommet du poinçon (même comportement que pour les pipettes SM).

- Pipettes de type GD

Dans le cas des pipettes SM et VM, l'influence de la longueur de la pipette se faisait essentiellement sentir sur les coefficients d'échange au sommet du poinçon. En ce qui concerne les pipettes GD (figure IV-9/6), ce paramètre a tendance à influencer le coefficient d'échange sur la totalité de la longueur. Par ailleurs, le coefficient d'échange tend à diminuer fortement lorsqu'on se rapproche du sommet du poinçon.

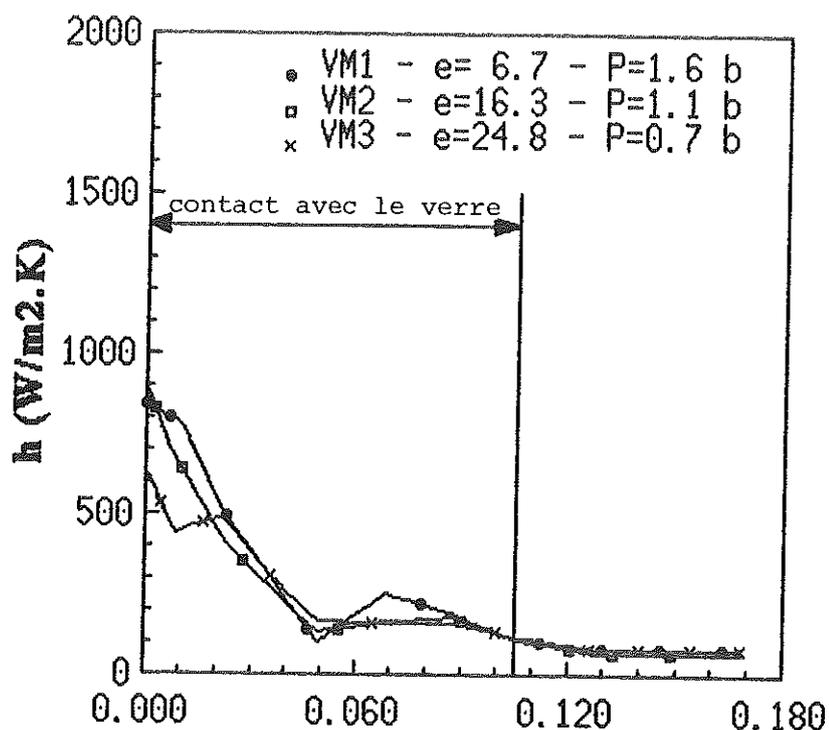
IV-9-d Diamètre de la pipette

Les courbes d'un même graphique correspondent à des pipettes de longueur identique, afin de mettre en évidence l'influence de leur diamètre.

Dans le cas des pipettes les plus longues (SM1, VM1 et GD1, figure IV-9/7), et pour un débit de 25 Nm³/h, le fait de passer de la pipette SM1 à VM1 (diamètre intérieur de l'extrémité de la pipette diminué de 0,4 mm), entraîne une diminution du coefficient d'échange à l'extrémité du poinçon de 35% (840 W/m².K au lieu de 1300 W/m².K). Dans le cas de la pipette GD1, il chute à une valeur de 200 W/m².K. Par contre, dans la partie du poinçon qui va de $s=25$ mm à $s=105$ mm, la pipette GD1 donne, en moyenne, de meilleurs résultats que les deux autres.

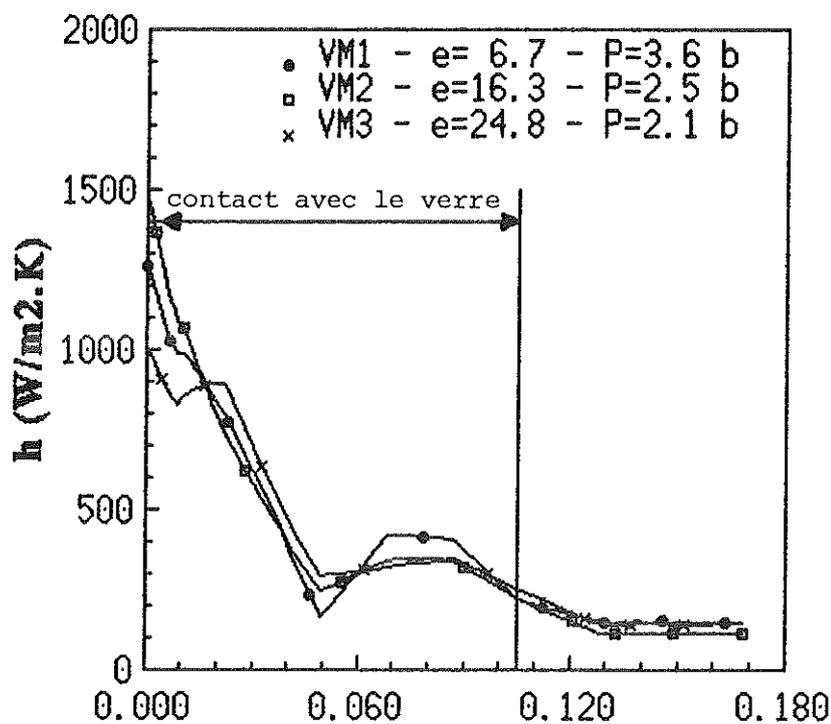
Les mêmes remarques s'appliquent lorsque le débit vaut 45 Nm³/h, exception faite de la pipette SM1, pour laquelle le coefficient d'échange au sommet du poinçon a diminué.

DEBIT : 25 Nm³/h



ABSCISSE CURVILIGNE (m)

DEBIT : 45 Nm³/h



ABSCISSE CURVILIGNE (m)

FIGURE IV-9/5 : Influence de la longueur de la pipette sur le coefficient d'échange (pipettes VM).

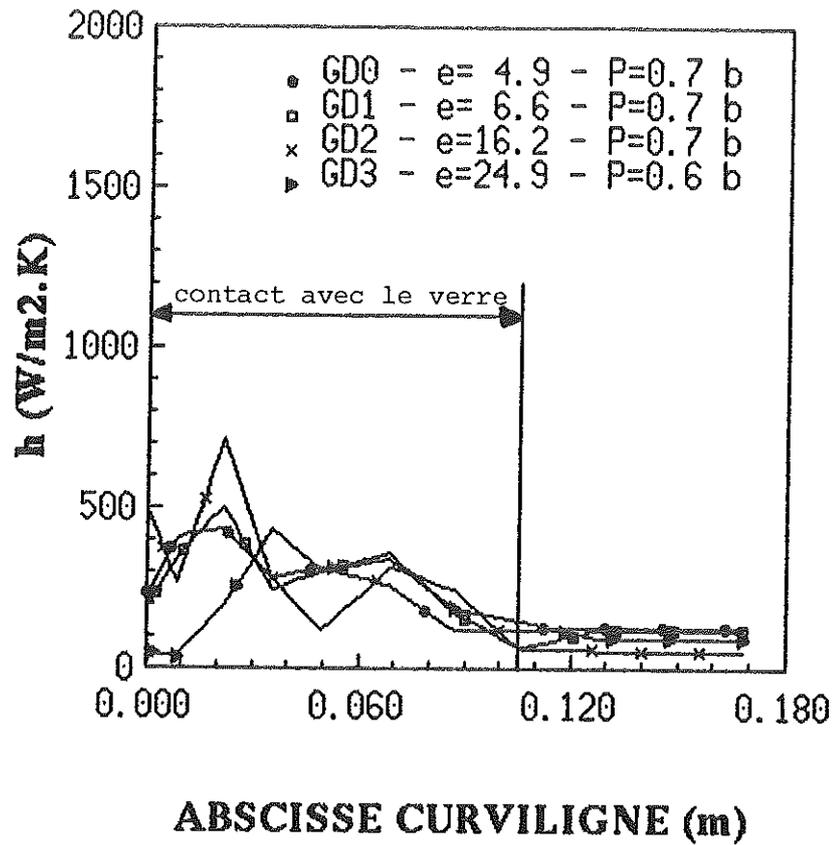
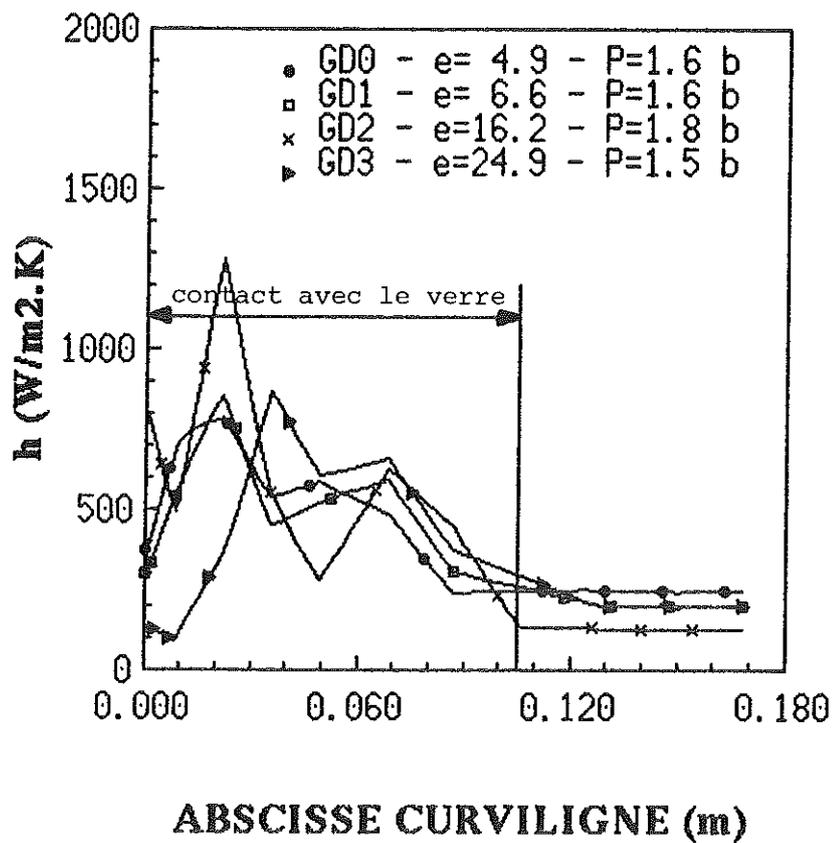
25 Nm³/h45 Nm³/h

FIGURE IV-9/6 : Influence de la longueur sur le coefficient d'échange (pipettes GD).

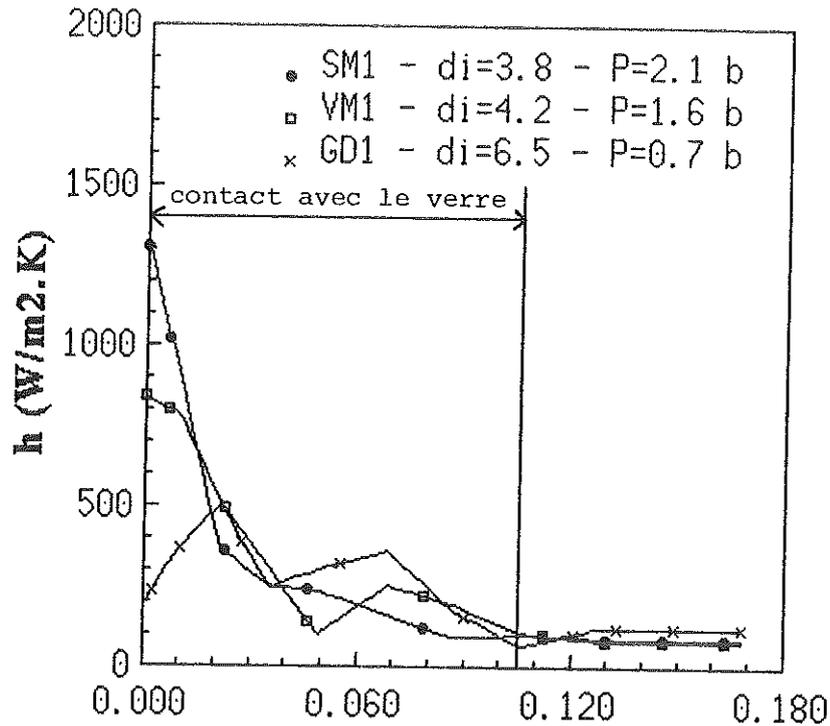
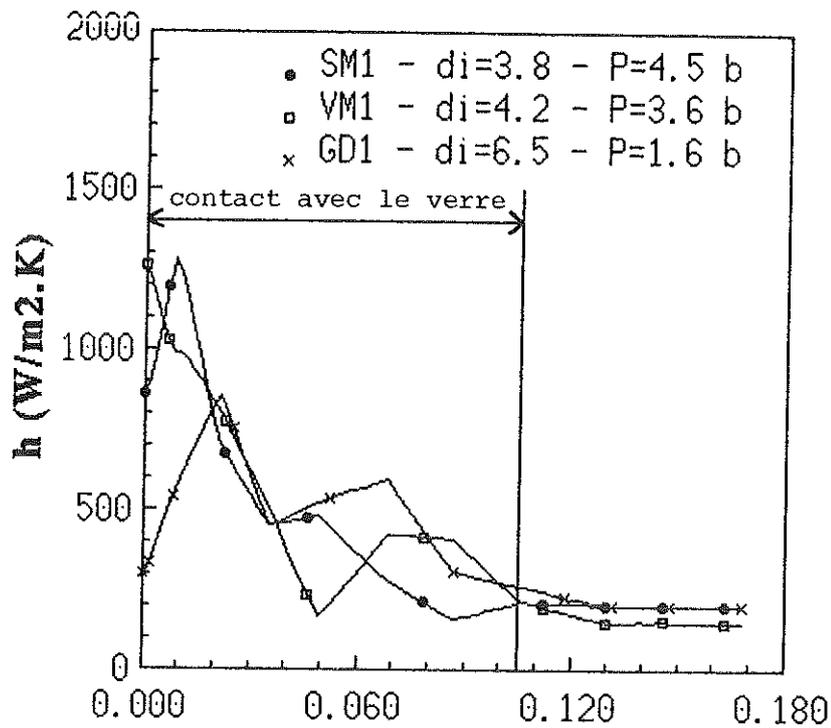
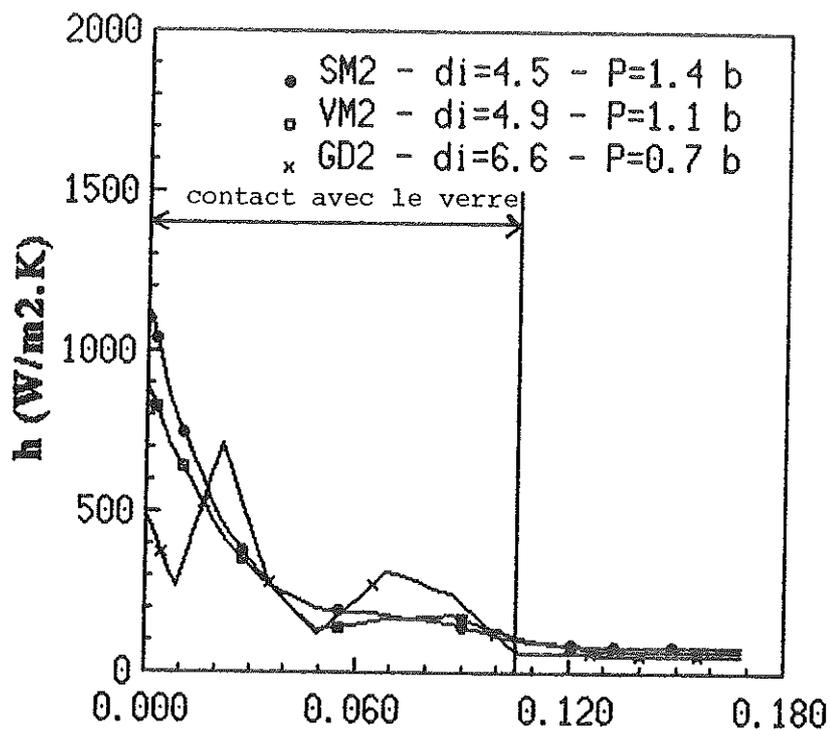
DEBIT : 25 Nm³/h**ABSCISSE CURVILIGNE (m)****DEBIT : 45 Nm³/h****ABSCISSE CURVILIGNE (m)**

FIGURE IV-9/7 : Influence du diamètre de la pipette pour $e = 6,7$ mm.

DEBIT : 25 Nm³/h



DEBIT : 45 Nm³/h

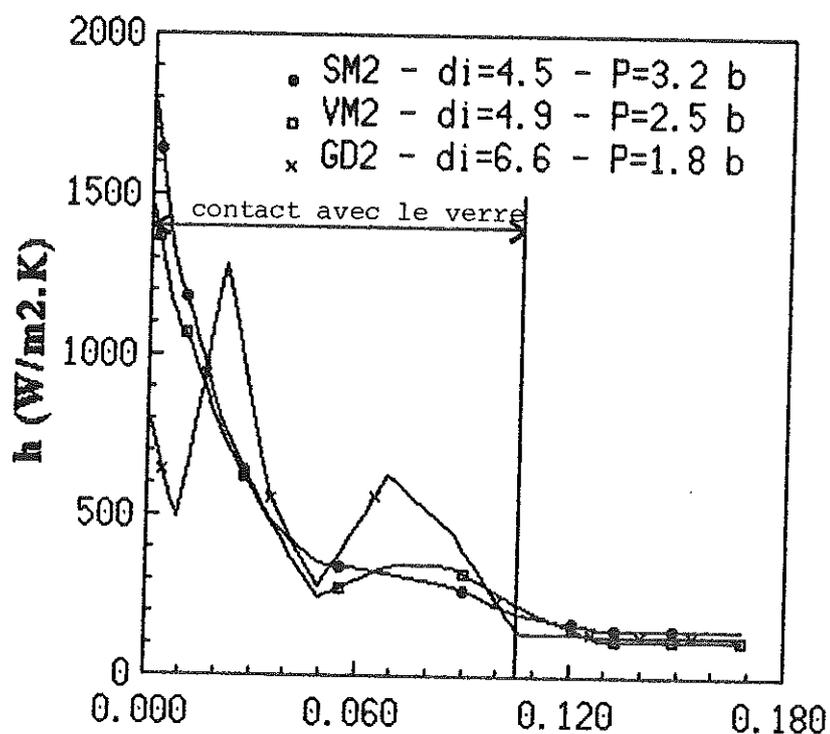


FIGURE IV-9/8 : Influence du diamètre de la pipette pour $e = 16,2$ mm.

En ce qui concerne les pipettes de longueur intermédiaire (SM2, VM2 et GD2, figure IV-9/8), le fait que le diamètre intérieur de l'extrémité de la pipette augmente de 0,4 mm lorsqu'on passe de la pipette SM2 à VM2 se traduit par une diminution du coefficient d'échange à l'extrémité du poinçon de 20 %, que le débit soit égal à 25 Nm³/h ou 45 Nm³/h. Comme pour les pipettes les plus longues, le coefficient d'échange au sommet du poinçon chute de façon spectaculaire lorsqu'on utilise la pipette de type GD. A l'opposé, cette pipette fournit des coefficients d'échange globalement plus élevés dans la zone qui va de s=20 mm à s=105 mm.

IV-9-e Synthèse des résultats

Les observations qui viennent d'être effectuées peuvent se résumer de la façon suivante :

- l'augmentation du diamètre de la pipette conduit à dégrader les échanges au niveau du nez du poinçon. Ce paramètre semble être extrêmement sensible, puisque des variations de 0,4 mm peuvent entraîner des diminutions du coefficient d'échange au sommet du poinçon allant de 20 à 35%. Adopter des diamètres trop élevés peut même aboutir à des résultats désastreux (pipettes de type GD).

La pipette SM1, qui est à la fois la plus longue et la plus étroite des pipettes testées, fait toutefois exception à cette règle, lorsque le débit est trop important (le coefficient d'échange à l'extrémité du poinçon diminuant lorsque le débit dépasse 25 Nm³/h).

Dans le cas où l'on désirerait utiliser en production des pipettes sans trous latéraux, le diamètre intérieur de l'extrémité de la pipette pourrait donc constituer un paramètre permettant de régler le coefficient d'échange au sommet du poinçon. De telles pipettes pourraient être envisagées, à condition que le diamètre nécessaire à un bon refroidissement du sommet du poinçon soit suffisamment grand pour autoriser un débit d'air comprimé satisfaisant (problème des pertes de charge). La suite de l'étude décidera de la faisabilité de telles pipettes.

Il sera également intéressant d'étudier l'influence de ce paramètre dans le cas des pipettes actuellement utilisées en production, et qui comportent des trous latéraux. En effet, l'expérience acquise avec les pipettes sans trous latéraux permet déjà de penser qu'il doit être, là aussi, un facteur prépondérant.

- *La distance entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon constitue également un paramètre de réglage du coefficient d'échange au niveau du « nez » du poinçon.* Une distance de 6,7 mm donne de bons résultats pour de petits débits, mais pose des problèmes lorsqu'on désire l'augmenter (pipettes SM1 et VM1). Si l'on se place dans l'optique de pipettes sans trous latéraux, un compromis doit être trouvé, en prenant également en compte les problèmes de pertes de charge.

Par contre, le problème des pipettes avec trous latéraux ne se pose pas de la même façon. En effet, seule une partie du débit arrive au trou principal, situé à l'extrémité (le reste étant dérivé dans les trous latéraux). Le débit au travers du trou principal étant de ce fait réduit, la distance optimum entre l'extrémité de la pipette et le sommet du poinçon est certainement différente de celle qui pourrait être obtenue avec les pipettes étudiées dans ce paragraphe.

- En ce qui concerne la partie conique du poinçon, l'utilisation des pipettes GD conduit à augmenter le coefficient d'échange, mais de façon irrégulière. Des essais supplémentaires seront nécessaires pour mieux comprendre comment la réduction de la section annulaire entre le poinçon et la pipette agit sur la qualité du refroidissement. Il est peut-être possible d'augmenter encore le diamètre de la pipette, du moins localement, afin de favoriser les échanges en un point donné du poinçon.

Dans le cas où l'on utiliserait des pipettes possédant un grand diamètre extérieur, pour favoriser les échanges dans la partie conique du poinçon, il serait alors nécessaire de réduire le diamètre intérieur à l'extrémité, afin de conserver un coefficient d'échange satisfaisant au sommet du poinçon.

IV-10 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX : PIPETTE SCHWEPPES

IV-10-a Conditions expérimentales

Nous allons à présent aborder le cas de la pipette utilisé actuellement en usine, pour l'article Schweppes. Son plan figure en annexe A2. Les principales caractéristiques géométriques mesurées sur la pipette utilisée ont été données dans le tableau IV-6/4. A l'inverse des pipettes traitées au paragraphe précédent, celle-ci comporte des trous latéraux, afin d'augmenter les échanges dans la partie conique du poinçon.

Le poinçon utilisé est inchangé (plan en en annexe A1). Il est préchauffé à la température de 380°C. Le coefficient d'échange a été déterminé en fonction du temps, et du débit d'air comprimé, pour plusieurs positions de la pipette. En effet, le problème n'étant plus symétrique de révolution, nous avons fait tourner la pipette entre deux séries de mesures, afin d'évaluer l'effet de sa position angulaire sur les coefficients d'échange.

IV-10-b Influence du débit

La figure IV-10/1 montre une variation sensiblement linéaire, en fonction du débit d'air comprimé, des coefficients d'échange obtenus sur les différents points d'interpolation. Les résultats présentés ont été obtenus dans une plage allant de 20 à 55 Nm³/h (soit 0,9 b à 3,6 b, ce qui représente la gamme de pression utilisée en production), à l'instant $t=3s$, et pour une position donnée de la pipette. La même observation a pu être faite aux autres instants, et pour les autres positions étudiées.

Bien que la pipette Schweppes ait approximativement la même longueur que la pipette SM1, et que son extrémité possède un diamètre très réduit, le phénomène remarqué sur la pipette SM1, pour laquelle le coefficient d'échange au sommet du poinçon diminuait passé un certain débit, ne se produit pas sur la pipette Schweppes. Cette différence est peut être due au fait que, sur la pipette Schweppes, seule une partie du débit arrive jusqu'à l'orifice principal (situé à l'extrémité), l'autre partie étant dérivée dans les trous latéraux. Le débit traversant l'orifice principal étant de se fait réduit, la valeur pour laquelle le coefficient d'échange au sommet du poinçon passe par un maximum n'a peut être pas été atteinte.

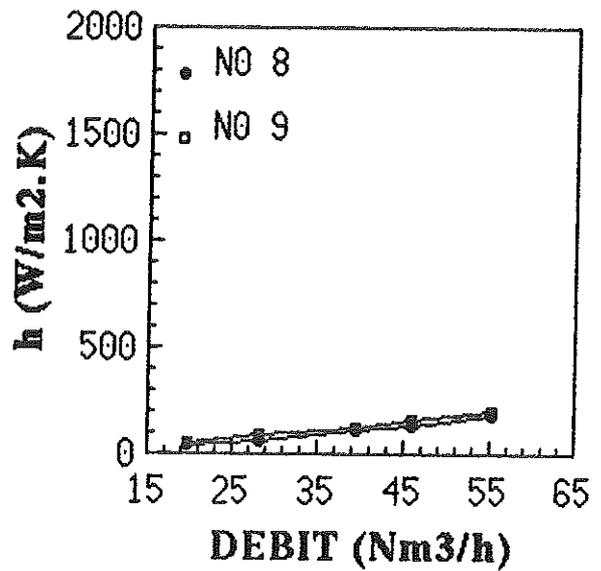
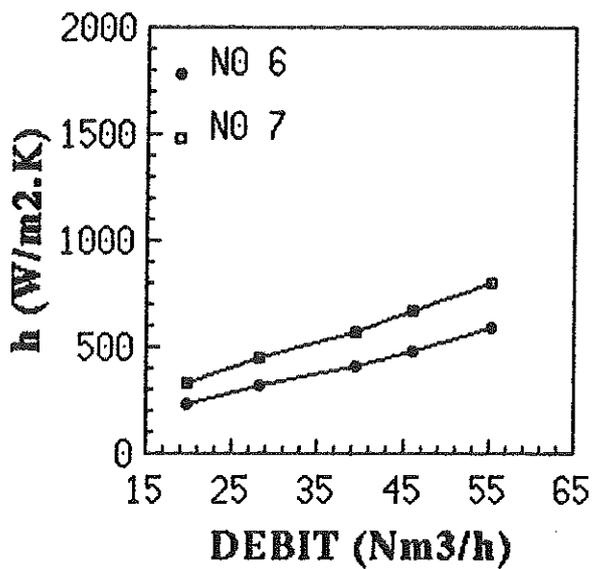
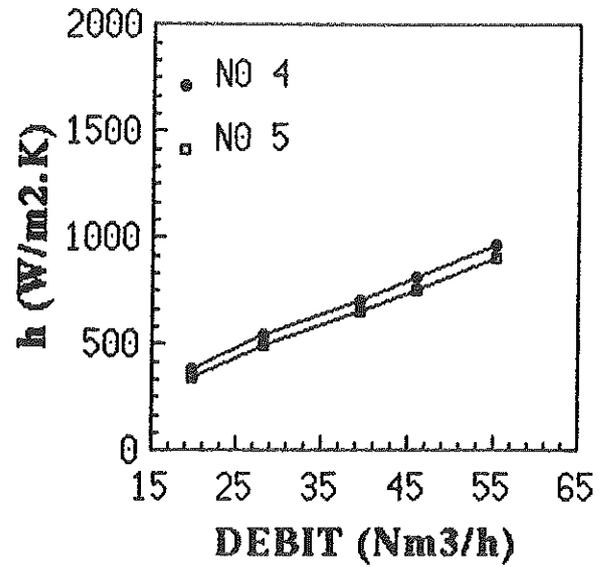
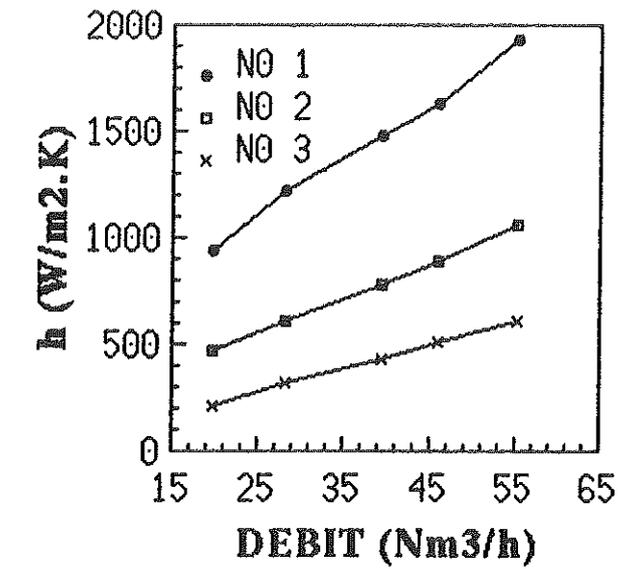


FIGURE IV-10/1 ; coefficient d'échange aux points d'interpolation en fonction du débit (pipette Schewppes).

IV-10-c Position de la pipette

Les résultats obtenus pour différentes positions angulaires de la pipette Schweppes sont présentés sur la figure IV-10/2. Nous avons balayé une plage de 90°, en la faisant tourner de 1/16^{ème} de tour entre chaque mesure. Le premier trait horizontal, à l'abscisse $s=10,8$ mm, correspond à la position de la projection horizontale de l'extrémité de la pipette sur le poinçon. Les autres traits à celle de la projection horizontale des trous latéraux. Le fait que les maximums et les minimums des différentes courbes ne soient pas positionnés au même endroit provient de ce qu'un trou donné se rapproche puis s'éloigne du thermocouple situé en face du point d'interpolation considéré.

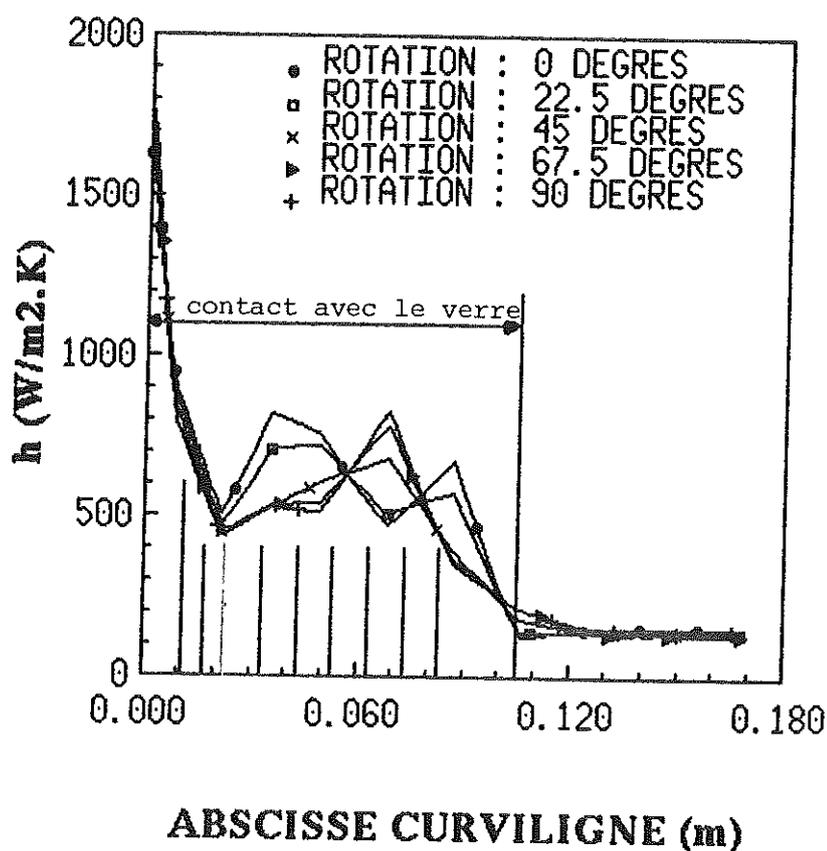


FIGURE IV-10/2 : influence de la position angulaire de la pipette sur le coefficient d'échange.

La figure IV-10/3 donne les valeurs moyennes du coefficient d'échange, calculées sur chaque point du maillage, à partir des mesures réalisées pour chaque position de la pipette. Compte tenu du fait que le débit entraîne des variations linéaires du coefficient d'échange, l'allure des courbes reste inchangée lorsqu'il passe de 25 Nm³/h à 45 Nm³/h.

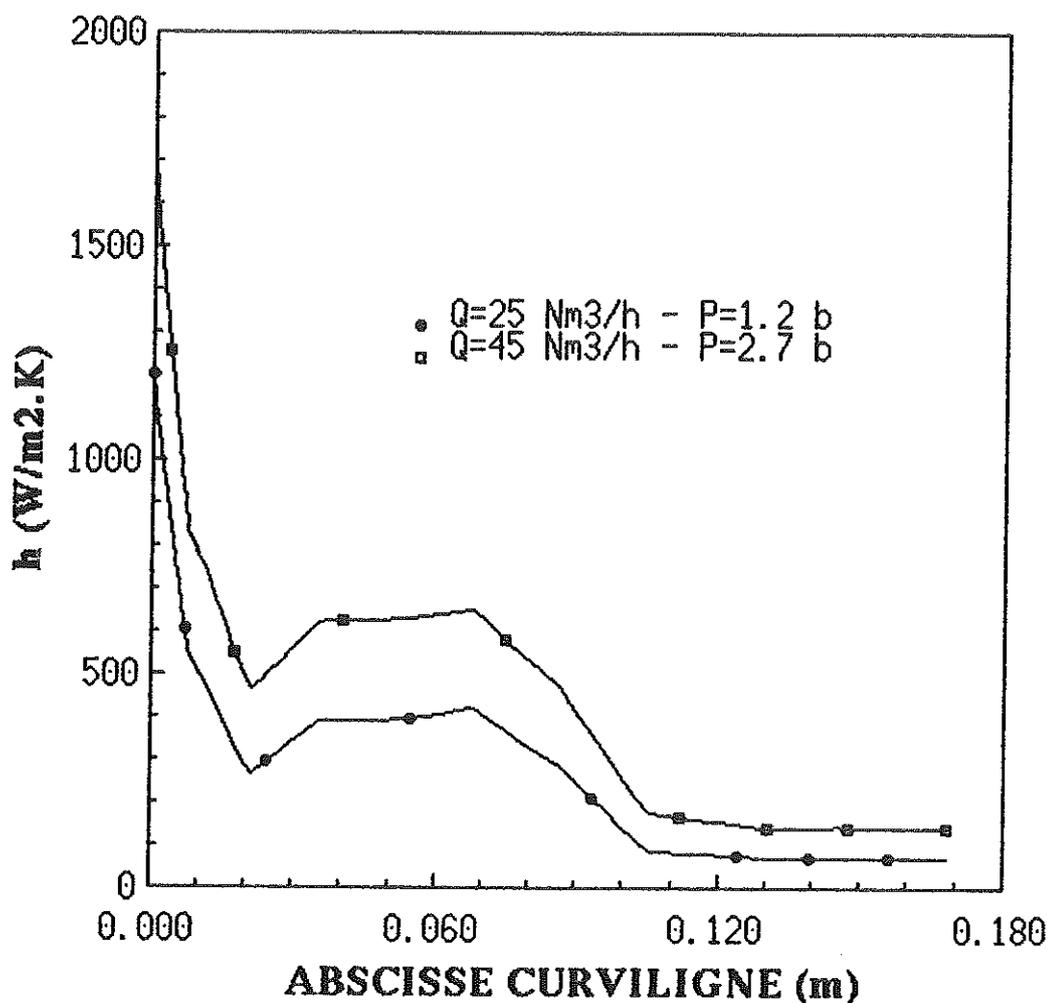


FIGURE IV-10/3 : valeurs moyennes du coefficient d'échange.

Sur les prochaines mesures, la possibilité de rapprocher les thermocouples dans la partie supérieure ($s=0$ à $s=30$ mm) sera à envisager, afin de décrire plus finement les variations spatiales du coefficient d'échange dans cette zone. Quelques simulations supplémentaires seront nécessaires pour fixer la distance entre les thermocouples.

IV-10-d Comparaison entre la pipette Schweppes et des pipettes sans trous latéraux

La figure IV-10-4 donne les différentes valeurs du coefficient d'échange, à l'instant $t=3$ s, pour les pipettes Schweppes, SM2, et GD2 (caractéristiques géométriques au paragraphe IV-6-b).

La pipette SM2 donne des coefficients d'échange plus élevés que la pipette Schweppes dans la zone qui va de $s=0$ à $s=30$ mm (soit une zone qui comprend la calotte sphérique et les vingt-deux premiers millimètres de la partie conique). Par la suite, la pipette SM2 fournit un coefficient d'échange largement inférieur à celui de la pipette Schweppes (deux fois plus petit à l'abscisse $s=70$ mm). Ceci s'explique bien évidemment par la présence de trous latéraux sur la pipette Schweppes.

Comme nous l'avons déjà remarqué, le coefficient d'échange obtenu avec les pipettes de type GD chute lorsqu'on se rapproche du sommet du poinçon. A $s=0$, le coefficient d'échange de la pipette GD2 est inférieur de 54 % à celui de la pipette Schweppes.

DEBIT : 45 Nm³/h

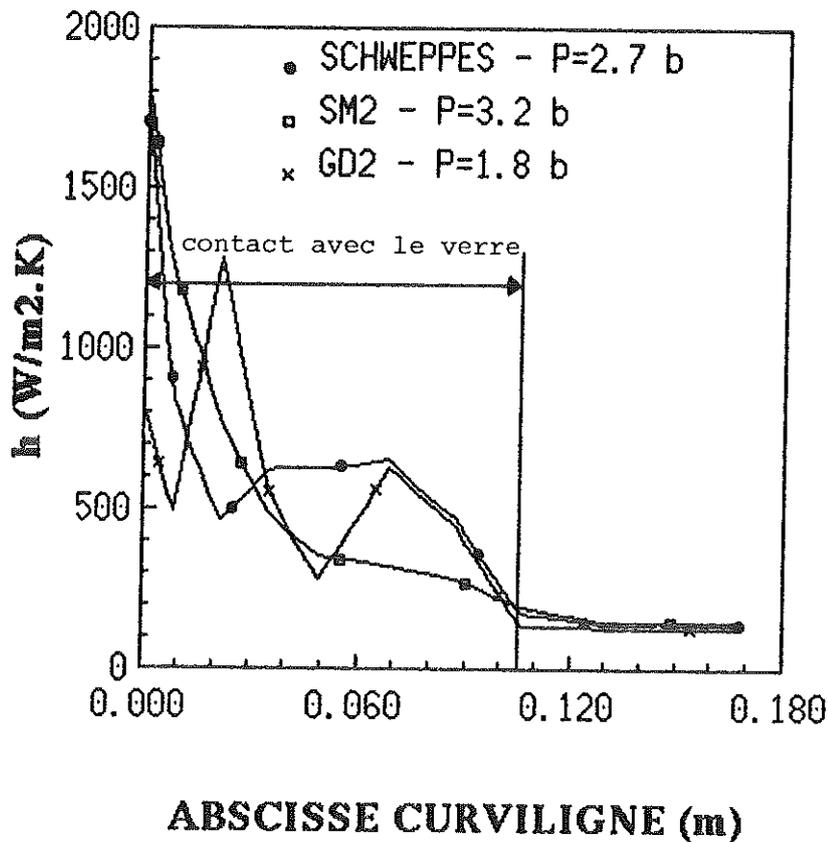


FIGURE IV-10/4 : comparaison entre la pipette Schweppes et des pipettes sans trous latéraux.

IV-11 CONCLUSIONS

L'étude qui vient d'être présentée dans ce chapitre a consisté à étudier l'influence de différentes pipettes sur le coefficient d'échange à l'intérieur du poinçon utilisé pour l'article Schweppes.

Concernant les pipettes sans trous latéraux (SM, VM et GD), l'étude des pertes de charge a montré que le débit obtenu à une pression donnée était d'autant plus important que le diamètre de la pipette était plus élevé. Toutefois, la validité de la démarche consistant à mesurer les débits dans un poinçon froid devra être examinée, en effectuant des mesures sur un poinçon à la température d'environ 500°C (de telles mesures ne sont possibles que sur les machines de production). Il conviendra également d'étudier l'évolution des pertes de charge lorsque seule l'extrémité de la pipette présente un diamètre réduit, le reste du tube étant maintenu au même diamètre qu'une pipette de type GD.

Le principal apport de l'étude des pipettes sans trous latéraux réside dans la mise en évidence de l'influence prépondérante du diamètre de l'extrémité de la pipette sur les échanges au sommet du poinçon. En effet, la réduction de ce diamètre entraîne des augmentations considérables du coefficient d'échange à cet endroit. La pipette qui, parmi celles étudiées, présentait le diamètre le plus faible et la longueur la plus grande fait toutefois exception à cette règle, lorsque le débit dépasse une certaine limite.

L'influence de la longueur de la pipette a également été étudiée. Pour deux types de pipettes (SM et VM), lorsque le débit est élevé, ***il existe une longueur optimum, conduisant à un coefficient d'échange maximum au sommet du poinçon.*** Toutefois, les pipettes que nous avons utilisées pour cette étude étant coniques, le fait de les tronçonner à des longueurs différentes joue sur le diamètre à l'extrémité du tube. Afin de dissocier l'influence de ces deux paramètres, des mesures complémentaires seront nécessaires.

Le cas de la pipette Schweppes utilisée en production, et munie de trous latéraux, a également été traité. Le fait que cette pipette ne soit pas symétrique de révolution nécessite la détermination d'un coefficient d'échange moyen sur le périmètre du poinçon. L'influence des trous latéraux sur les coefficients d'échanges dans la partie conique a été clairement mise en évidence. Mais, compte-tenu de la répartition des trous, il conviendra de diminuer l'espacement entre les thermocouples situés sur la partie supérieure du poinçon, afin d'affiner les

informations recueillies dans cette zone, où les problèmes de collage se produisent habituellement.

Nous avons donc développé un dispositif expérimental et un logiciel de calcul qui répond parfaitement aux objectifs que nous avons fixé. Le comportement de la pipette SM1 en fonction du débit, n'aurait pas pu, actuellement, être mis en évidence par une autre méthode. Maintenant que l'outil existe, il convient de l'exploiter pour optimiser les pipettes.

CHAPITRE V

MODELE BIDIMENSIONNEL

Introduction au chapitre V

Le modèle qui va être décrit dans ce chapitre, et qui utilise les conditions aux limites déterminées au chapitres III et IV, est destiné à déterminer le champ des températures du poinçon en production, lors du pressage des ébauches de bouteilles.

Les objectifs poursuivis sont tout d'abord rappelés, le modèle développé pour les atteindre est ensuite décrit. Après avoir donné un exemple de simulation, la conclusion propose une démarche pour optimiser la conception du système de refroidissement du poinçon.



V-1 OBJECTIFS

Les objectifs poursuivis sont les suivants :

- Analyse des performances de différentes pipettes, pour un poinçon donné, en vue de leur optimisation

La meilleure pipette est celle qui conduit à minimiser les différences de température sur la surface externe du poinçon, tout en produisant les coefficients d'échange maximums, pour un débit d'air comprimé et une pression à l'entrée les plus faibles possibles. Ce point constitue le principal objectif ; il est la raison d'être de cette étude.

- Etude de l'influence de la géométrie et des propriétés thermiques du poinçon

La forme extérieure du poinçon étant fixée par la forme que l'on désire donner à l'ébauche, le seul paramètre susceptible d'être modifié est son épaisseur. En première approche, il sera possible de supposer que de faibles variations de l'épaisseur du poinçon n'entraîne pas de modification notable du coefficient d'échange avec l'air comprimé. L'influence de ce paramètre, ainsi que celle des propriétés thermiques du poinçon, a déjà été étudiée à l'aide du modèle monodimensionnel du chapitre II. Il peut être intéressant de refaire la même étude à l'aide d'un modèle bidimensionnel.

- Etude du timing

Le logiciel de simulation doit être capable de reproduire les différentes étapes du timing utilisé en production, c'est à dire les durées respectives du chargement, du pressage et de l'attente de la nouvelle paraison. Les différentes coupures intervenant dans la ventilation du poinçon doivent également être prises en compte, ainsi que la durée pendant laquelle le poinçon est soumis à l'action de l'air comprimé. L'ensemble des paramètres qui viennent d'être cités doit pouvoir être étudié. De plus, les opérations de formage étant cycliques, les calculs doivent permettre de déterminer le régime périodique établi (la montée en température lors du lancement d'une production présentant peu d'intérêt).

Le logiciel qui a été développé, et qui respecte les critères mentionnés ci-dessus, est décrit au paragraphe suivant.

V-2 DESCRIPTION DU MODÈLE

Le modèle développé est basé sur la résolution de l'équation de la conduction thermique dans le poinçon, par la méthode des éléments finis. Rappelons que seul le poinçon est modélisé, les interactions avec le milieu extérieur (verre, air, etc.) sont traitées par le biais de coefficients d'échange.

Ainsi que nous l'avons précisé au paragraphe précédent, le modèle doit permettre de reconstituer le cycle de pressage, tel qu'il a été défini sur la figure I-1/1. Ce dernier est décomposé en quatre étapes, de la façon schématisée sur la figure V-2/1, et décrite ci-dessous :

* 1^{ère} étape : chargement

Cette étape commence au moment où la paraison arrive dans le moule, et se termine à l'instant où le poinçon commence à monter. Seule la partie supérieure du poinçon est alors en contact avec le verre, sur une longueur L_c , appelée hauteur de chargement. Le reste de la partie conique, ainsi que la surface supérieure de l'embase sont refroidis par convection naturelle avec l'air, et par rayonnement avec le fourreau (cf définition du fourreau sur la figure I-1/3). Les surfaces latérales et inférieures de l'embase sont en contact, respectivement, avec le fourreau et l'adaptateur. Sur la figure V-2/1, les parties du poinçon soumises au refroidissement par convection naturelle et rayonnement sont repérées par un trait pointillé.

* 2^{ème} étape : montée du poinçon

Afin de simuler la montée du poinçon, la partie active du poinçon située en dessous de la hauteur de chargement est décomposée en quatre zones, mise en contact avec le verre à des instants décalés dans le temps (discrétisation du mouvement du poinçon). On suppose pour cela que chaque zone est mise en contact avec le verre au moment où le centre de la zone l'aurait été, si la montée avait été continue. L'instant où le contact se produit pour une zone donnée est donc calculé à partir de la taille de la zone, et de la vitesse de déplacement du poinçon. La partie située en dessous du niveau du verre est traitée de la même façon que lors de la première étape.

* 3^{ème} étape : stabilisation

Le poinçon est maintenu en position haute un certain temps, pendant lequel il est en contact avec le verre sur une distance L_v .

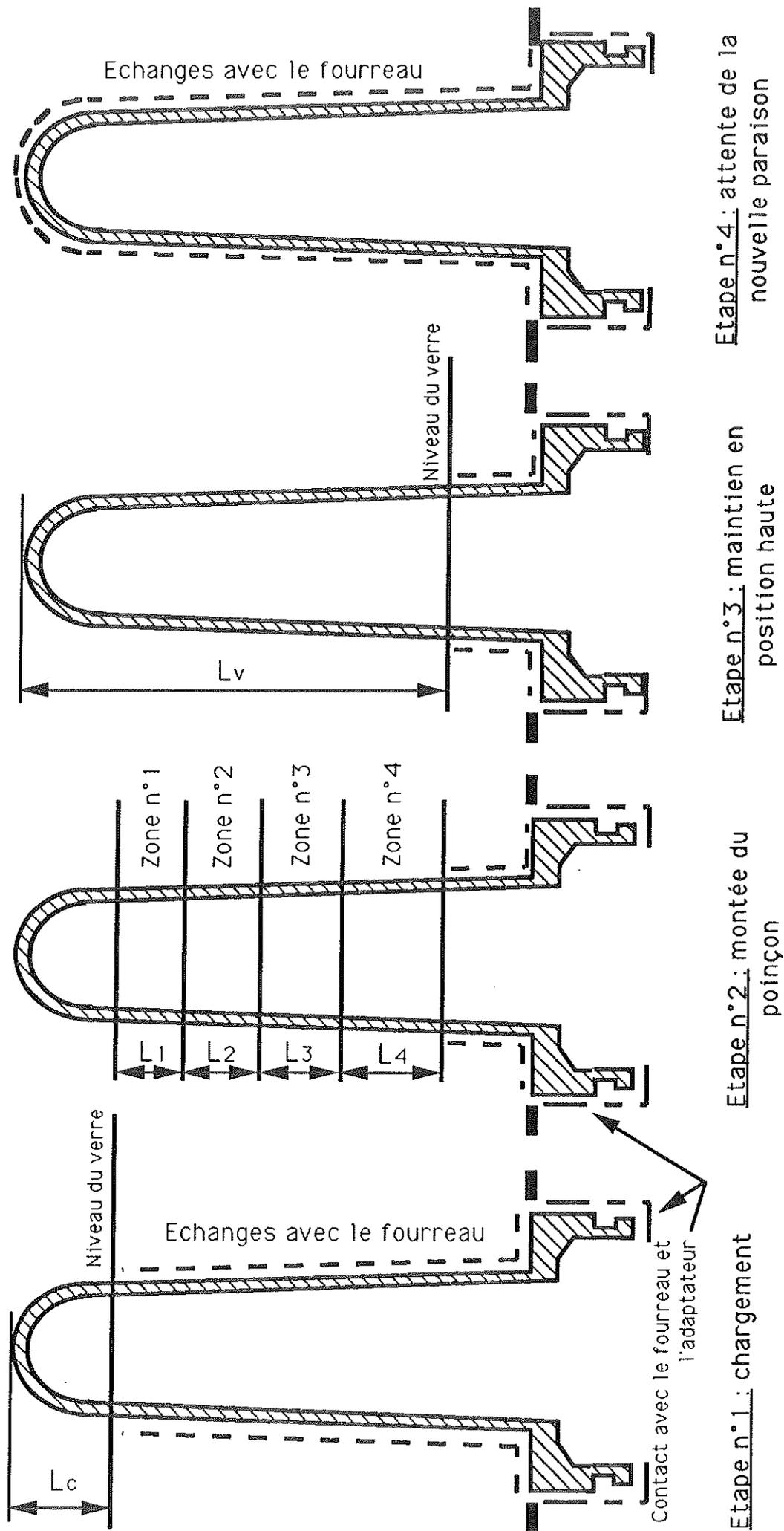


FIGURE V-2/1 : décomposition en quatre étapes du cycle de pressage

* 4^{ème} étape : attente de la nouvelle paraison

On suppose que le contact avec le verre s'est rompu instantanément, ce qui est justifié par le fait que la descente du poinçon est extrêmement rapide. Les surfaces latérale et inférieure de l'embase sont toujours en contact avec le fourreau et l'adaptateur, alors que le reste du poinçon est refroidi par convection naturelle et rayonnement. Le cycle se termine au moment où une nouvelle paraison est introduite dans le moule.

Un nouveau cycle est alors entamé, jusqu'à ce que le régime périodique soit établi.

Le traitement des conditions aux limites se fait de la façon suivante (les valeurs numériques seront données au paragraphe suivant) :

- le contact entre l'embase d'une part, le fourreau et l'adaptateur d'autre part, est modélisée par l'intermédiaire d'une conductance de contact, supposée uniforme et constante dans le temps. On suppose également que les températures du fourreau et de l'adaptateur sont égales, et constantes dans le temps ;
- les échanges convectifs et radiatifs sur la partie de la surface externe du poinçon qui n'est pas en contact avec le verre sont modélisés par un coefficient d'échange global, uniforme et indépendant du temps (le rayonnement est donc linéarisé). La température de l'air dans la cavité annulaire entre le poinçon et le fourreau est égale à celle du fourreau ;
- le contact entre le poinçon et le verre est représenté par le coefficient d'échange déterminé expérimentalement au chapitre III, qui varie en fonction du temps écoulé depuis l'instant où une zone donnée a été mise en contact avec le verre ;
- la ventilation du poinçon est décrite grâce aux coefficients d'échange déterminés au chapitre IV. L'évaluation des performances d'une pipette donnée se fait donc en utilisant la loi de coefficient d'échange qui lui correspond ;
- les coupures de l'alimentation en air comprimé pouvant intervenir dans le timing sont prises en compte. En l'absence de ventilation, la surface interne du poinçon est supposée adiabatique, l'étude du chapitre II ayant montré que les échanges avec la pipette étaient négligeables.

Pour finir, mentionnons que les variations avec la température des propriétés thermiques du poinçon sont prises en compte.

V-3 EXEMPLE D'EXPLOITATION DU MODÈLE

V-3-a Données utilisée pour l'article Schweppes

La géométrie du poinçon est identique à celle utilisée pour la détermination du coefficient d'échange avec l'air comprimé (annexe A1). Ses propriétés thermiques sont celles du Stellite 12 (annexes C1 et C2).

Nous avons adopté, pour le calcul qui sera présenté au paragraphe suivant, le même maillage qu'au chapitre IV. Il est représenté sur la figure V-3/1, avec le découpage en zones qui permet de discrétiser la montée du poinçon. Les dimensions des différentes zones sont les suivantes :

- hauteur de chargement : $L_c=11,4$ mm,
- zone n°1 : $L_1=13,0$ mm,
- zone n°2 : $L_2=21,1$ mm,
- zone n°3 : $L_3=25,4$ mm,
- zone n°4 : $L_4=34,4$ mm,
- hauteur en contact avec le verre lorsque le poinçon est en position haute : $L_v=L_c+L_1+L_2+L_3+L_4=105,3$ mm.

Le timing relatif à l'article Schweppes est représenté sur la figure V-3/2. La période du cycle est de 4,414 s. La courbe du bas montre la position du poinçon en fonction du temps (la vitesse de montée est de 130 mm/s). La ventilation (courbe du haut), débute à l'instant $t=0,42$ s, et dure 3,8 s.

Les valeurs numériques des coefficients d'échange qui n'ont pas été déterminées expérimentalement sont calculées à partir de données de la littérature :

- conductance de contact entre l'embase d'une part, le fourreau et l'adaptateur d'autre part : 2000 W/m².K,
- coefficient d'échange décrivant les pertes par convection naturelle et rayonnement de la surface externe du poinçon, lorsqu'elle n'est pas en contact avec le verre : 15 W/m².K. (Rappelons que l'étude du chapitre II a montré qu'il ne s'agissait pas d'un paramètre sensible).

La température du fourreau, mal connue à l'heure actuelle, est évaluée à 100°C. Elle pourra être déterminée à l'aide de mesures sur site, par thermographie infra-rouge.

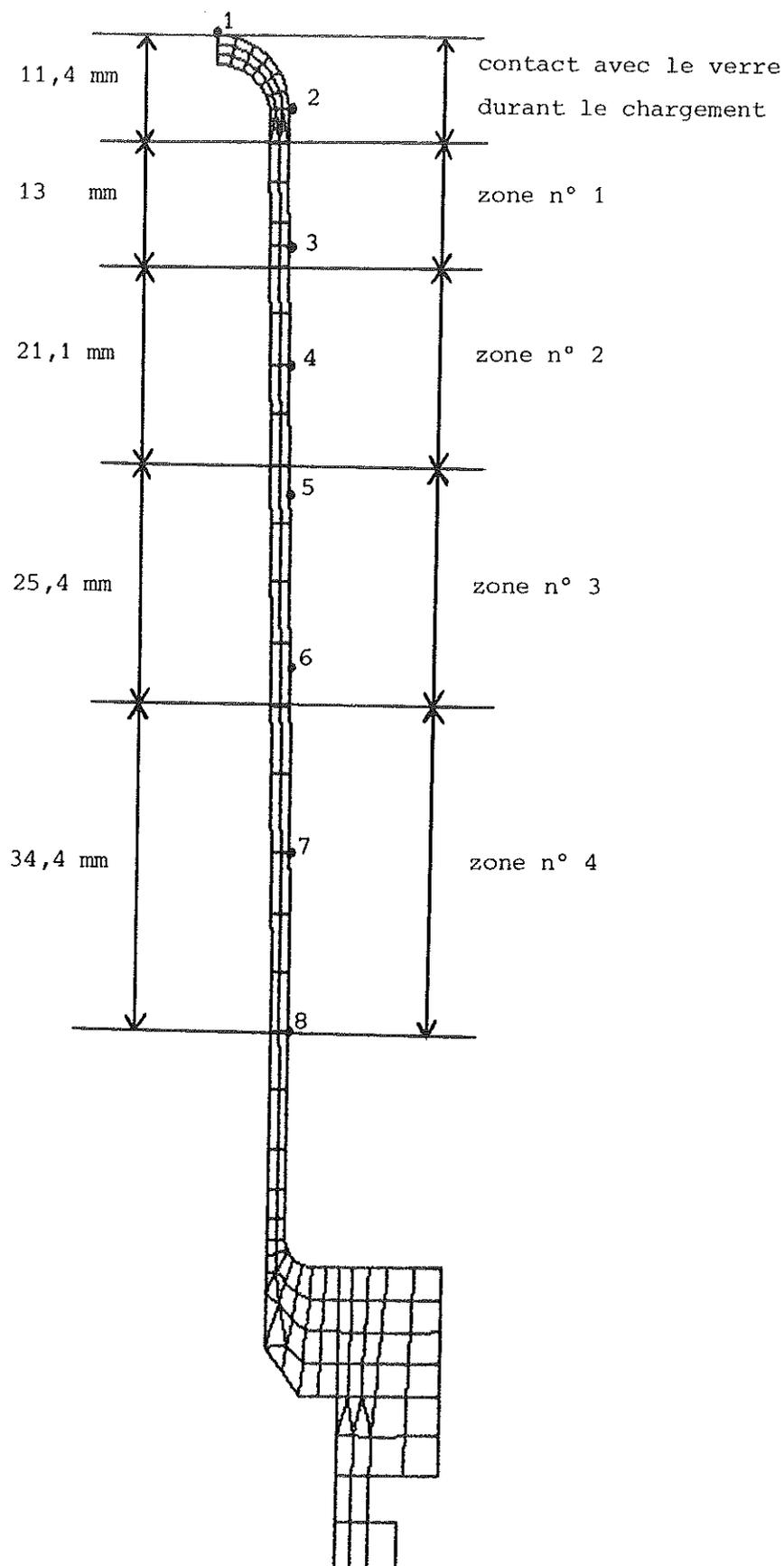


FIGURE V-3/1 : maillage du poinçon.

En ce qui concerne le transfert de chaleur entre le verre et le poinçon, nous avons adopté les valeurs de la figure III-10/1, obtenues avec un préchauffage de 560°C, et des thermocouples dans la position n°1.

La pipette retenue pour le calcul est la pipette Schweppes. Les coefficients d'échange, qui dans ce cas, représentent les transferts thermiques poinçon/air comprimé sont tirés de la figure IV-10/3 (débit : 45 Nm³/h, pression : 2,7 bar).

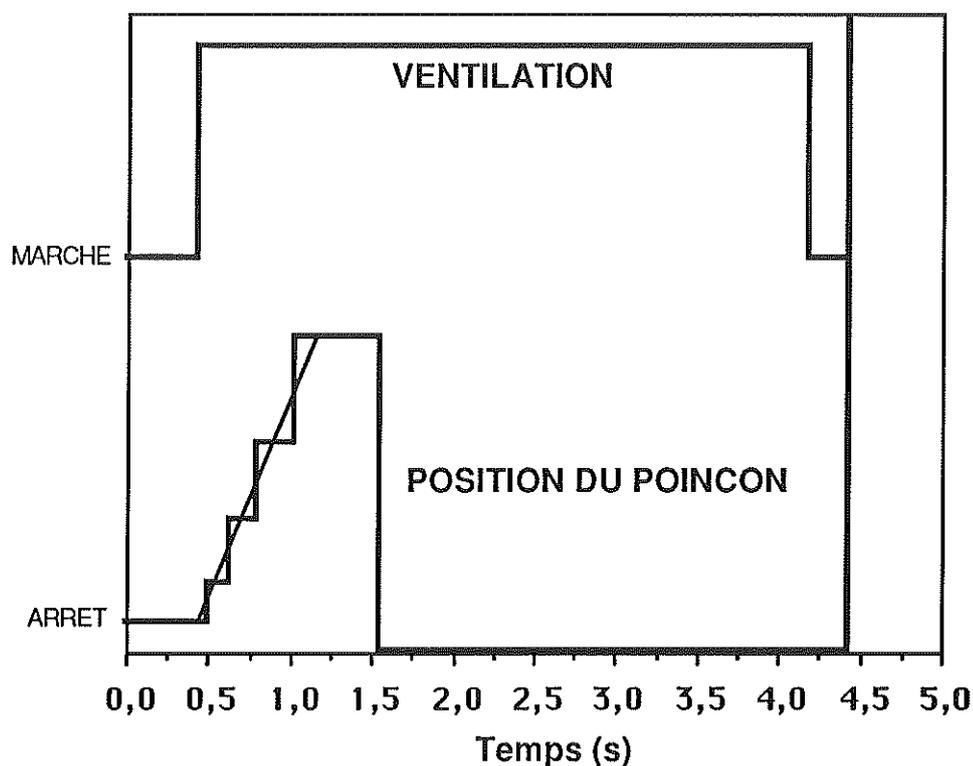


FIGURE V-3/2 : cycle Schweppes.

Afin d'atteindre le régime périodique établi, 40 cycles sont réalisés, en partant d'une température initiale de 500°C (les résultats présentés sont relatifs au quarantième cycle). Les pas de temps utilisés au cours d'un cycle sont les suivants :

- 25 pas de 0,01944 s, soit 0,486 s (chargement),
- 10 pas de 0,0131 s, soit 0,131 s (contact sur la première zone),
- 10 pas de 0,0179 s, soit 0,179 s (contact sur la deuxième zone),
- 10 pas de 0,023 s, soit 0,23 s (contact sur la troisième zone),

- 25 pas de 0,02056 s, soit 0,514 s (poinçon en position haute),
- 50 pas de 0,05748 s, soit 2,874 (attente de la nouvelle paraison).

V-3-b Résultats

Les courbes de la figure V-3/3 représentent l'évolution en fonction du temps sur les points où étaient placés les thermocouples utilisés au chapitre IV pour la détermination des coefficients d'échange. Ces points sont en regard des points d'interpolation servant à décrire les variations spatiales du coefficient d'échange ; ils sont représentés sur la figure V-3/1.

Dans la partie supérieure du poinçon, les températures à la fin du pressage se situent entre 640°C et 680°C. La température la plus élevée est atteinte au point n°4, situé 30 mm environ sous la jonction entre l'extrémité demi-sphérique et la partie conique. A la fin du cycle, les points n°1 à 3 sont à 520°C, ce qui représente une vitesse de refroidissement moyenne d'environ 50°C/s. Le point n°4 est, lui à 570°C à la fin du cycle. Dans la partie inférieure du poinçon, la température diminue de façon monotone lorsqu'on se rapproche de l'embase.

Les résultats de mesure par thermographie infra-rouge n'étant pas disponibles à l'heure actuelle, pour le poinçon et la pipette utilisés pour le calcul, il n'est pas encore possible de déterminer la validité du modèle, bien que le niveau de température atteint par le poinçon soit tout à fait plausible, compte tenu de mesures réalisées sur d'autres articles.

Le résultat qui vient d'être présenté ne constitue qu'un exemple d'utilisation du logiciel de simulation. Avant de l'employer de façon plus intensive, quelques travaux préliminaires restent à faire :

- étudier plus précisément l'influence des paramètres numériques (maillage et pas de temps), afin de déterminer les valeurs optimums ;
- revoir la modélisation de la montée du poinçon dans le verre, le découpage en quatre zones pouvant être trop grossier. Afin d'obtenir une meilleure précision, la montée du poinçon devrait pouvoir se faire élément par élément, en calculant les pas de temps d'après la vitesse de montée et la taille des éléments ;
- actuellement, le logiciel permet d'obtenir les températures en fonction du temps, en des nœuds définis par avance, ainsi

que les isothermes sur une coupe du poinçon, en des instant donnés. Or il peut également être intéressant de disposer de l'énergie retirée à l'ébauche au cours d'un cycle.

Une fois ces différentes tâches accomplies, le travail le plus important consistera à comparer les résultats obtenus avec des mesures réalisées en production, à l'aide d'une caméra infra-rouge. Il sera alors possible de dire si la démarche que nous avons adoptée depuis le début de l'étude est satisfaisante, ou si certains points sont à revoir.

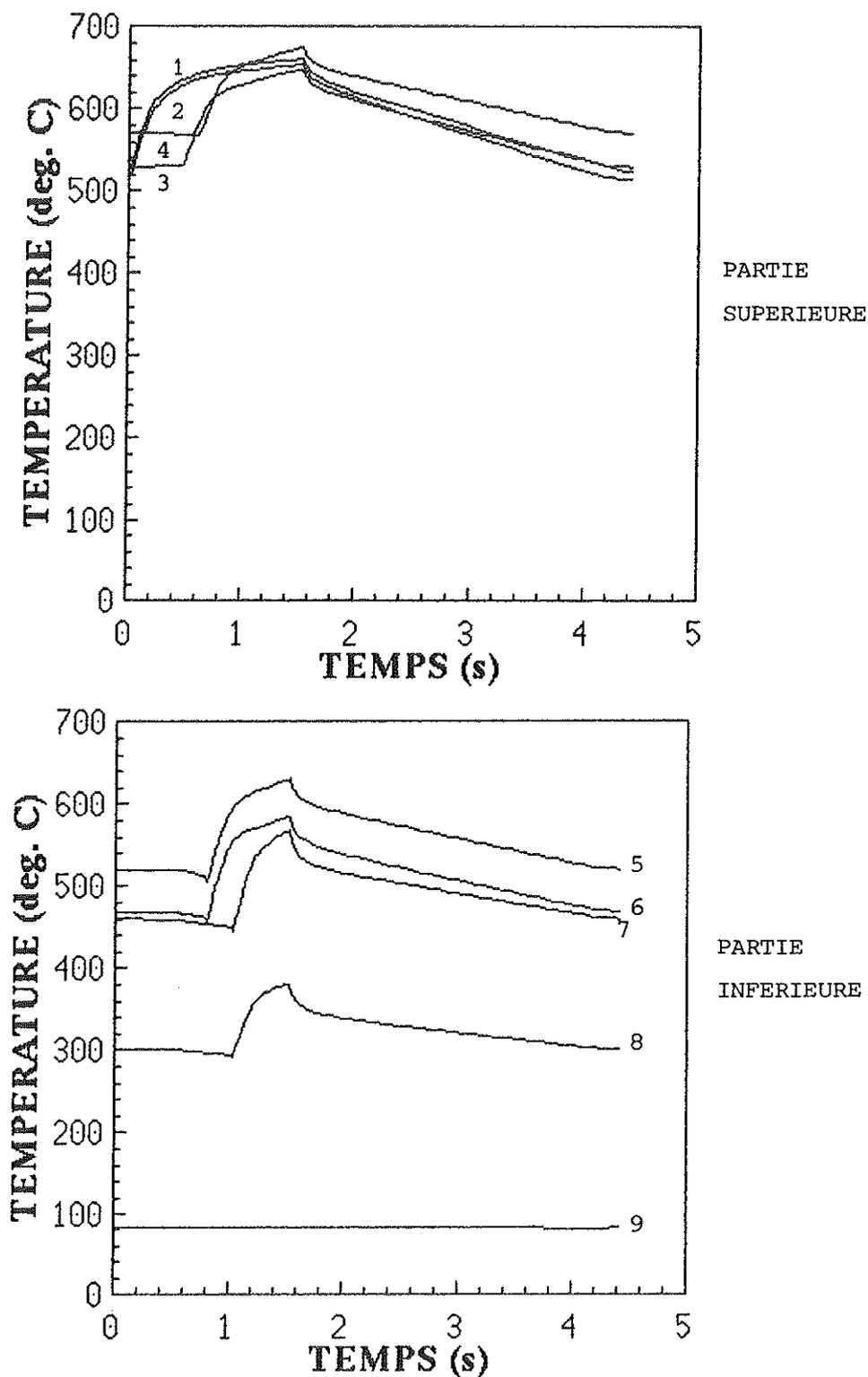


FIGURE V-3/3 : température en différents points du poinçon en fonction du temps.

V-4 CONCLUSIONS

Lorsque les mesures de température du poinçon en situation réelle auront permis de valider le modèle qui vient d'être décrit, ce dernier pourra être considéré comme opérationnel. L'outil constitué par le banc de mesure décrit au chapitre IV ainsi que le logiciel de simulation pourra alors être utilisé en vue d'améliorer le système de refroidissement des poinçons. La démarche qui pourrait être mise en œuvre se décomposerait en deux points :

* Tout d'abord, optimiser le système de refroidissement pour un article donné, c'est à dire définir la pipette minimisant les gradients thermiques sur la surface externe du poinçon, tout en nécessitant un débit et une pression minimums. Dans la mesure où nous disposons déjà de données relatives à l'article Schweppes, il semble naturel de continuer sur cet article. L'exploitation des résultats obtenus au chapitre IV, pour les pipettes SM, VM, GD et Schweppes permettra de fixer les caractéristiques géométriques des prochaines pipettes à tester. Par ailleurs, l'optimisation du refroidissement du poinçon Schweppes pourra se faire en suivant deux voies différentes : dans un cas, nous essayerons de «régler» le coefficient d'échange en jouant sur la section annulaire entre pipette et poinçon, sans faire de trous latéraux, ce qui présente l'avantage de simplifier le système de refroidissement, tout en diminuant le coût de la pipette. Dans l'autre cas, le perçage de trous latéraux sera utilisé pour améliorer l'homogénéité thermique du poinçon (les deux approches seront menées en parallèle).

* Une fois le système de refroidissement optimisé sur l'article Schweppes, il sera nécessaire de définir des règles de conception plus générales, en appliquant la même démarche à d'autres poinçons, tout en utilisant le savoir-faire acquis sur ce premier article. Le nombre de poinçons utilisés en production étant très grand, il sera alors nécessaire de les classer par catégories, suivant leurs caractéristiques géométriques.

Ce classement peut se faire d'après deux critères : le diamètre au niveau de la ligne de moule de bague (cf plan en annexe A1), et la longueur. Concernant le diamètre, il existe deux types de poinçons : les poinçons étroite ouverture, utilisés pour les bouteilles, qui présentent un diamètre d'environ 18 mm au niveau de la ligne de moule de bague (le poinçon Schweppes utilisé pour cette étude fait partie de cette catégorie). Les poinçons large ouverture ont un diamètre beaucoup plus important, et sont utilisés pour les pots et les bocaux. A l'intérieur de chaque catégorie, on peut ensuite définir des classes correspondant à des plages de longueur. Si l'on prend l'exemple des poinçons étroite ouverture, on peut imaginer de définir deux classes : les poinçons courts, correspondant aux

articles Schweppes, BSA (canette de bière) ou Canada Dry, et les poinçons longs, tels que ceux utilisés pour les articles Aver (bouteille de vin de un litre), Vittel ou Volvic. Les règles de conception destinées au bureau d'étude seraient alors définies pour une classe particulière, appartenant à une catégorie donnée. L'établissement de ces règles se fera en progressant par étapes successives : après avoir optimisé l'article Schweppes, il conviendra de définir les règles relatives aux poinçon étroite ouverture courts, puis passer aux poinçons étroite ouverture longs, etc.

La rationalisation de la conception des pipettes constituera donc le principal objectif à atteindre. Toutefois, il sera également possible d'étudier d'autres paramètres pouvant intervenir sur la thermique des poinçons, tels que ceux relatifs au timing, ou aux caractéristiques du poinçon (épaisseur et matériau).



CONCLUSION GENERALE

Le bilan de l'étude peut se décomposer de la façon suivante :

* Les coefficients d'échange entre le verre et le poinçon sont à présent connus, et peuvent être utilisés dans un logiciel de simulation thermique du poinçon. On peut regretter que ces coefficients d'échange ne permettent pas d'analyser finement le problème du contact entre le poinçon et le verre, dans la mesure où ils représentent à la fois les échanges au sein du verre, et dans le milieu interstitiel entre le verre et le poinçon. En effet, la détermination d'une conductance de contact, liée exclusivement à la nature et à l'épaisseur du milieu interstitiel, aurait été plus riche d'enseignements.

Toutefois, il faut garder à l'esprit que dans le cadre d'une recherche à finalité industrielle, l'étude d'un phénomène physique n'a d'intérêt que si elle permet d'atteindre l'objectif que l'on s'est fixé par avance et qui, dans notre cas, consiste à améliorer un procédé de fabrication. Notre but étant la prédiction de la température du poinçon, un coefficient d'échange global nous satisfaisait pleinement.

* Une méthodologie utilisant un banc de mesure et un logiciel d'identification a été mise au point dans le but de déterminer le coefficient d'échange entre le poinçon et l'air comprimé. Elle permet de déterminer ce coefficient d'échange en fonction du temps et de l'abscisse curviligne - distance mesurée en suivant le profil de la surface interne du poinçon, à partir de son sommet. Cette méthode pourra être utilisée par Saint-Gobain Emballage pour tester de nouvelles pipettes, dès qu'un banc de mesure aura été implanté au Centre Technique de Chalon-sur-Saône.

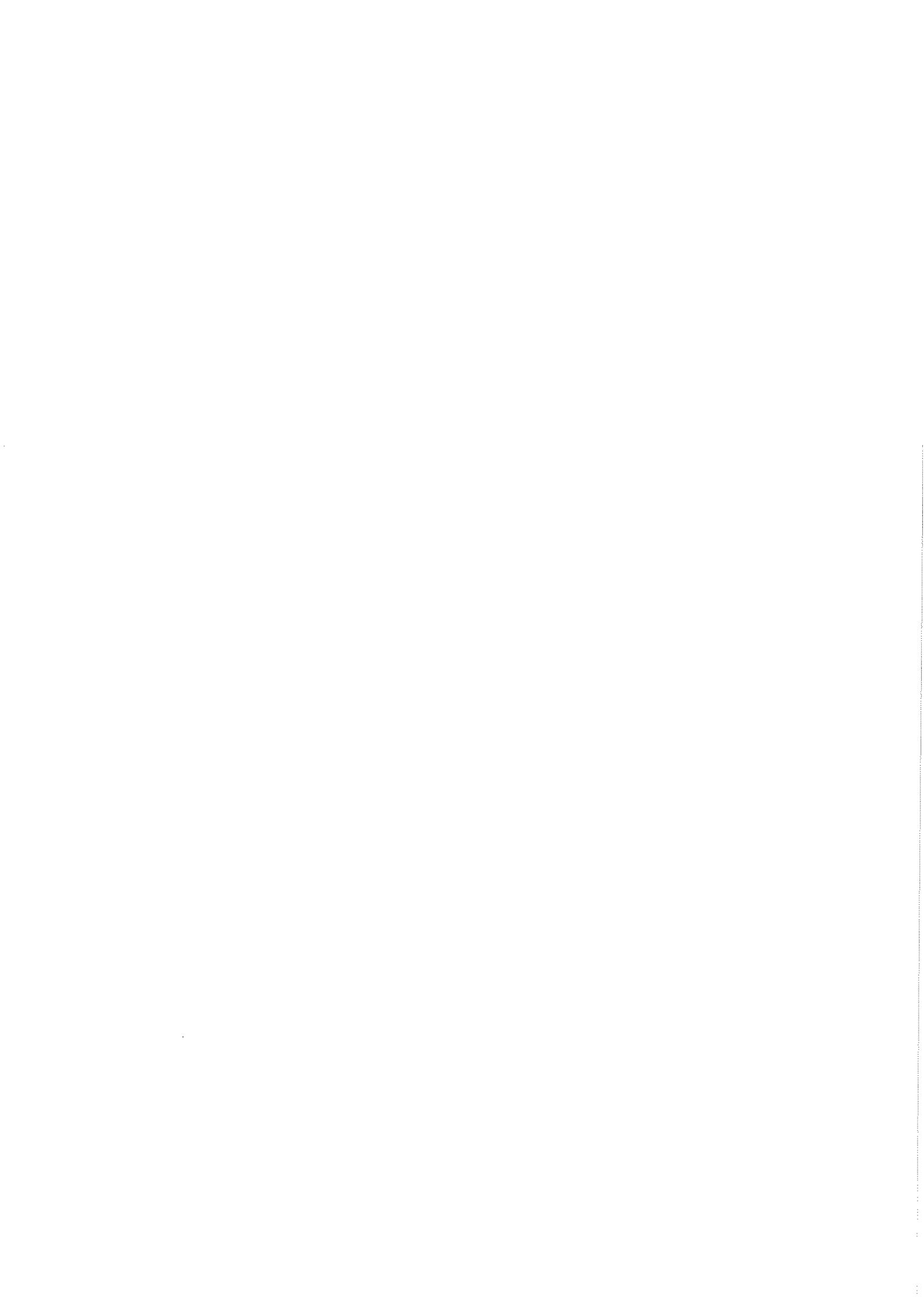
* Nous disposons maintenant d'un logiciel de simulation thermique du poinçon, reproduisant le cycle utilisé en production. Ce logiciel utilise les coefficients d'échange déterminés expérimentalement, et permet de juger des performances d'une pipette.

Pour finir, il convient d'insister sur le fait que le travail le plus urgent consiste à comparer les résultats du modèle avec des mesures réalisées en production. L'utilisation intensive de l'outil qui vient d'être décrit pourra avoir lieu une fois sa validation accomplie.

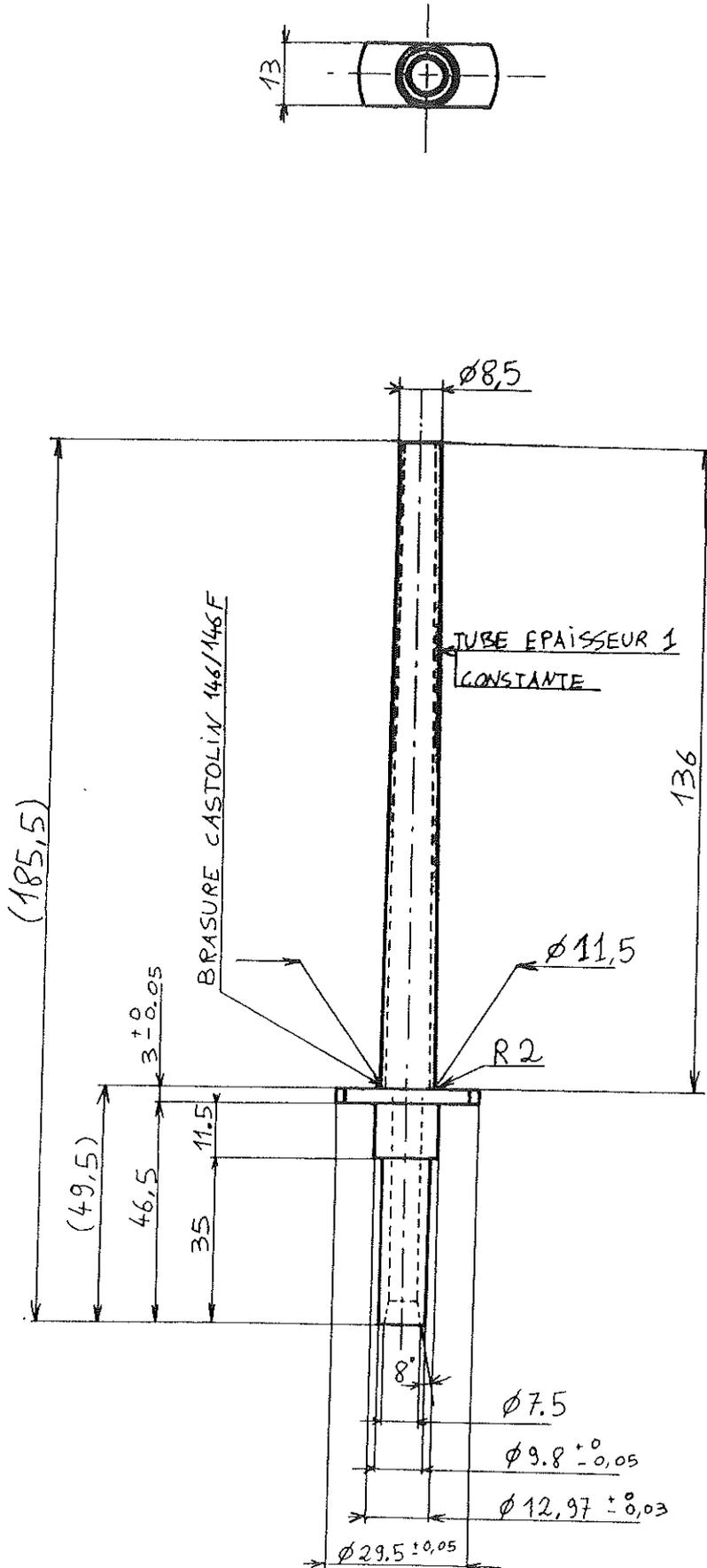


ANNEXE A

PLANS



ANNEXE A4 : pipette GD



QUANTITE : 5

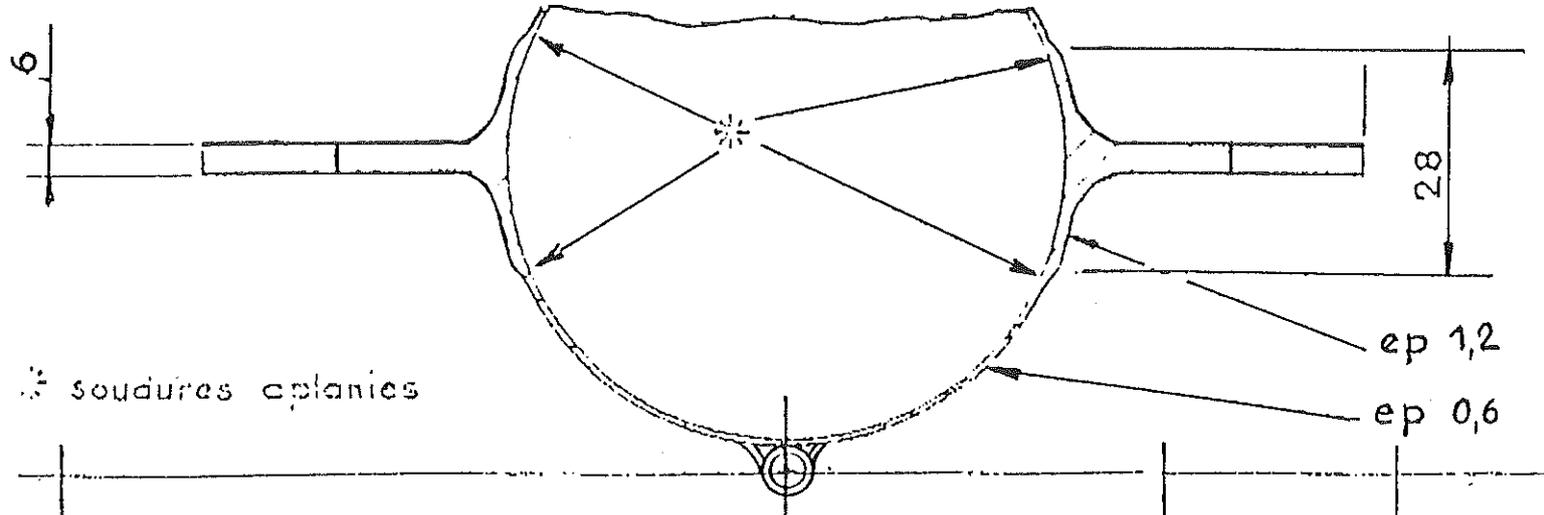
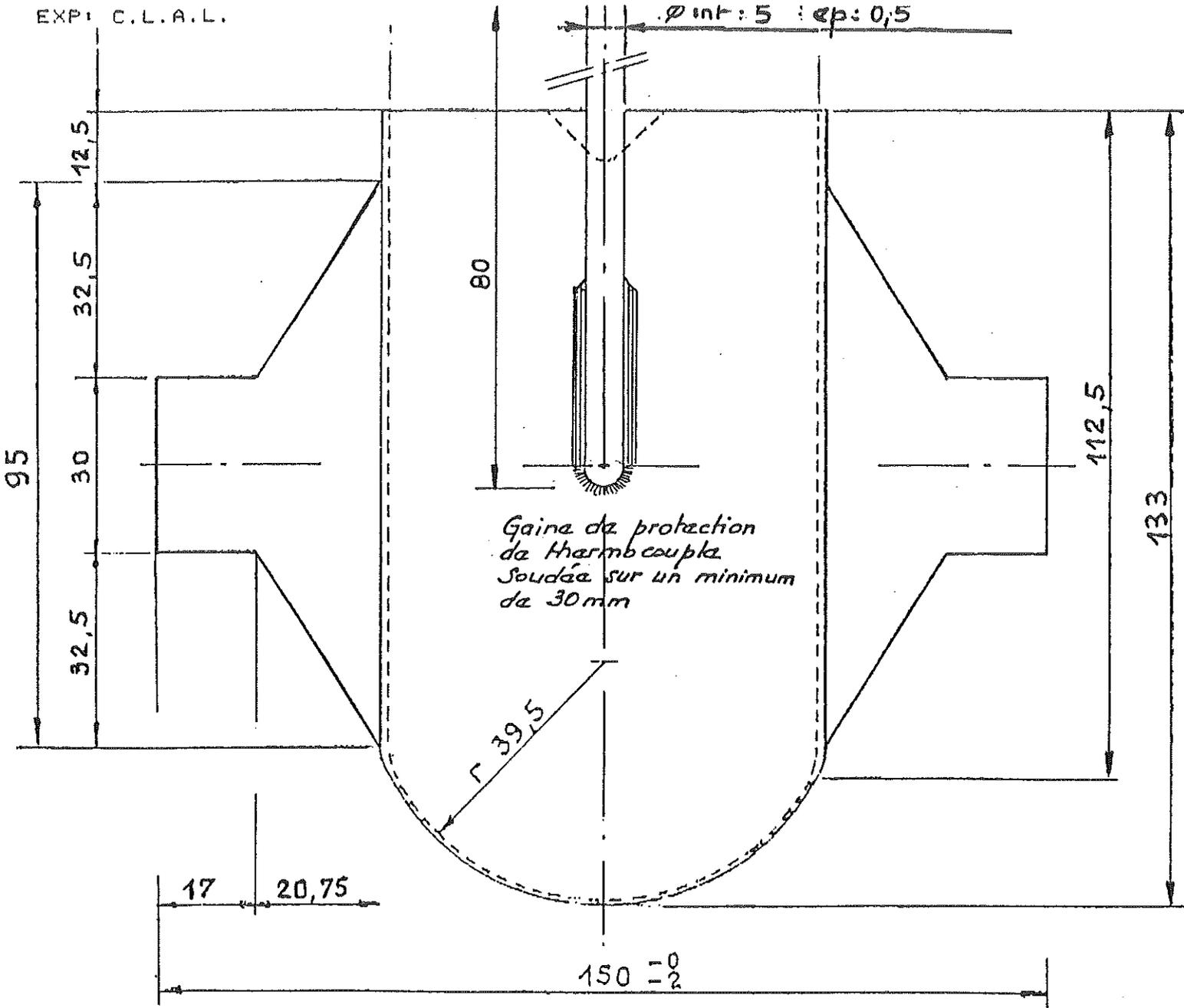
Tolérance générale : ± 0,1	
Echelle 1	PIPETTE POUR BANC DE MESURE
09/07/1992	INSA - LYON - F. DOUMENC

EMBOUT EN XC45 - USINAGE DV

TUBE EN CC10 - TOLERANCE DE VERTICALITE: ± 0.1

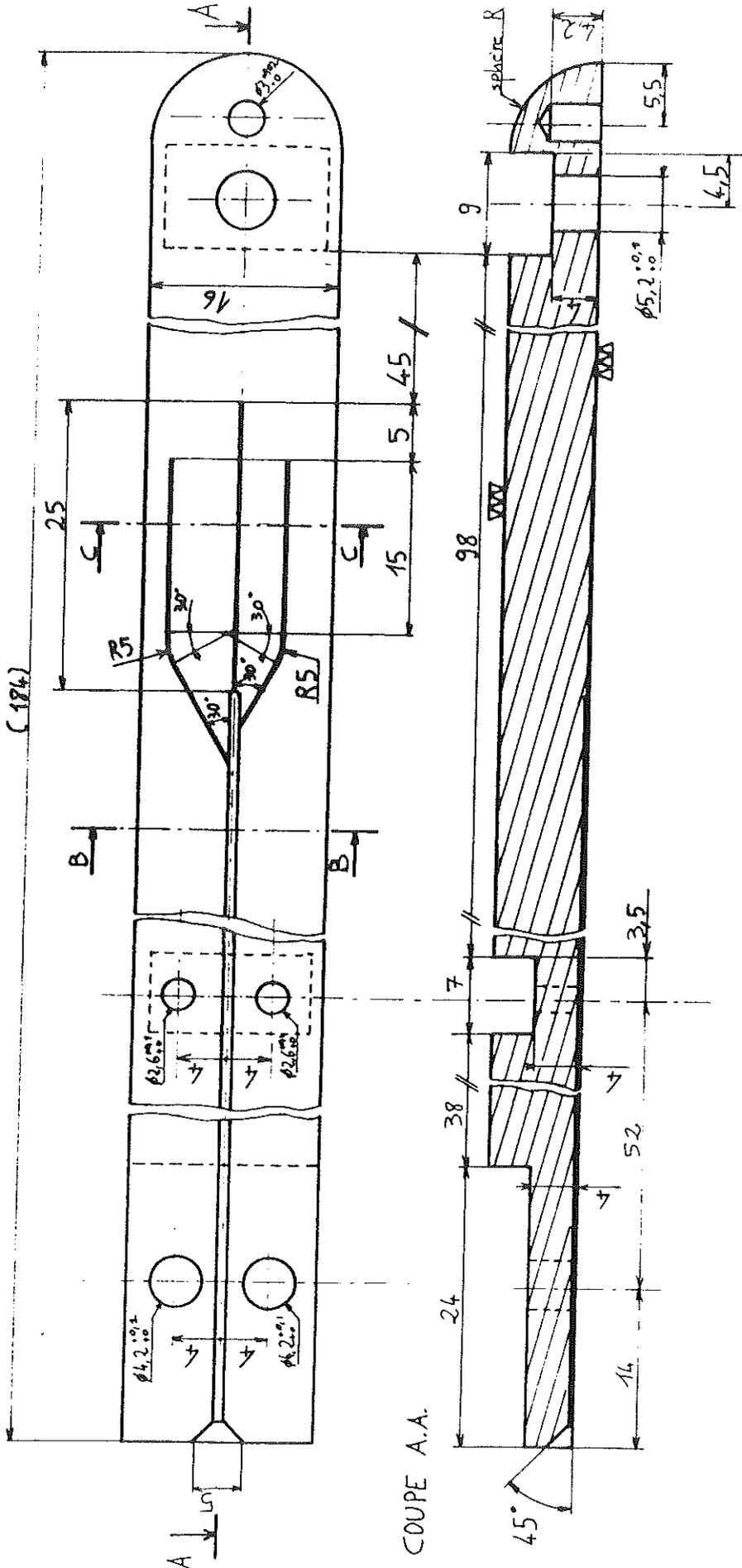
ANNEXE A5 : creuset en platine rhodié 10%

EXP: C.L.A.L.

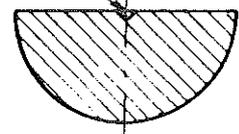


Modifications	Exécuté par	Date
Matériau: Pt Rh 10, Traitement: _____, Finition: _____		

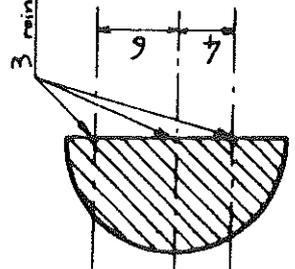
ANNEXE A6 : poinçon utilisé pour l'identification du coefficient d'échange poinçon/verre - position des rainures n°1



COUPE B.B.



COUPE C.C.

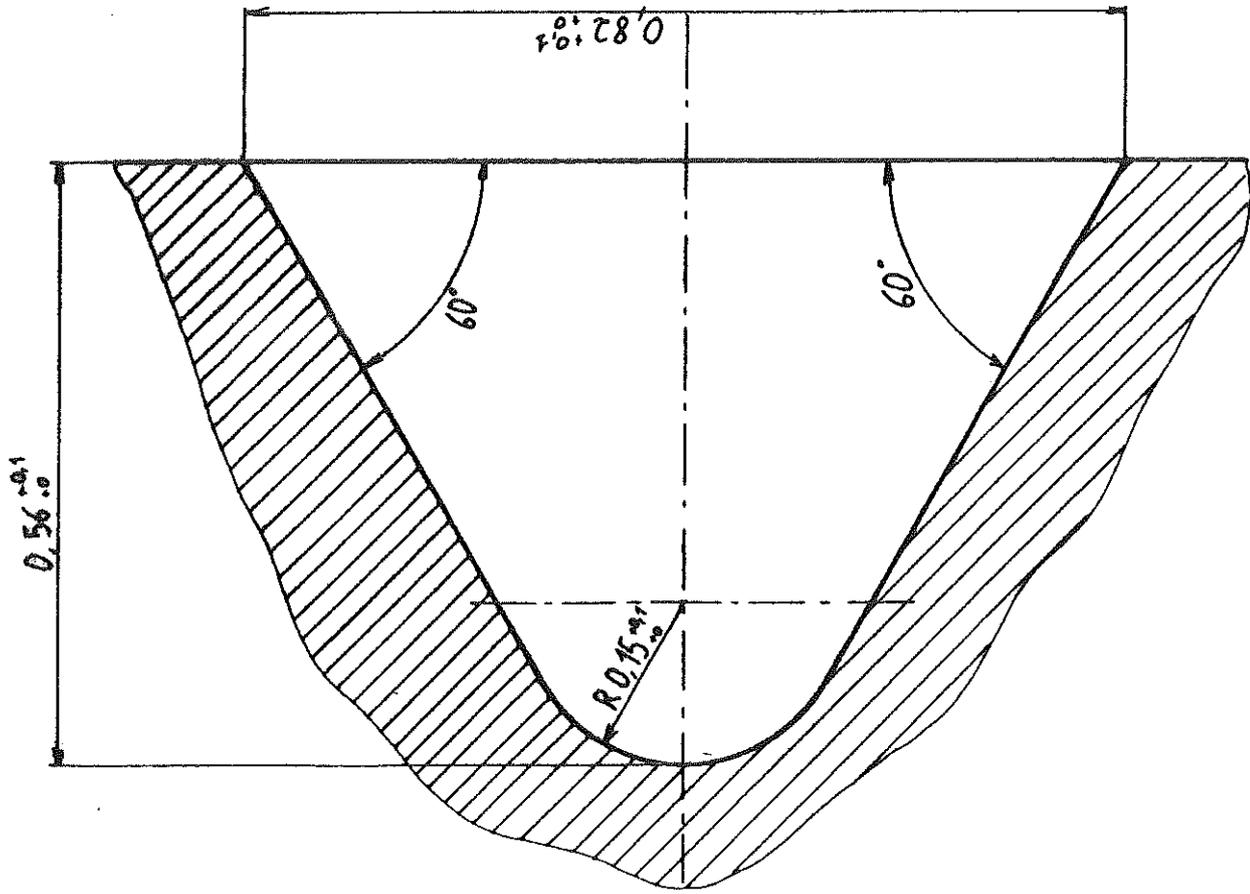


Gorge centrale et rainures sur une seule des 2 pièces

Tol. géom.: ±0.1 Mat.: Stellite 12	
Ech. 3	Poinçon plein
11/04/51	INSA-LYON

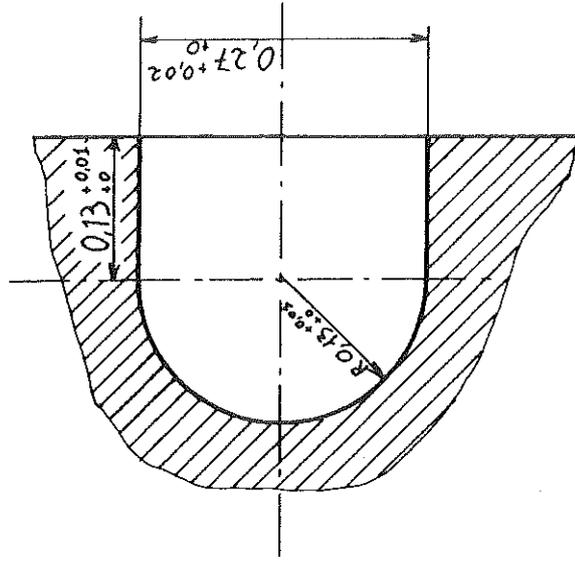
r. BOUVERE

COUPE B.B.



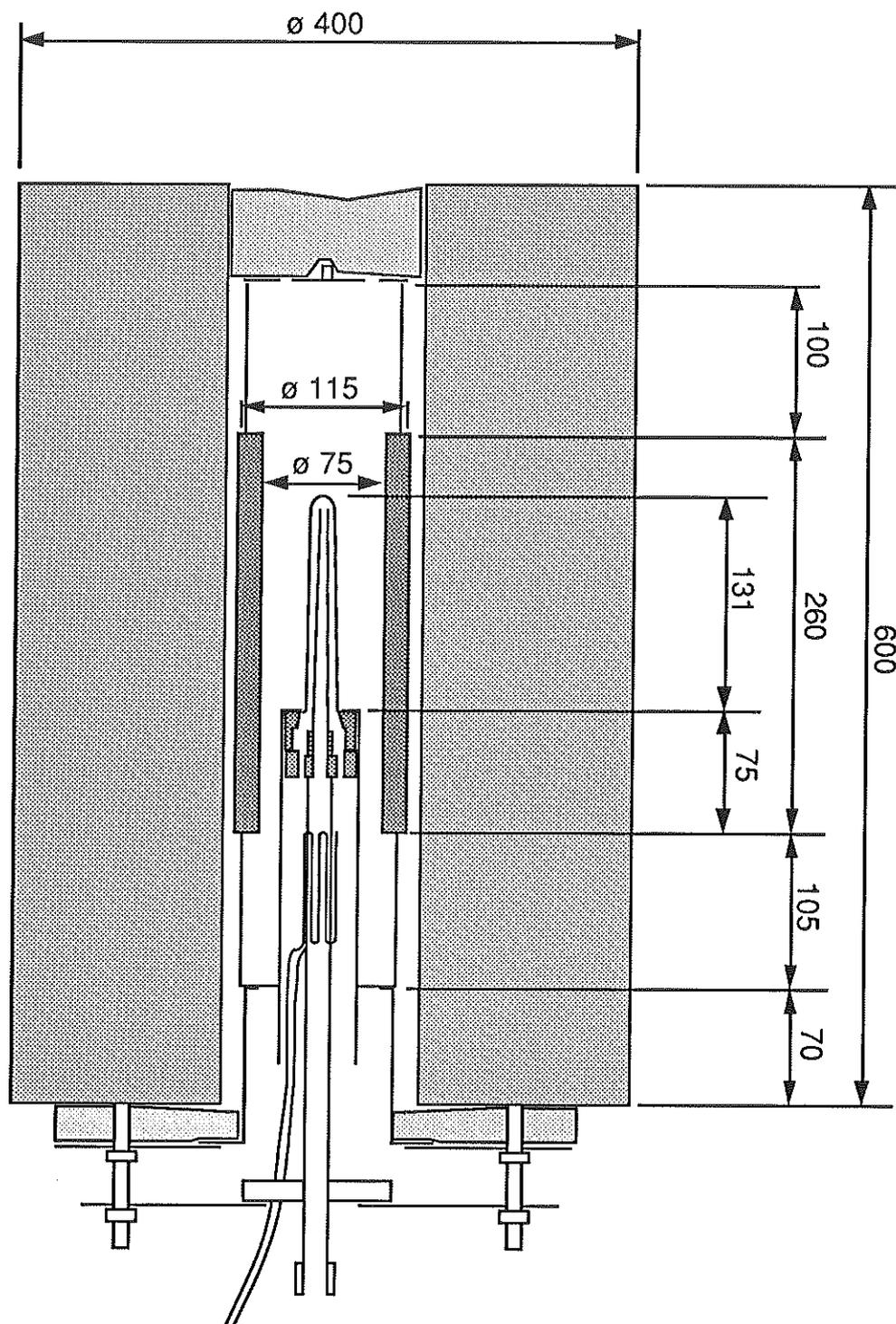
Gorge centrale

COUPE C.C.



Mat.: Stellite 12	
Ech. 200	Poinçon plein détail des rainures
11/06/91	INSA - LYON F. DOUMENC

**ANNEXE A8 : croquis coté du banc de mesure utilisé
pour la détermination du coefficient d'échange
entre le poinçon et l'air**



ANNEXE B

CALCULS RADIATIFS



ANNEXE B1 : facteurs de forme gris

Le facteur de forme gris entre deux parois grises, diffuses et isotropes en émission et réflexion, et formant une cavité fermée, est défini de la façon suivante [41] :

$$\text{Eq. B1/1} \quad \mathcal{F}_{12} = \frac{\Phi_{12}}{S_1 \cdot \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}$$

L'indice se réfère aux parois n° 1 et 2, T est la température, S la surface, σ la constante de Stefan-Boltzmann.

Φ_{12} est le flux net échangé entre les deux parois, \mathcal{F}_{12} le facteur de forme gris de la paroi n°2 vue depuis la paroi n°1.

\mathcal{F}_{12} ne dépend que de la géométrie et des propriétés radiatives des surfaces.

Il a pour expression [41] :

$$\text{Eq. B1/2} \quad \mathcal{F}_{12} = \frac{1}{\frac{1-\varepsilon_1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\mathcal{F}_{12}} + \frac{1-\varepsilon_2}{\varepsilon_2} \cdot \frac{S_1}{S_2}}$$

où ε représente l'émissivité, \mathcal{F}_{12} le facteur de forme de la surface 2 vue depuis la surface 1.

Appliquons à présent la relation B1/2 aux trois cas du chapitre II-2 faisant intervenir des facteurs de forme gris.

- Pipette et poinçon

La pipette et le poinçon étant assimilés à des cylindres coaxiaux infiniment longs, le facteur de forme du poinçon vu de la pipette est égal à l'unité (tout le rayonnement issu de la pipette arrive sur le poinçon).

Avec les notations du chapitre II-2, il vient :

$$\text{Eq. B1/3} \quad \mathcal{F}_1 = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{pip}}} + \frac{S_{\text{pip}}}{S_{\text{pi}}} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_{\text{p}}} - 1 \right)}$$

où \mathcal{F}_1 est le facteur de forme gris de la surface intérieure du poinçon vue depuis la pipette.

- Poinçon et fourreau

Le poinçon et le fourreau étant également considérés comme des cylindres coaxiaux infiniment longs, on obtient une relation semblable :

$$\text{Eq. B1/4} \quad \mathcal{F}_2 = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_p} + \frac{S_{pe}}{S_f} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_f} - 1 \right)}$$

- Surface intérieure du moule ouvert par rapport au milieu extérieur

Lorsque le moule est ouvert (3^{ème} étape du cycle), sa surface intérieure rayonne vers le milieu extérieur, qui est à la température ambiante.

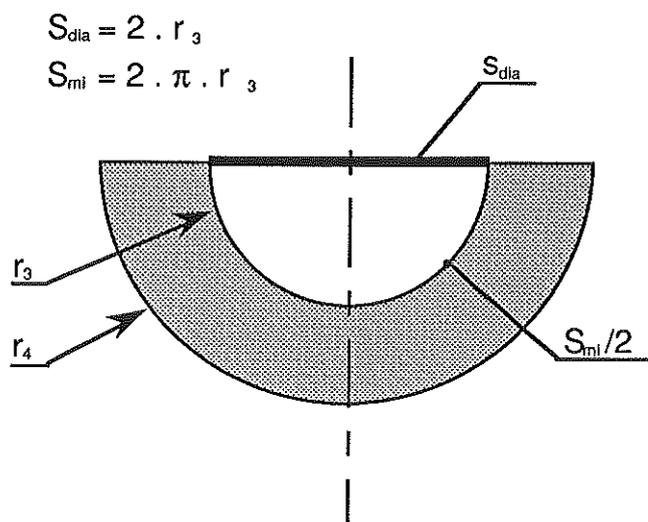


FIGURE B1/1 : 1/2 moule en position ouverte.

La figure B1/1 reprend les notations du chapitre II-2.

La surface S_{dia} est une surface fictive dont la température est égale à la température ambiante, et l'émissivité à l'unité.

Le facteur de forme de la surface intérieure du moule vue depuis S_{dia} étant égal à un, il vient, d'après la relation B1/2 :

$$\text{Eq. B1/5} \quad \mathcal{F}_3 = \frac{1}{1 + \frac{1-\epsilon_m}{\epsilon_m} \cdot \frac{S_{\text{dia}}}{\left(\frac{S_{\text{mi}}}{2}\right)}}$$

où \mathcal{F}_3 est le facteur de forme gris de la surface intérieure du moule vue depuis S_{dia} .

ANNEXE B2 : interface semi-transparente cylindrique

La figure B2/1 représente une masse de verre enserrant un volume d'air cylindrique.

Le problème posé consiste à trouver les propriétés radiatives équivalentes de l'interface air/verre, afin de ne pas avoir à traiter directement les réflexions multiples prenant place dans le volume d'air (ce cas de figure se produit dans le chapitre II-3-b).

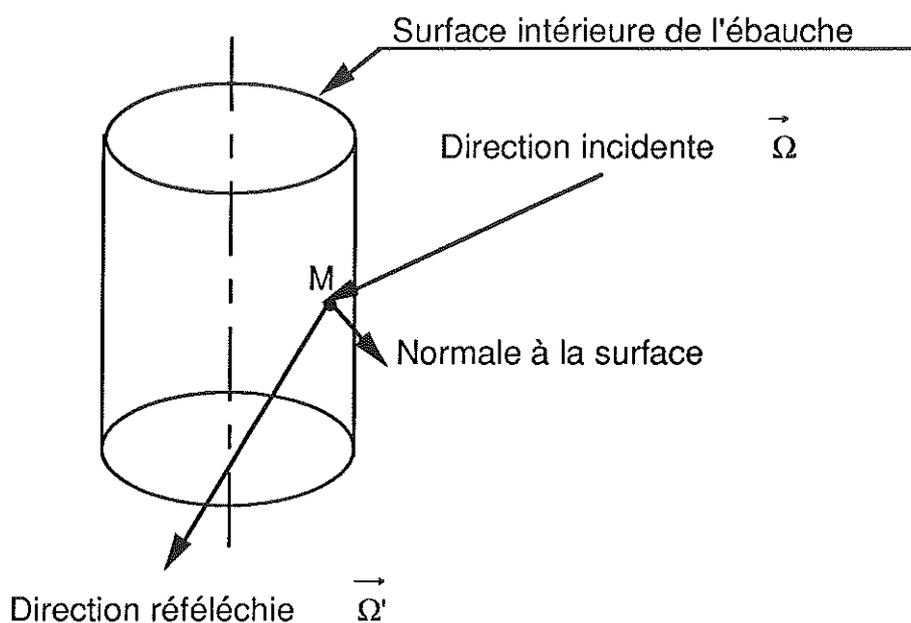


FIGURE B2/1 : *vue en perspective de l'interface air/verre.*

Les hypothèses sont les suivantes :

- les réflexions à la surface du verre sont de nature spéculaire,
- le problème est monodimensionnel, et symétrique de révolution (cylindre de longueur infinie).

La luminance au point M de l'interface, dans la direction $\vec{\Omega}'$, est la somme de la luminance provenant de la réflexion spéculaire au point M, de la luminance transmise au point M' puis au point M,

de la luminance transmise au point M'', réfléchi au point M' et transmise au point M, et ainsi de suite (cf figure B2/2).

La luminance réfléchi au point M de l'interface s'écrit donc :

Eq. B2/1 :

$$\begin{aligned}
 L(M, \mu, \eta, \xi) &= \rho_1 \cdot L(M, -\mu, \eta, \xi) && 1 \text{ réflexion externe} \\
 &+ (1 - \rho_1) \cdot (1 - \rho_0) \cdot L(M, -\mu, \eta, \xi) && 2 \text{ transmissions} \\
 &+ (1 - \rho_1) \cdot (1 - \rho_0) \cdot \rho_0 \cdot L(M, -\mu, \eta, \xi) && 2 \text{ transmissions} + 1 \text{ réflexion interne} \\
 &+ \dots + \dots \\
 &+ (1 - \rho_1) \cdot (1 - \rho_0) \cdot \rho_0^n \cdot L(M, -\mu, \eta, \xi) && 2 \text{ transmissions} + n \text{ réflexions internes} \\
 &+ \dots
 \end{aligned}$$

Avec les notations :

μ, η, ξ : cosinus directeurs de la direction de réflexion spéculaire.

ρ_0 : réflectivité directionnelle-hémisphérique du verre, pour un rayon issu du volume d'air (direction telle que $\mu > 0$).

ρ_1 : réflectivité directionnelle-hémisphérique du verre, pour un rayon issu de la masse de verre (direction telle que $\mu < 0$).

En réarrangeant l'équation B2/1, il vient :

$$\text{Eq. B2/2} \quad L(M, \mu, \eta, \xi) = \left[\rho_1 + (1 - \rho_1) \cdot (1 - \rho_0) \cdot (1 + \rho_0 + \rho_0^2 + \dots + \rho_0^n + \dots) \right] \cdot L(M, -\mu, \eta, \xi)$$

Or :

$$\text{Eq. B2/3} \quad \rho_0 < 1 \quad \Rightarrow \quad 1 + \rho_0 + \rho_0^2 + \dots + \rho_0^n + \dots = \frac{1}{1 - \rho_0}$$

En portant B2/3 dans B2/2, on obtient :

$$\text{Eq. B2/4} \quad L(M, \mu, \eta, \xi) = L(M, -\mu, \eta, \xi)$$

L'équation B2/4 permet donc de montrer que l'interface air/verre, cylindrique, semi-transparente, et à réflexion spéculaire se comporte exactement comme un interface opaque à réflexion spéculaire totale, qui est évidemment beaucoup plus simple à traiter. Ce résultat est valable quelle que soit la direction considérée, et quelle que soit la réflectivité du verre.

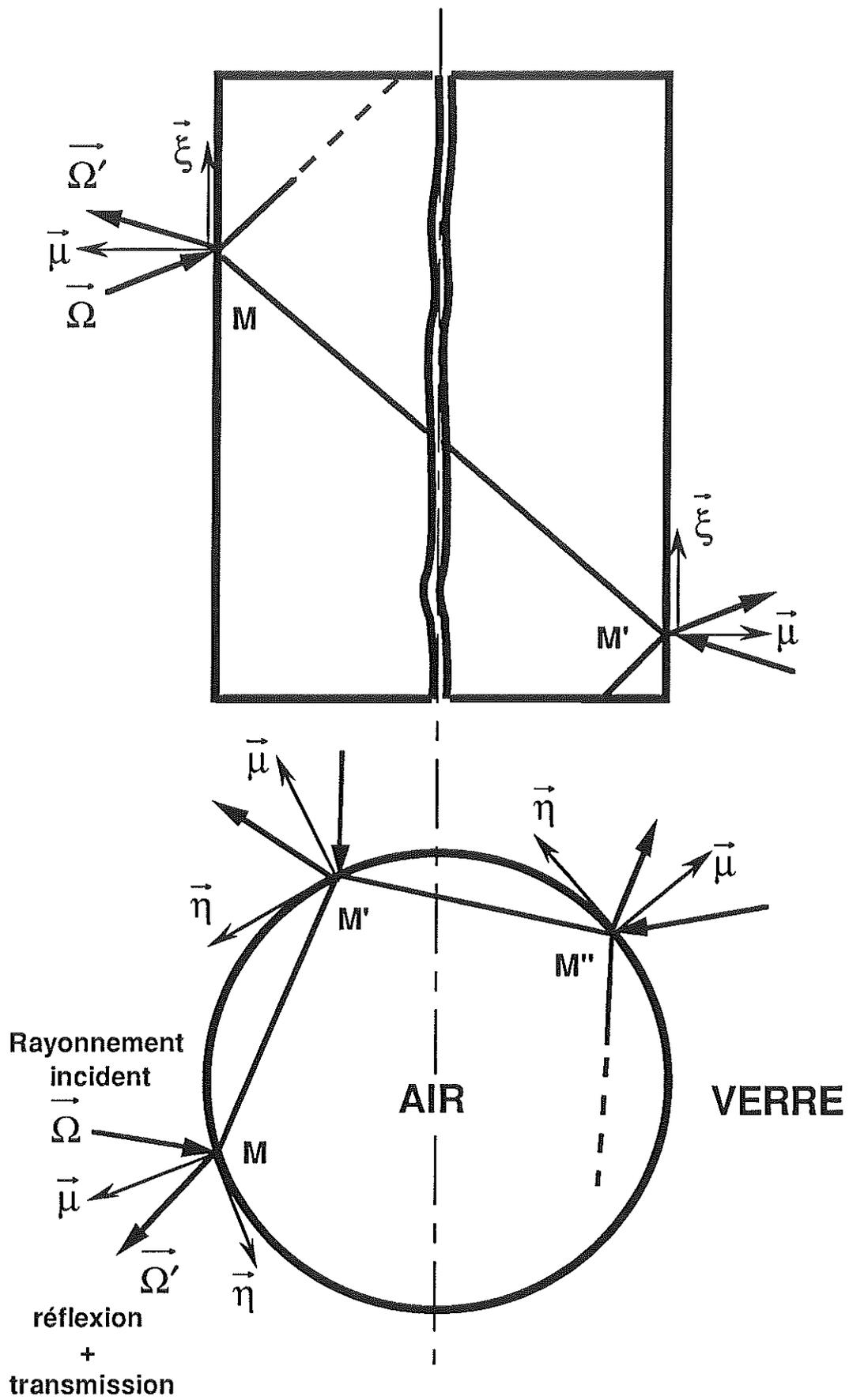


FIGURE B2/2 : Interface semi-transparente vue en projection

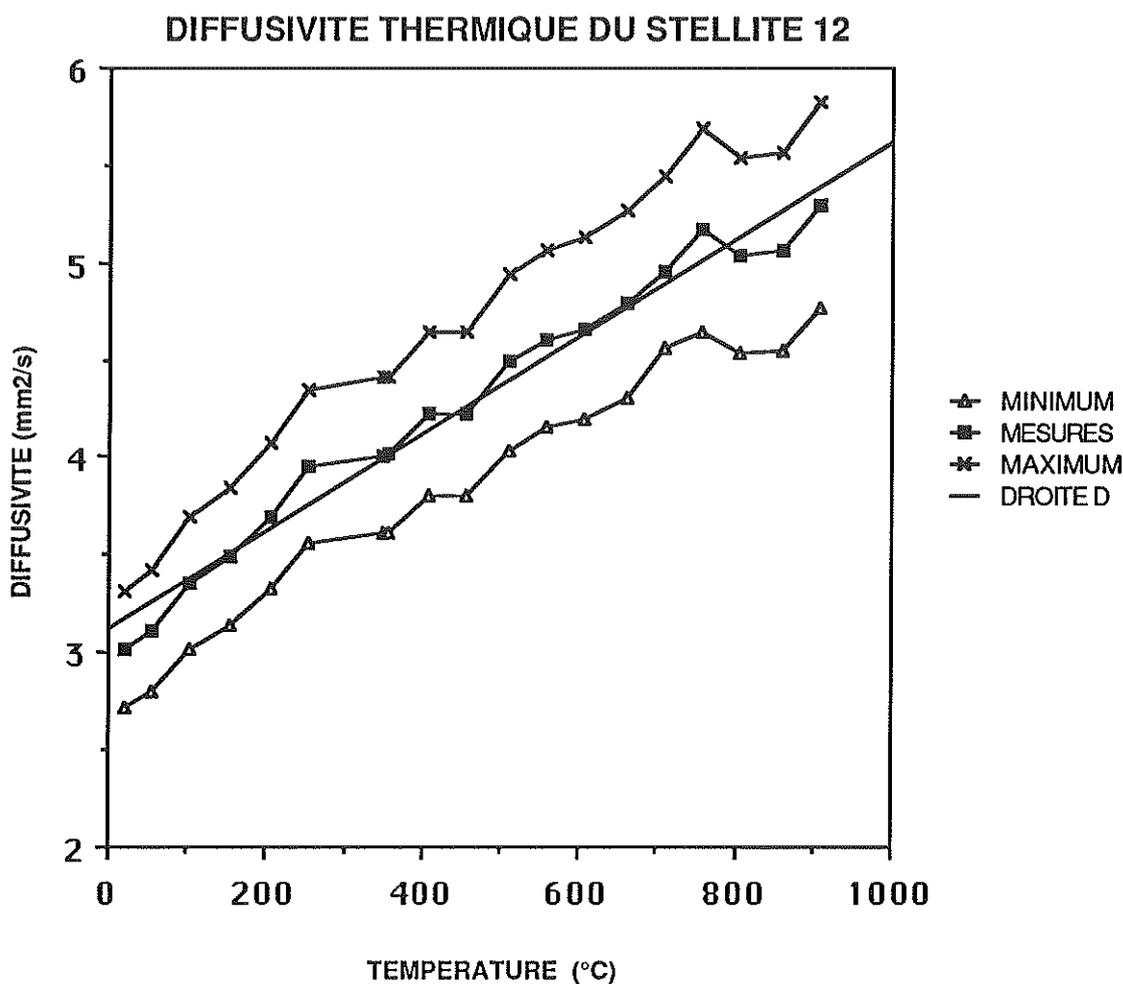
ANNEXE C

PROPRIETES THERMOPHYSIQUES



ANNEXE C1 : diffusivité du Stellite 12

La diffusivité du Stellite 12 a été mesurée par méthode flash au Laboratoire de Science et Génie des Matériaux Métalliques de l'Ecole des Mines de Nancy. Elle est représentée sur le graphique ci-dessous, avec les bornes minimum et maximum de l'intervalle d'erreur, qui est de +/-10%.



L'équation de la droite D, obtenue par la méthode des moindres carrés, vaut :

$$\alpha = 3,12 + 25e-4 \cdot T$$

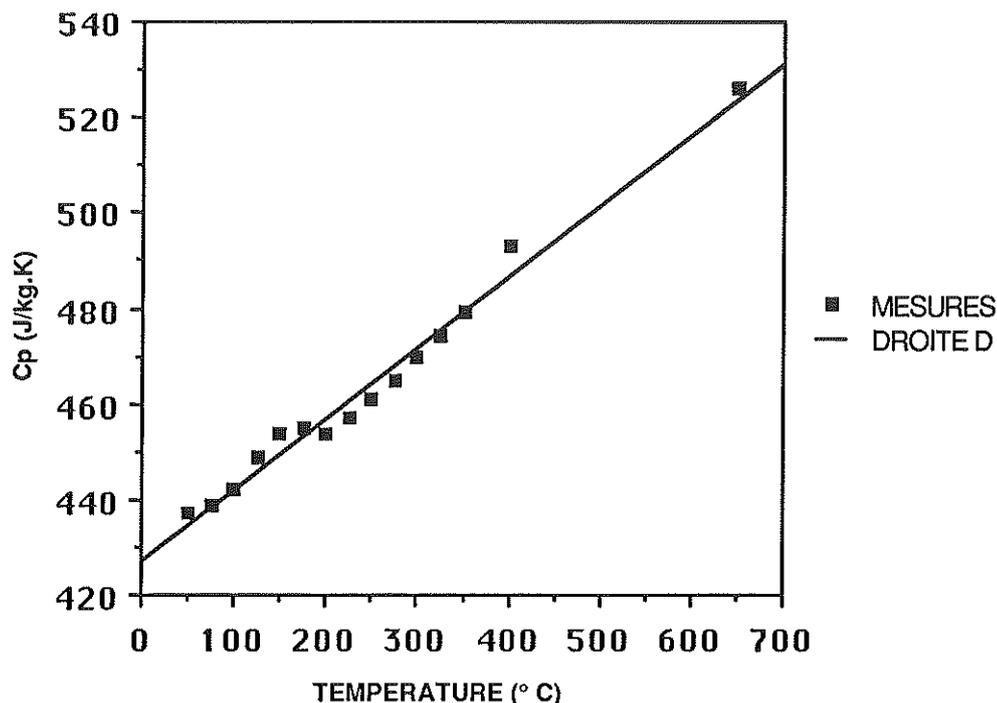
où α est la diffusivité exprimée en mm^2/s , et T la température en degrés Celsius.

Le fait que la droite D se trouve incluse dans l'intervalle d'erreur montre que la diffusivité du Stellite 12 peut être approximée par une loi linéaire.

ANNEXE C2 : chaleur spécifique du Stellite 12

La chaleur spécifique massique du Stellite 12 a été mesurée au Laboratoire de Thermocinétique de l'ISITEM de Nantes, dans la plage de température allant de 50 à 400°C. Le point à 650°C est calculé à partir de la conductivité thermique tirée de la documentation du fournisseur, de la diffusivité et de la masse volumique.

CHALEUR SPECIFIQUE MASSIQUE DU STELLITE 12



L'équation de la droite D, obtenue par la méthode des moindres carrés, vaut :

$$C_p = 427 + 0,149 T$$

où C_p est la chaleur spécifique massique, exprimée en J/(kg.K), et T la température en degrés Celsius.

La masse volumique du Stellite 12 à 20°C est de 8560 kg/m³, d'après la documentation du fournisseur.

ANNEXE C3 : propriétés thermiques de l'aérogel

La conductivité thermique de l'aérogel nous a été communiquée par M. Klarsfeld, de Saint-Gobain Recherche, et a été mesurée au CRIR de Rantigny par la méthode de la plaque chaude gardée.

Conductivité thermique de l'aérogel.

Température (°C)	Conductivité - W/(m.K)
100	0,028
200	0,03
300	0,033
400	0,035
500	0,039
600	0,045

L'aérogel étant une poudre de silice, nous avons adopté pour sa chaleur spécifique massique les valeurs de la silice.

Chaleur spécifique massique de la silice, d'après [2].

Température (°C)	Cp - J/(Kg.K)
25	741
27	745
127	888
227	988
327	1073
427	1149
527	1221
574	1254

La masse volumique, mesurée à 20°C par Saint-Gobain Recherche, est de 230 kg/m³.

ANNEXE C4 : conductivité et chaleur spécifique du verre

La conductivité d'un verre de silice peut être évaluée par la loi de Blazek, valide dans la plage de température allant de 20 à 600°C :

$$k_v = 1,1 + 1,29e-3 T$$

k_v est la conductivité phonique en W/(m.K) et T la température en degrés Celsius.

Devant le manque de renseignement relatif à la conductivité du verre (le rayonnement thermique rendant son évaluation aux hautes températures extrêmement délicate), nous avons supposé que la loi de Blazek restait valable jusqu'à 1100°C.

Le *Handbook of Glass Manufacture* [47] donne une relation empirique pour évaluer la chaleur spécifique massique d'un verre en fonction de sa composition et de la température. Pour une composition typique d'un verre utilisé en bouteillerie, on obtient les valeurs du tableau ci-dessous.

Chaleur spécifique massique du verre.

Température (°C)	Cp - J/(kg.K)
400	1170
600	1260
800	1310
1000	1340
1200	1370

Toujours d'après [47], la masse volumique du verre vers 1000°C est de 2400 kg/m³.

ANNEXE C5 : propriétés radiatives du verre

Les coefficients d'absorption monochromatiques des deux verres ayant fait l'objet de calculs radiatifs sont présentés sur les graphiques C6/1.

Le pourcentage en oxyde de fer détermine la teinte du verre, et a donc une influence sur le coefficient d'absorption. Le verre n°1 (0,09 % de Fe_2O_3) correspond à l'article Vittel, alors que le verre n°2 (2,35 % de Fe_2O_3) correspond à l'article BSA (canettes de bière). Ces valeurs proviennent de Saint-Gobain Recherche, et certaines d'entre elles se trouvent dans la référence [1].

Le modèle radiatif décrit au chapitre II-3 utilisant le modèle gris par bande, le spectre est décomposé en trois bandes spectrales. La relation II-3-a/5 sert à calculer le coefficient d'absorption moyen sur les deux premières bandes. Le verre est considéré comme étant parfaitement opaque sur la troisième (au delà de 4,39 micron).

Verre N°1 à 20°C.

Bande spectrale	Longueur d'onde (micron)	Coefficient d'absorption moyen (m-1)
1	1,05 à 2,75	40
2	2,75 à 4,39	670
3	4,39 à ∞	∞

Verre N°1 à 1300°C.

Bande spectrale	Longueur d'onde (micron)	Coefficient d'absorption moyen (m-1)
1	1,05 à 2,75	27
2	2,75 à 4,39	330
3	4,39 à ∞	∞

Verre N°2 à 20°C.

Bande spectrale	Longueur d'onde (micron)	Coefficient d'absorption moyen (m-1)
1	1,05 à 2,75	280
2	2,75 à 4,39	630
3	4,39 à ∞	∞

Verre N°2 à 1300°C.

Bande spectrale	Longueur d'onde (micron)	Coefficient d'absorption moyen (m-1)
1	1,05 à 2,75	200
2	2,75 à 4,39	420
3	4,39 à ∞	∞

Le modèle radiatif prend en compte les variations du coefficient d'absorption avec la température. La valeur du coefficient d'absorption moyen à une température donnée est calculée par interpolation linéaire entre 20 et 1300°C.

La partie réelle de l'indice de réfraction variant peu avec la longueur d'onde et la température, elle est supposée constante et égale à 1,49.

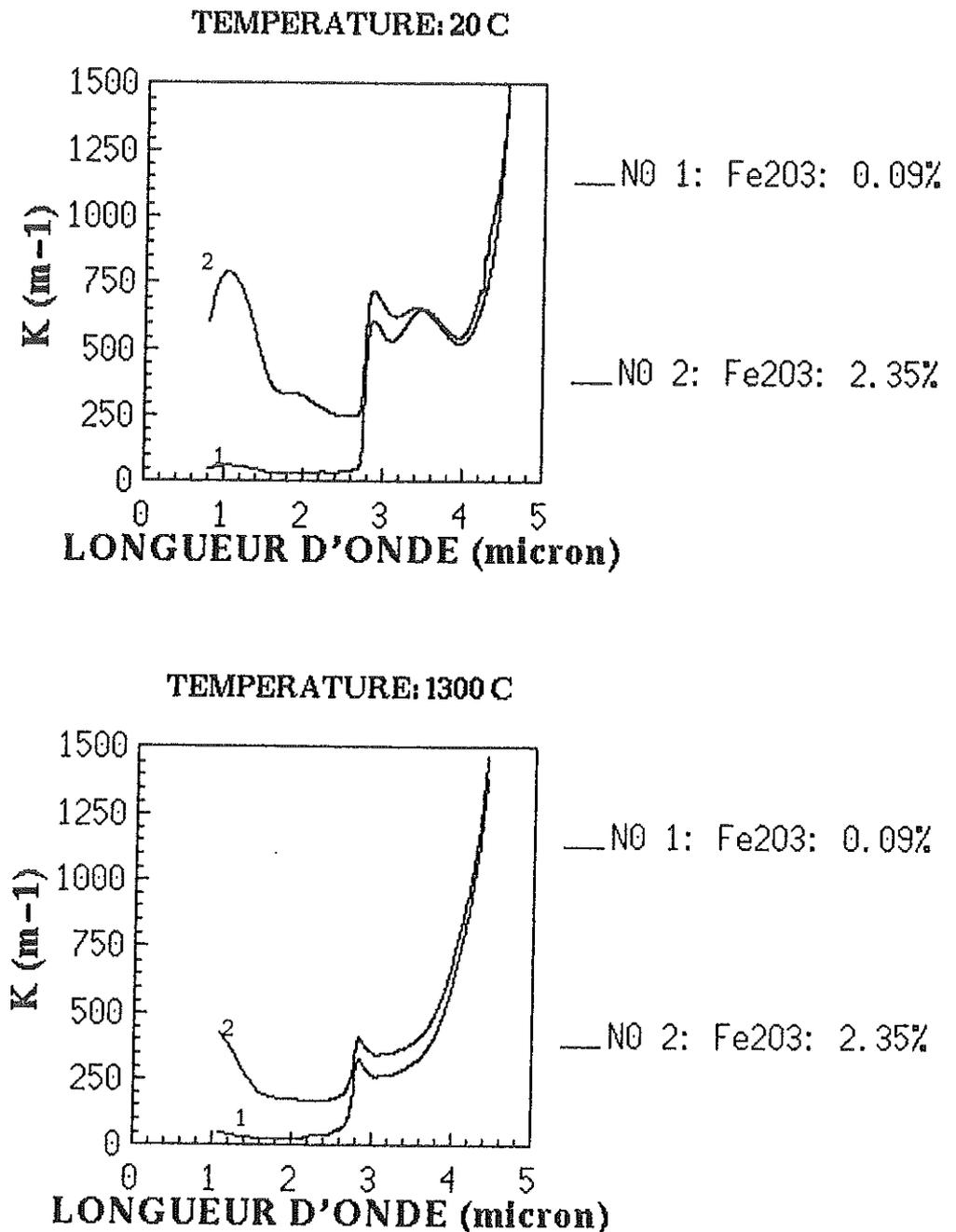


Figure C6/1 ; coefficients d'absorption monochromatiques.

ANNEXE D

LOGICIEL DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE LA
CONDUCTION PAR ELEMENTS FINIS



ANNEXE D : LOGICIEL DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE LA CONDUCTION PAR ELEMENTS FINIS

La détermination des coefficients d'échange par la méthode de Beck, ou celle du champ de température initial par les moindres carrés, nécessitent la résolution de l'équation de la conduction, pour le calcul des températures et des coefficients de sensibilité. Afin de décrire convenablement la géométrie des poinçons, susceptible de varier d'un article à l'autre, nous avons choisi la méthode des éléments finis.

Le module de résolution par éléments finis devant se présenter sous la forme d'un sous-programme, appelé à différents endroits du logiciel d'inversion, nous avons été contraints d'en développer un, afin de pouvoir traiter le problème décrit au chapitre IV. En effet, les fichiers sources des logiciels vendus dans le commerce ne sont généralement pas disponibles, ce qui ne permet pas de les incorporer dans un autre logiciel, et interdit de plus toutes modifications.

Par contre, nous avons utilisé le logiciel NISA, vendu par la société EMRC, pour la génération des maillages et le tracé d'isovaleurs. Le module de calcul de NISA n'a été utilisé que pour tester celui que nous avons développé, afin de s'assurer qu'il ne comportait pas d'erreur de programmation.

Le module de résolution par éléments finis que nous avons écrit est basé sur la méthode de Galerkin, cas particulier de la méthode des résidus pondérés ([27],[44]). Il permet la résolution de problèmes de conduction thermique en régime transitoire, et en régime permanent (les propriétés thermiques pouvant être fonction de la température). Dans le cas du régime transitoire, la discrétisation temporelle de l'équation de la conduction se fait par le schéma implicite pur.

Les différents éléments (isoparamétriques), qui ont été programmés se trouvent sur la figure D/1. Chacun de ces éléments est disponible en version plane ou axisymétrique, ce qui représente huit éléments au total.

Les différents types de conditions aux limites apparaissant dans les problèmes de conduction thermique ont été développés : températures imposées (1^{ère} espèce), densités de flux imposées (2^{ème} espèce), coefficients d'échange (3^{ème} espèce), et rayonnement. Les coefficients d'échange, les densités de flux, les émissivités sont susceptibles de varier avec le temps ou la température. Les températures de surface, ainsi que les

températures de référence dans le cas de la convection ou du rayonnement, peuvent varier avec le temps.

Pour la minimisation de la largeur de bande du système d'équations algébriques, nous avons employé l'algorithme de Cuthill et McKee [11], la recherche d'un nœud pseudo-périphérique pour initier la renumérotation des nœuds se faisant par la méthode de Georges et Liu [20].

La résolution du système d'équations algébriques se fait soit par la méthode de Gauss-Seidel [33], soit par celle de Cholesky [9], le choix étant laissé à l'utilisateur. La méthode de Gauss-Seidel a été utilisée pour les problèmes non linéaires, ainsi qu'en régime permanent. Par contre, dans le cas de problèmes linéaires en régime transitoire (exclusivement utilisés pour des simulations), le premier membre du système d'équations algébriques ne varie pas au cours du calcul. La méthode de Cholesky est alors préférable, car elle permet de décomposer le premier membre en produit de matrices triangulaires, une fois pour toutes au début de la résolution. Par la suite, il n'y a plus qu'à résoudre des systèmes triangulaires, ce qui limite le temps de calcul.

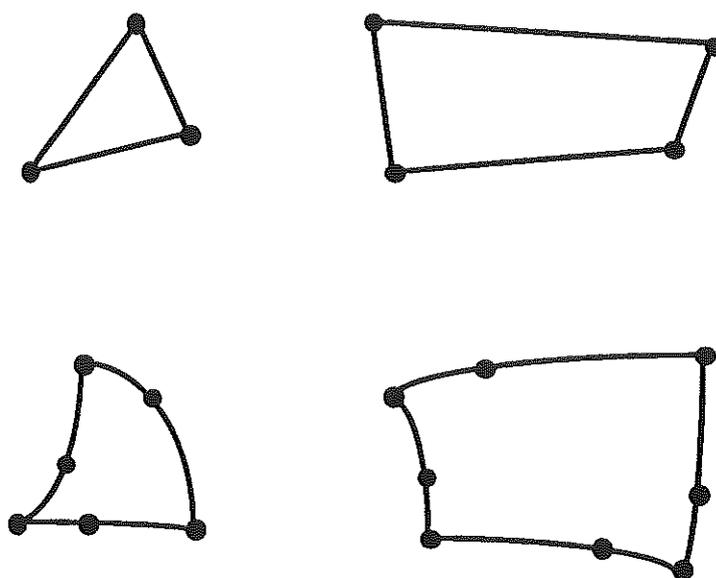


FIGURE D/1 : éléments disponibles dans le logiciel de résolution par éléments finis

Le logiciel qui vient d'être brièvement décrit a tout d'abord été développé sous la forme d'un sous-programme, incorporé dans le logiciel d'inversion. Une deuxième version, incluant un module d'introduction des données, ainsi qu'un module de sortie des résultats, permet de l'utiliser indépendamment du logiciel d'inversion. Cette deuxième version a servi pour les calculs du chapitre V, relatifs à la simulation du comportement du poinçon en situation réelle.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] BANNER D. and KLARSFELD S. *Influence of Composition upon the Apparent Conductivity and Emissivity of Glass as a Function of Thickness and Temperature*. 21st International Thermal Conductivity Conference, Lexington, Kentucky (USA), October 15-18, 1989, p. 187.
- [2] BARIN I., KNAKE O. *Thermochemical Properties of Inorganic Substances*. Berlin : Springer-Ferlag, 1973, 921 p.
- [3] BASS B.R. *Application of the Finite Element Method to the Nonlinear Inverse Heat Conduction Problem Using Beck's Second Method*. Journal of Engineering for Industry, 1980, Vol. 102, p. 169-176.
- [4] BECK J.V. *Nonlinear Estimation Applied to the Nonlinear Inverse Heat Conduction Problem*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1970, Vol. 13, p. 703-716.
- [5] BECK J.V. et al. *Efficient Numerical Solution of the Nonlinear Inverse Heat Conduction Problem*. Numerical Heat Transfer, 1982, Vol. 5, p.275.-286.
- [6] BECK J.V. et al. *Inverse Heat Conduction*. New York : John Wiley and sons, 1985, 308 p.
- [7] BONACINA C. and COMINI G. *On the Solution of the Nonlinear Heat Conduction Equations by Numerical Methods*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1973, Vol. 16, N° 3, p. 581-589.
- [8] BONACINA C. and COMINI G. *Numerical Solution of Phase Change Problem*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1973, Vol. 16, N° 10, p. 1825-1832.
- [9] CIARLET P.G. *Introduction à l'analyse numérique matricielle et à l'optimisation*. Paris : Masson, 1985, 272 p.
- [10] CLELAND A.C. and EARLE R.L. *The third kind of Boundary Condition in Numerical Freezing Calculation*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1977, Vol. 20, p 1029-1034.
- [11] CUTHILL E. McKEE J. *Reducing the Bandwidth of Sparse Symmetric Matrices*. Proceedings of the 24th ACM National Conference, New York, March 1969, p. 157-173.

[12] DOUMENC F., RAYNAUD M. and SACADURA J.F. *Three-Time Level Scheme Applied to Coupled Conduction Radiation Heat Transfer*. Numerical method in Thermal Problems, Vol. VII, Part 1, Proceedings of the 7th International Conference, Stanford, July 8-12th, 1991, p. 718-728.

[13] FAIRBANKS H.V. *Effect of Surface Conditions and Chemical Composition of Metal and Alloys on the Adherence of Glass to Metal*. Symposium sur le contact du verre chaud avec le métal, Scheveningen, 26-29 mai 1964, p 575-594.

[14] FARAG I.H. et al. *Heat Transfer in Glass Container Forming*. Rivista della Staz. Sper. Vetro, 1986, N° 5, p. 217-222.

[15] FARAG I.H. et al. *Heat Transfer During Glass Forming*. Chem. eng. comm., 1987, Vol. 52, p. 21-32.

[16] FIVELAND W.A. *Discrete Ordinates Method for Radiative Heat Transfer in Isotropically and Anisotropically Scattering Media*. ASME Journal of Heat Transfer, August 1987, Vol. 109, p. 809-812.

[17] FIVELAND W.A. *A Discrete Ordinates Method for Predicting Radiative Heat Transfer in Axisymmetric Enclosures*. ASME paper, 1982, 82-HT-20, p. 1-8.

[18] FIVELAND W.A. *Discrete Ordinates Equations of the Radiative Transport Equation for rectangular Enclosures*. ASME Journal of Heat Transfer, November 1984, Vol. 106, p. 699-706.

[19] GARDON R. *Calculation of Temperature Distributions in Glass Plates Undergoing Heat-Treatment*. Journal of the American Ceramic Society, 1958, Vol. 41, N° 6, p. 200-209.

[20] GEORGE A. and LIU J.W.H. *An implementation of a Pseudoperipheral Node Finder*. ACM Transactions on Mathematical Software, 1979, Vol. 5, N° 3, p. 284-295.

[21] HENRIETTE J. and MEUNIER H. *Combined Radiation and Conduction at the Glass-Mould Interface During the Periodic Container Forming Process*. Heat Transfer in Semi-transparent Media, Seminar N° 21, Villeurbanne (France), Feb. 3 to 5, 1992, p. 281-292.

[22] HENSEL E. *Inverse Theory and Applications for Engineers*. Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice Hall, 1991, 322 p.

[23] HOWSE et al. *The Determination of Glass Mold Heat Fluxes from Mold Temperature Measurement*. Glass Technology., August 1971, Vol. 12, N°4, p. 84-93.

[24] JONES P.D. and BAYAZITOGU Y. *Combined Radiation and Conduction from a Sphere in a Participating Medium*. International of Heat Transfer Conference 9, Jerusalem : August 19-24, 1990, p. .

[25] JONES S.P. and BASNETT P. *A Theoretical Investigation of Heat Transfer Processes in Glass Forming*. Symposium sur le contact du verre chaud avec le métal, Scheveningen, 26-29 mai 1964, p. 438-456.

[26] KAPNICKY J.A. et al. *Study of Adherence of Molten Glass to Heated Metals*. Journal of the American Ceramic Society, 1949, Vol. 32, N° 10, p. 305-308.

[27] LAPIDUS L. and PINDER G.F. *Numerical Solution of Partial Differential Equations in science and Engineering*. New York : John Wiley and sons, 1982, 677 p.

[28] LEES M. *A Linear Three-Level Difference Scheme for Quasilinear Parabolic Equations*. Mathematics of Computation, 1966, Vol. 20, p. 516-522.

[29] LINDNER W. *Automatische Stempelkühlung für Glasprebautomaten und Einstationenglaspressen*. Sprechsaal, 1976, Vol. 109, N° 5, p. 294-398.

[30] MCGRAW D.A. *Transfer of Heat in Glass During Forming*. Journal of the American Ceramic Society, 1961, Vol. 44, N° 7, p. 353-363.

[31] MCGRAW D.A. *Heat Transfer at the Glass Mold Interface*. Glasstechn. Ber., 1973, Vol 46, N° 5, p. 89-91.

[32] MERCHANT H.D. *Influence of Metal Roughness on surface texture of glass*. Journal of the American Ceramic Society, 1963, Vol. 42, N° 2, p. 57-64.

[33] NOUGIER J.P. *Méthodes de calcul numérique*. Paris : Masson, 1987, 328 p.

[34] OSISIK M.N. *Radiative Transfer and Interaction with Conduction and Convection*. New York : John Wiley and sons, 1973, 576 p.

[35] PONS A.H. and FEZENKO I. *The glass-Metal Contact as a function of Temperature*. Symposium sur le contact du verre chaud avec le métal, Scheveningen, 26-29 mai 1964, p. 597-618.

[36] RAYNAUD M. and BRANSIER J. *A new Finite difference Method for the Non Linear Inverse Heat Conduction Problem*. Numerical Heat Transfer, 1986, Vol. 9, N° 1, p. 27-42.

[37] RAYNAUD M. and BRANSIER J. *Experimental Validation of a New Space Marching Finite Difference Algorithm for the Inverse Heat Conduction Problem*. 8th Int. Heat Transfer Conference, San Francisco, August 1986, p. .

[38] RAYNAUD M. *Combination of Methods for the Inverse Heat Conduction Problem with Smoothing Filters*. AIAA/ASME 4th Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, Boston, June 2-4 1986, p. .

[39] RAYNAUD M. and BECK J.V. *Methodology for comparison of inverse Heat Conduction Methods*. ASME Journal of Heat Transfer, 1988, Vol. 110, p. 30-37.

[40] SCHWANDER D. *Influence des propriétés radiatives des interfaces sur les transferts thermiques dans les milieux semi-transparents condensés*. Thèse, Université de Perpignan, février 1988, 307 p.

[41] SACADURA J.F. (coordonnateur). *Initiation aux transferts thermiques*. Paris : Technique et Documentation, 1982, 446 p.

[42] SEUNG WOOK BAEK and TAIK YOUNG KIM. *The conductive and Radiative Heat Transfer in Rectangular Enclosure Using the Discrete Ordinates Method*. International of Heat Transfer Conference 9, Jerusalem (Israel), August 19-24 1990, p. .

[43] SHETTERLY D.M. and HUFF N.T. *Mold Surface Temperatures During Glass Container Forming*. Journal of Non-Crystalline Solids, 1980 , Vol. 38 & 39, p. 867-872.

[44] SHIH T.M. *Numerical Heat Transfer*. Washington : Hemisphere Publishing Corporation, 1984, 563 p.

[45] SIEGEL R. and HOWELL J.R. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Tokyo : McGraw-Hill Book Company, 1981, 862 p.

[46] TIMMONS D.H. and MINGLE J.O. *Simultaneous Radiation and Conduction Between Rough Surfaces*. Progress in Astro. Aero., 1969, N° 21, p. 577-589.

[47] TOOLEY F.V. *Handbook of Glass Manufacture*. New York : Ogdon Publishing Company, 1957, 500 p.

[48] TRIER W. *Temperature Distribution and Heat Flow in Glass in Blank Molds of Container Machines*. Journal of the American Ceramic Society, 1961, Vol. 44, N° 7, p. 339-345.

[49] TRUELOVE J.S. *Discrete-Ordinates Solutions of the Radiation Transport Equation*. ASME Journal of Heat Transfer, November 1987, Vol. 109, p. 1048-1051.

[50] TRUELOVE J.S. *Three-Dimensional Radiation in Absorbing-Emitting-Scattering Media Using the Discrete-Ordinates Approximation*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1988, Vol. 39, N° 1, p. 27-31.

[51] TSAI J.R. and OSISIK M.N. *Radiation in Cylindrical Symmetry with Anisotropic Scattering and Variable Properties*. International of Heat and Mass Transfer, 1990, Vol. 33, N° 12, p. 2651-2658.

[52] UNGAN A. and VISKANTA R. *State-of-art Numerical Simulation of Glass Melting Furnaces*. Ceram. Eng. Sci. Proc., 1988, N° 9, p. 203-220.

[53] YUCEL A. and WILLIAMS M.L. *Azimuthally Dependant Radiative Heat Transfer in Cylindrical Geometry*. In: *Fundamentals and Applications of Radiation Heat Transfer*, edited by A.M. SMITH and T.F. SMITH, New York : ASME HTD, 1987, Vol. 72, p. 29-35.

[54] YUCEL A. and WILLIAMS M.L. *Heat Transfer by Combined Conduction and Radiation in Axisymmetric Enclosures*. J. Thermophysics, 1987, Vol. 1, N° 4, p. 301-306.

[55] ZARZYCKY J. *Les verres et l'état vitreux*. Paris : Masson, 1982, 390 p.

