

THÈSE

FRNC-TH-688

FR7701344

**CONDUCTION TRANSITOIRE DE LA CHALEUR DANS UN  
SOLIDE SOUMIS A UN TRANSFERT DIPHASIQUE  
APPLICATION AUX CONTRAINTES THERMIQUES**

présentée devant l'Université de Nancy I  
pour obtenir le grade de Docteur ès-Sciences Physiques  
par

**JEAN-CHARLES CHEVRIER**

Maitre ès-Sciences  
Docteur de Spécialité  
Maitre Assistant à l'ENSMIM



Soutenue le 15 Juin 1973 devant la Commission d'Examen

**JURY**

M. le Professeur R. FAIVRE . . . . .	Président
M. le Doyen J. AUBRY . . . . .	} Examineurs
M. le Professeur M. MARTIN . . . . .	
M. G. BECK . . . . .	
M. R. CASTRO . . . . .	} Invités
M. le Professeur J. MARTINET . . . . .	

1973

# THÈSE

---

## CONDUCTION TRANSITOIRE DE LA CHALEUR DANS UN SOLIDE SOUMIS A UN TRANSFERT DIPHASIQUE APPLICATION AUX CONTRAINTES THERMIQUES

présentée devant l'Université de Nancy I  
pour obtenir le grade de Docteur ès-Sciences Physiques  
par

**JEAN-CHARLES CHEVRIER**

Maître ès-Sciences

Docteur de Spécialité

Maître Assistant à l'ENSMIM

Soutenue le 15 Juin 1973 devant la Commission d'Examen

---

**JURY**



M. le Professeur R. FAIVRE . . . . .	Président
M. le Doyen J. AUBRY . . . . .	} Examineurs
M. le Professeur M. MARTIN . . . . .	
M. G. BECK . . . . .	
M. R. CASTRO . . . . .	} Invités
M. le Professeur J. MARTINET . . . . .	

1973

A MON MAITRE

Monsieur le Professeur René FAIVRE  
Directeur du Laboratoire de Métallurgie

*Hommage respectueux*

A Monsieur Gérard BECK

Docteur-ès-Sciences Physique  
Maître de Recherche au C.N.R.S.

*Hommage reconnaissant*

A LA MEMOIRE DE MON PERE

A MA MERE

A MA FEMME

A MES FILS

*Ce travail a été effectué au LABORATOIRE DE METALLURGIE DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE LA METALLURGIE ET DE L'INDUSTRIE DES MINES DE NANCY, associé au C.N.R.S. n° 159, dirigé par Le Professeur René FAIVRE.*

*Nous exprimons notre reconnaissance la plus vive à notre Maître, Monsieur le Professeur René FAIVRE, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour les conseils et les encouragements qu'il nous a prodigués au cours de cette étude.*

*Nous adressons nos plus vifs remerciements à Monsieur le Doyen Jacques AUBRY qui a bien voulu nous faire l'honneur d'examiner notre travail et de faire partie de notre jury d'examen.*

*Nous sommes très reconnaissant envers Monsieur Maurice MARTIN, Maître de Conférences à l'Ecole des Mines de Nancy de la bienveillance et la compréhension qu'il a toujours montrées à notre égard. Nous le prions de bien vouloir accepter l'expression de notre respectueuse reconnaissance.*

*Nous tenons à remercier tout spécialement Monsieur Gérard BECK, Maître de Recherche au C.N.R.S. qui a bien voulu diriger notre travail. Nous l'assurons ici de toute notre gratitude pour la compétence et la patience avec lesquelles il a dirigé notre travail.*

*Nous n'aurons garde d'oublier dans nos remerciements Monsieur CASTRO, Directeur Scientifique de la Société Ugine-Acier et Monsieur le Professeur MARTINET pour leur participation à la constitution de notre jury.*

*C'est aussi à Monsieur BOUVAIST, Ingénieur au Laboratoire de Recherche de la Société Féchiney que nous adressons nos plus sincères remerciements pour avoir bien voulu s'intéresser à notre travail et y collaborer dans la détermination des propriétés mécaniques à chaud et des contraintes résiduelles des alliages d'aluminium.*

*Nous remercions également tous nos camarades du Laboratoire de Métallurgie, Chercheurs et Techniciens et plus particulièrement Messieurs François MOREAUX et Guy DIDIER. Nous n'oublierons pas de remercier aussi l'équipe du Laboratoire de Mécanique des Fluides pour l'amitié et l'aide qu'ils nous ont accordées et en particulier, Mademoiselle BREGAND pour sa contribution à la réalisation de ce mémoire.*

# introduction

Les valeurs les plus élevées du flux d'énergie thermique échangé entre un solide et un liquide, sont obtenues, dans le cas des transferts diphasiques, grâce à l'enthalpie de vaporisation du liquide. Pour que ces hauts flux soient maintenus, il est nécessaire que le liquide soit sans cesse renouvelé au contact du solide, donc que la vapeur puisse s'éliminer. Or les travaux de NUKIYAMA [12] et des nombreux auteurs qui ont, après lui, étudié cette question, ont montré qu'en régime permanent, il existe une température de la surface d'échange au-dessus de laquelle la vapeur s'élimine beaucoup plus lentement, et forme un film dit "de caléfaction". Cette crise de la vaporisation se traduit par la chute brutale du flux transmis.

Dans le cas où le transfert de chaleur se fait en mode transitoire, on observe que cette crise n'apparaît pas dans les mêmes conditions qu'en mode permanent. Il faut donc définir les conditions de formation de la caléfaction pour tenter d'obtenir le contrôle du processus de vaporisation et atteindre de hauts flux de chaleur. On est toutefois limité par un phénomène lié aux propriétés thermiques et mécaniques du matériau : le gradient de température qui correspond à un flux important provoque des contraintes suffisantes pour entraîner une détérioration par déformations ou même par rupture. Il existe donc une valeur optimale du flux de chaleur qu'on n'obtiendra qu'en maîtrisant la vaporisation.

La métallurgie qui, dans ses procédés industriels, fait souvent appel au transfert de chaleur, est de façon permanente, confrontée à ce dilemme. En particulier, lors du traitement thermique d'une pièce, des raisons d'ordre structural exigent des refroidissements rapides, mais l'apparition des contraintes interdit des valeurs trop élevées du flux de chaleur, qui pourraient provoquer des défauts. En première approche, on admet qu'au cours des différents traitements, les contraintes thermiques sont directement liées à la vitesse de refroidissement. Or, des faits expérimentaux observés tant au laboratoire que dans l'industrie montrent que le problème n'est pas si simple puisqu'on peut refroidir plus vite en éliminant les défauts.

C'est dans le cas du traitement de trempe que le dilemme se pose avec la plus grande acuité. Nous nous proposons, dans le cadre de ce travail, de l'étudier sous son seul aspect thermique, c'est-à-dire en évitant toute transformation structurale.

La poursuite de ce travail nécessite d'abord que, par le contrôle de la vaporisation, on maîtrise le refroidissement. La thermocinétique de la trempe entreprise, sous la direction du Professeur R. FAIVRE, par R. BIGOT et poursuivie par G. BECK a permis de préciser les conditions de formation et d'élimination de la caléfaction. Au sein de l'équipe qu'anime G. BECK, F. MOREAUX et nous-même avons décrit et interprété un mode particulier de vaporisation, l'ébullition larvée, grâce auquel on peut régler à volonté l'efficacité du processus de transfert de chaleur entre celle de la caléfaction et celle de l'ébullition nucléée.

Disposant de données suffisamment précises sur le passage de la chaleur à la surface du solide et de moyens pour le contrôler, nous devons en connaître les effets sur les champs thermiques au sein du métal. C'est pourquoi, dans une première étape, nous nous proposons d'établir des relations générales entre la vaporisation et la conduction.

Puis, des variations de ces champs de température, nous déduirons l'évolution des contraintes internes du premier ordre, pour tenter d'interpréter les faits paradoxaux auxquels nous avons fait allusion.

Si, au premier examen, nos préoccupations ressortent surtout de la thermique et de la mécanique, elles sont en fait très proches, par leurs applications, de la métallurgie.



# chapitre 1

## I- TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Le but que nous nous sommes assigné est de définir les conditions dans lesquelles un milieu de trempe permet d'assurer, de la façon la plus convenable, le refroidissement d'une pièce. Nous devons donc être capables de mesurer avec précision les paramètres qui caractérisent chaque processus de refroidissement.

### I-1 Système de trempe

La méthode expérimentale que nous utilisons au Laboratoire a déjà fait l'objet de descriptions détaillées [1] [2]. Nous n'en ferons qu'un exposé très bref.

#### I-1-1 Dispositif de trempe (Figure 1)

Le dispositif mis au point par R. BIGOT [1] permet d'effectuer rapidement l'opération de trempe dans des conditions expérimentales reproductibles quand le milieu froid se trouve à l'état liquide.

L'éprouvette est placée au centre d'un four qui la porte à la température désirée. On la laisse fixe, c'est l'ensemble four-bac de trempe

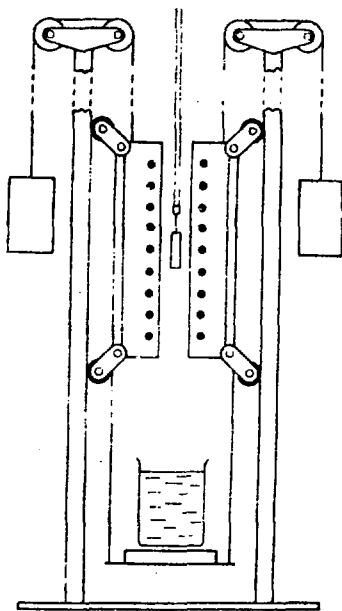


Figure 1  
Schéma simplifié  
du système de trempe

que l'on déplace de bas en haut à vitesse constante. La substitution du bac au four est très rapide. Un des avantages de ce dispositif réside dans la possibilité d'immerger l'éprouvette à profondeur constante dans le liquide sans qu'elle subisse la moindre vibration.

#### I-1-2 Eprouvettes de trempe

Au cours de cette étude nous avons utilisé des éprouvettes en nickel, en alliage d'aluminium et en alliage de titane. Ne subissant pas de transformations décelables par analyse thermique simple dans le domaine de température parcouru pendant la trempe, ces trois métaux présentent de plus l'avantage de posséder des diffusivités thermiques très différentes couvrant l'ensemble des cas pratiques que l'on est susceptible de rencontrer.

Les éprouvettes sont des cylindres dont la hauteur est égale à trois fois le diamètre ; elles satisfont à la condition  $h \geq 3 \varnothing$ , pour laquelle le refroidissement du plan équatorial est sensiblement identique à celui d'un plan quelconque d'un cylindre dont la hauteur serait infinie [3]. Nous montrerons que cette hypothèse peut être insuffisante, même pour des cylindres beaucoup plus longs.

Dans tous les cas, un puits cylindrique est foré jusqu'au centre de symétrie de l'éprouvette. Cette dernière est fixée au support par un tube

vissé à sa partie supérieure. Ce tube sert en même temps de passage étanche pour les fils du couple thermoélectrique.

#### I-1-3 Mesure des températures

La température est mesurée à l'aide d'un couple thermoélectrique chromel-alumel qui présente deux avantages : f.e.m. suffisante et de bonne linéarité dans le domaine de température qui nous intéresse.

Il est cependant nécessaire d'effectuer une correction de non-linéarité lors de la mesure de températures négatives. Pour éviter l'oxydation ou la contamination de la soudure nous utilisons, lorsque cela est nécessaire, un thermocouple chemisé.

#### I-1-4 Enregistrement

La f.e.m. du couple est proportionnelle à la température en un point de l'éprouvette. Les variations de tension sont appliquées à l'entrée d'un enregistreur galvanométrique à suiveur de spot qui donne directement la courbe des variations de la température en fonction du temps : c'est la courbe de refroidissement.

#### I-1-5 Possibilités du système

Compte-tenu de la faible inertie et de la précision d'étalonnage des thermocouples utilisés, ce sont les caractéristiques de l'enregistreur qui limitent en pratique les possibilités de mesure.

Le choix d'un enregistreur est toujours un compromis entre les exigences de linéarité et de bande passante. Pour effectuer des mesures précises la linéarité est une condition nécessaire ; il faut qu'elle soit extrêmement grande (taux de non linéarité inférieur à 1 %) sur toute l'échelle de mesure. Malheureusement, les enregistreurs classiques qui possèdent une bonne linéarité sont en général, par principe même de

construction, des appareils lents puisque le temps de réponse du système est, dans le meilleur des cas, voisin de 0,5 s. On sait qu'en physique expérimentale on a l'habitude de caractériser les enregistreurs par leur bande passante. Dans le cas des enregistreurs de bonne linéarité, elle est de quelques dixièmes de Hertz. Dans le cas de la trempe des métaux, seules les vitesses de refroidissement n'excédant pas environ 100°C/s pourraient être correctement enregistrées.

Cette limitation des possibilités, jointe au fait qu'il n'est possible d'enregistrer que deux signaux simultanément, nous ont conduit à développer une technique de mesure et d'enregistrement plus performante.

## I-2 Chaîne de mesure

Le problème consiste à concevoir un système capable d'enregistrer simultanément plusieurs paramètres dans d'excellentes conditions de linéarité et de bande passante.

Nous utilisons à cette fin un enregistreur magnétique d'instrumentation. C'était d'ailleurs la seule technique qui existait, au moment où ce choix a été fait.

### I-2-1 L'enregistreur magnétique

Cet appareil permet l'enregistrement simultané de 14 paramètres et de deux commentaires (standard IRIG). La reproduction de ces paramètres peut s'effectuer simultanément ou successivement suivant le nombre d'amplificateurs de reproduction dont on dispose ou suivant les moyens de traitement des informations mises en mémoire.

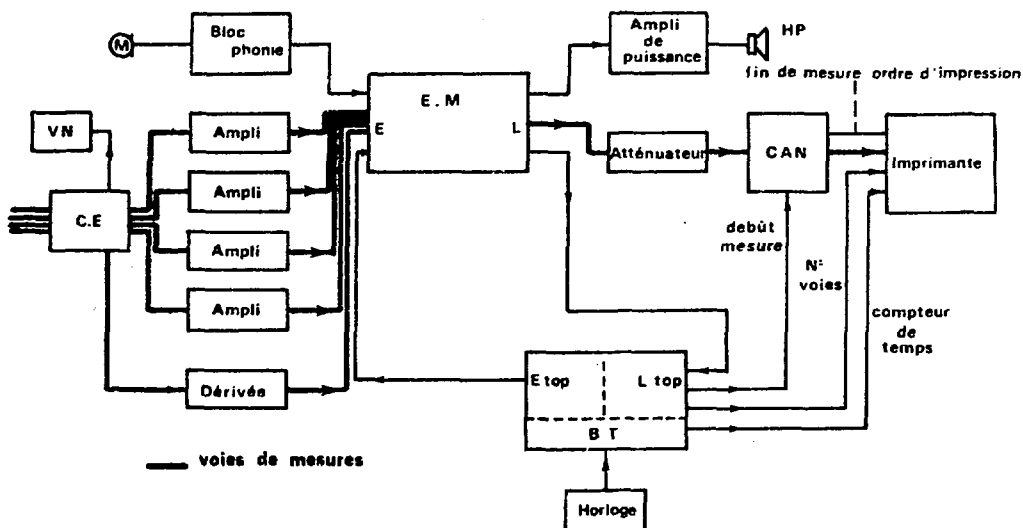
Trois procédés de modulation peuvent être utilisés pour l'enregistrement en fonction de la précision demandée ou de la bande des fréquences à examiner. Il s'agit soit de l'enregistrement direct soit de l'enregistre-

ment à modulation de fréquence soit encore de l'enregistrement d'impulsions modulées en largeur. Nous avons choisi l'enregistrement à modulation de fréquence, caractérisé par le fait qu'il existe un rapport direct entre la fréquence délivrée par un oscillateur local et l'amplitude de la grandeur à mesurer. Ce procédé offre l'avantage d'enregistrer des paramètres continus ou lentement variables avec une précision d'amplitude indépendante des caractéristiques du support magnétique.

Les performances de l'enregistreur magnétique sont les suivantes :

- Six vitesses de défilement de la bande magnétique de 4,75 à 152 cm/s avec une précision d'au moins 0,5 % ,
- Durée d'enregistrement variant selon la vitesse de défilement de 11 minutes à 6 heures avec une bande magnétique de 35  $\mu$ m d'épaisseur et de 25,4 mm de large,
- Le pleurage moyen est voisin de 0,5 %,
- Les niveaux d'entrée et de sortie sont de  $\pm 1$  V de crête à crête,
- La bande passante à  $\pm 0,5$  dB va de 0-600 Hz à 0-20 000 Hz selon la vitesse de défilement avec un rapport signal bruit  $\geq 45$  dB,
- La linéarité par rapport à la meilleure droite (enregistrement + lecture) est de 0,5 % de l'étendue de mesure.

Cet ensemble constitue donc un excellent système d'enregistrement qui reproduit très fidèlement les signaux d'entrée sur un très large domaine de fréquences. Son utilisation nécessite toutefois d'importants moyens tant pour conditionner les signaux d'entrée que pour exploiter les très nombreuses informations en sortie. L'ensemble de la chaîne de mesure est résumé par le synoptique de la figure 2. Nous allons décrire rapidement chacun des éléments utilisés pour l'enregistrement et pour la lecture.



VN : Voltmètre numérique  
 CE : Commutateur d'entrée  
 M : Microphone  
 EM : Enregistreur magnétique  
 E : Enregistrement  
 L : Lecture  
 BT : Base de temps  
 HP : Haut-parleur  
 CAN: Convertisseur analogique numérique

Figure 2  
Synoptique de la chaîne de mesure

## I-2-2 Les circuits d'entrée

Nous distinguons les voies d'enregistrement des signaux de mesure, en l'occurrence les f.e.m. des couples, des voies de repérage du temps.

### I-2-2-1 Voies de mesure

Les thermocouples fournissent quelques dizaines de millivolts sous basse impédance. Il faut conditionner les signaux de façon à les amener à un niveau qui soit compatible avec les caractéristiques d'entrée de l'enregistreur. Il est donc nécessaire d'amplifier individuellement chaque signal de façon à ce que ses variations soient limitées à l'intervalle 0-1 volt. Nous avons d'abord utilisé des amplificateurs de tension continue du commerce. Mais le réglage individuel du zéro de chacun des amplificateurs à mieux que 1 mV s'est avéré très délicat et la stabilité du zéro que l'on s'impose n'est pas assurée pendant la durée de la manipulation, ce qui rend très délicate la comparaison des différentes courbes enregistrées.

Nous avons donc réalisé des amplificateurs spécifiquement adaptés à nos besoins à l'aide de circuits intégrés dont le montage est calculé de façon à assurer une grande stabilité de gain et de zéro. Les tarages toujours nécessaires sont effectués à l'aide d'une seule opération pour l'ensemble de tous les amplificateurs. Les détails de conception sont indiqués sur la figure 3 qui schématise les montages que nous avons mis au point.

Pour élargir les gammes des signaux enregistrables, nous avons également réalisé deux types de circuits permettant d'autres enregistrements. D'abord des circuits d'atténuation du signal qui acceptent de 1 à 100 V comme tension d'entrée. Ensuite, à l'aide d'amplificateurs opérationnels, nous avons conçu un circuit qui, à partir d'une tension de quelques millivolts, fournit la dérivée mathématique du signal d'entrée

avec une tension et une impédance de sortie compatibles avec l'enregistreur magnétique. Ce montage, branché sur un thermocouple, fournit directement la vitesse de refroidissement du point où se trouve la soudure chaude. De conception assez classique, il est de mise au point très délicate si on veut assurer la stabilité en fréquence et une faible dérive. La figure 4 donne le schéma retenu et le principe des méthodes qui nous ont permis de calculer les éléments du montage.

### I-2-2-2 Voies annexes

Nous enregistrons simultanément les différentes f.e.m. représentant chacune la température d'un point. Pour lire les résultats, il faut repérer chaque enregistrement, noter l'instant initial de la trempe et disposer d'une base de temps qui permet de relier en synchronisme les différentes températures enregistrées.

Nous avons réalisé un montage permettant d'enregistrer à l'aide d'un microphone un commentaire grâce auquel on repère la manipulation. Ce montage, comme le montre la figure 5 est constitué d'un préamplificateur d'enregistrement amenant à 1 volt le signal du microphone et d'un amplificateur de lecture à circuit intégré qui délivre une puissance d'un watt sur un petit haut-parleur.

Sur une piste supplémentaire de la bande magnétique nous enregistrons les tops de temps délivrés par un générateur de fonction. Ces tops, régulièrement espacés d'une seconde par exemple, fournissent l'information de temps. Au cours de la reproduction, ils assurent le synchronisme absolu des relevés de température sur chacune des voies de mesure. De plus le train d'impulsions n'est enregistré qu'à partir de l'instant initial de la manipulation, alors que l'enregistrement sur les voies de mesure débute quelques instants auparavant pour permettre d'effectuer les tarages à la reproduction. La porte électronique qui permet de repérer très précisément le début de l'expérience est une unité incluse dans les circuits de sortie (voir figure 7).



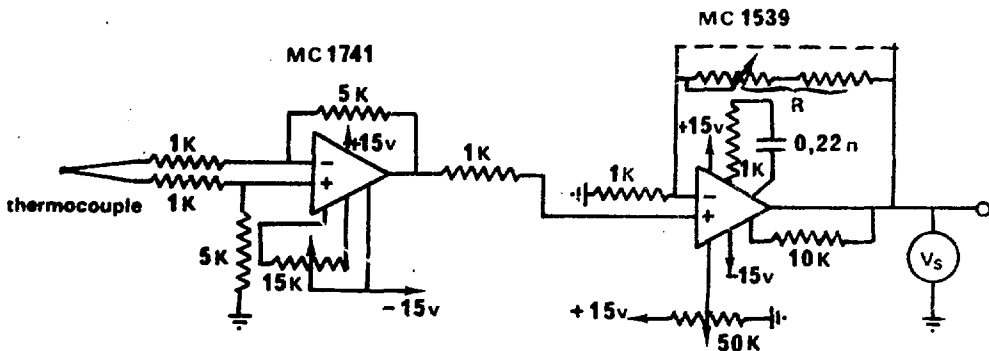


Figure 3

Les alimentations sont très soigneusement stabilisées par un montage à 2 circuits intégrés MC 1561 R.

Le premier étage est monté en amplificateur différentiel, il assure simultanément un faible gain, une bonne réjection des tensions de mode commun et autorise un décalage du zéro.

Le second étage est un amplificateur de gain variable par bond et étalonné. Il comporte un réglage de tension d'offset, et il est soigneusement compensé en fréquence.

La résistance R commutable est calculée et réglée de façon à ce que le gain global soit tel que la tension de sortie est d'un volt pour une tension d'entrée correspondant à une température de 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900 et 1000°C.

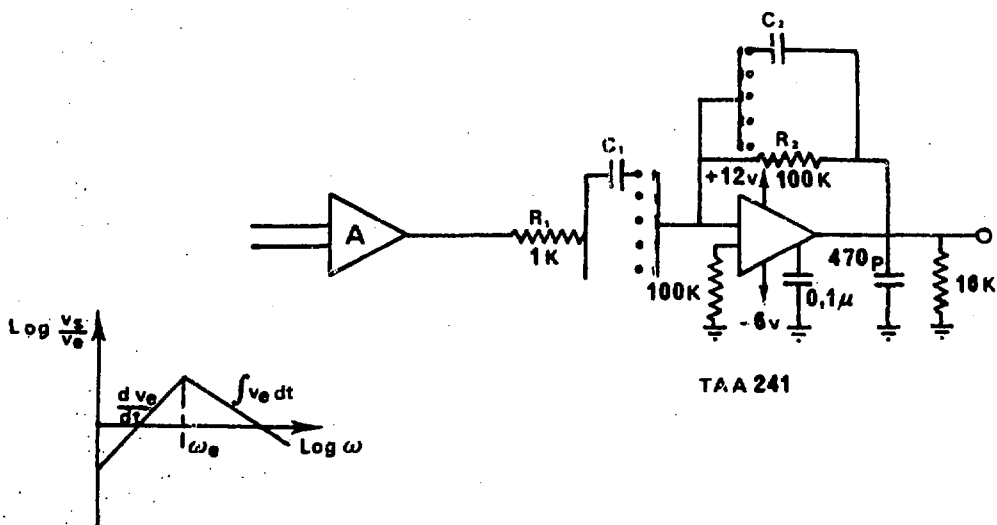


Figure 4

Les alimentations sont très soigneusement stabilisées par un montage à 2 circuits intégrés MC 1561 R.

Le premier étage est un amplificateur à gain fixe et commutable qui assure une tension de sortie de 5V pour une tension d'entrée correspondant à une température fixe (200-400-600-800 et 1000°C) sa structure est celle du schéma précédent.

Le second étage assure la fonction de dérivateur, son schéma est établi de façon telle que la stabilité dynamique soit acceptable.

Jusqu'à une pulsation  $\omega_c = \frac{1}{R_1 C_1} = \frac{1}{R_2 C_2}$  le montage est un différentiateur, grâce à  $R_2$  et  $C_1$  au-delà, la présence de  $C_2$  et de  $R_2$  limite le gain proportionnellement à la fréquence (intégrateur). Les valeurs des composants sont déterminées afin d'obtenir un signal dérivé précis pour des fréquences comprises entre  $10^{-2}$  et 100 Hz en quatre gammes chacune couvrant deux décades. Par étalonnage nous déduisons de la tension de sortie la vitesse de refroidissement en °C/s sur chacune des gammes d'entrée.

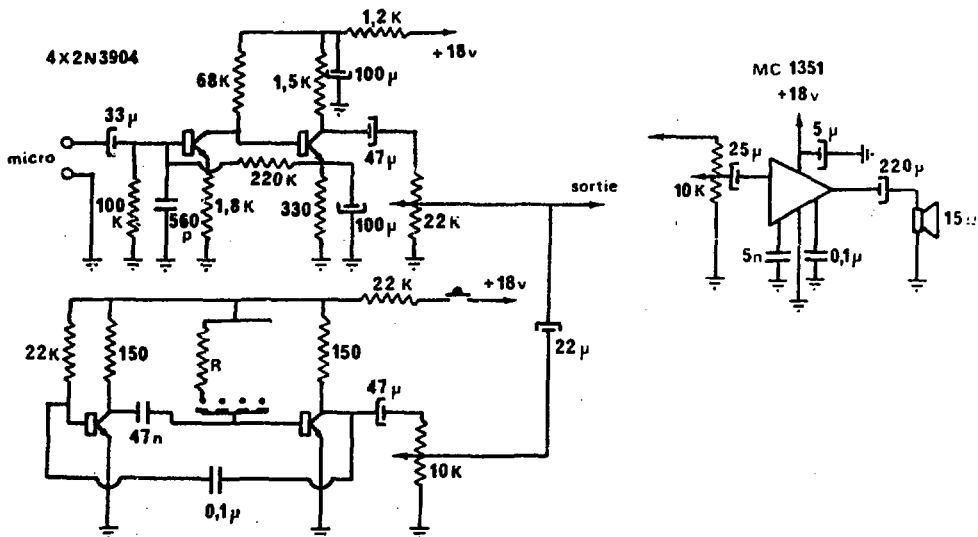


Figure 5

L'ensemble de la voie phonie est constituée de deux parties :

- Préamplificateur microphonique d'un gain d'environ 50 qui délivre un signal d'un volt crête suffisant pour attaquer un amplificateur d'enregistrement. Nous y avons ajouté un oscillateur à quatre fréquences fixes qui, enregistré en début de séquence, permet de repérer rapidement un enregistrement.
- Amplificateur de puissance à circuit intégré qui fournit à la lecture de la voie phonie un signal de 2 W de puissance maximale sur un petit haut-parleur incorporé à l'enregistreur magnétique.

### I-2-3 Les circuits de sortie

Après enregistrement, nous disposons simultanément, sur les différentes pistes de la bande magnétique, de voies de mesure et d'une voie annexe. Nous avons choisi d'effectuer la lecture des voies de mesure les unes après les autres. Deux impératifs nous ont guidé dans ce procédé d'exploitation. D'abord l'ensemble de l'équipement de dépouillement des grandeurs mesurées est en un seul exemplaire, ce qui permet de concentrer sur lui un matériel assez puissant. Ensuite, on utilise un seul des amplificateurs de démodulation de l'enregistreur ce qui permet, avec une seule opération de tarage, d'obtenir la reproduction de chacune des voies de mesure strictement dans les mêmes conditions.

#### I-2-3-1 Voies de mesure

Nous disposons donc à la lecture de chaque piste d'une tension d'environ 1 volt crête qui représente les variations de température d'un point de la pièce. Tout d'abord nous atténuons le signal de façon à lui donner la valeur qu'il possédait avant l'amplification nécessaire à l'enregistrement. Pour ce faire nous utilisons la procédure suivante : nous enregistrons pendant quelques dizaines de secondes la température constante de l'éprouvette lorsqu'elle est dans le four puis nous effectuons la trempe. A la lecture nous disposons d'une tension continue constante pendant un temps suffisant pour ajuster l'atténuation à la valeur qui correspondait à la température initiale (figure 6). Ensuite nous effectuons une conversion analogique numérique, soit à l'aide d'un volt-mètre numérique de 10  $\mu$ V de résolution, soit à l'aide d'un convertisseur numérique de températures qui effectue simultanément la compensation de soudure froide et la correction de non-linéarité des thermocouples. Le voltmètre numérique est très précis (0,3°C de résolution) mais nécessite d'effectuer manuellement la conversion tension-température pour chaque point de mesure. Le convertisseur de températures effectue automatiquement cette conversion, mais la précision obtenue est moyenne :  $\pm 5^\circ\text{C}$ .

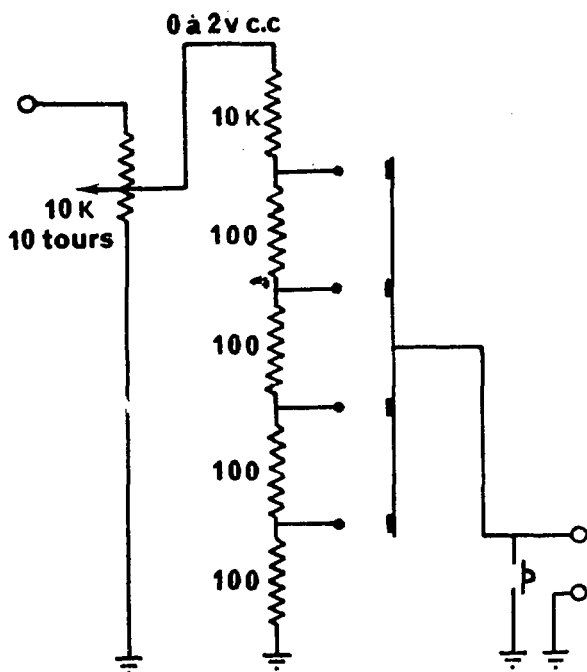


Figure 6

L'atténuateur permet de compenser à l'aide d'un potentiomètre de précision les différences éventuelles des gains de chacune des voies de mesure. Le signal de sortie est ajusté en amplitude de façon à être identique au signal délivré par le thermocouple ; le bouton poussoir permet de contrôler le zéro (le convertisseur analogique numérique devant indiquer alors la température ambiante).

Nous utilisons l'un ou l'autre de ces appareils selon la précision recherchée. Les informations lues sont transmises en mode parallèle (binaire codé décimal) sur une petite imprimante qui affiche jusqu'à près de 3 valeurs par seconde. Chaque voie de mesure ainsi dépouillée fournit un tableau des valeurs de la température pour chaque intervalle de temps fixé au préalable. Comme on lit successivement chacune de ces voies de mesure, il faut que chaque mesure numérique se fasse au même instant. Cette lecture en mode synchrone est effectuée à l'aide des voies annexes.

### I-2-3-2 Voies annexes

Sur une première piste de l'enregistreur sont enregistrés des commentaires qui permettent de repérer la manipulation et de noter les observations visuelles.

Sur une seconde piste est enregistré un train d'impulsions récurrentes. La première impulsion définit l'instant initial de la trempe, car le début de l'enregistrement du train d'impulsions ne commence qu'au moment de l'immersion. Nous avons réalisé un circuit de porte qui permet le passage des impulsions. Commandé à distance par un inverseur ou un bouton poussoir, ce circuit est détaillé sur la figure 7. De plus nous remarquons à l'entrée un circuit trigger qui assure la remise en forme et la compatibilité des impulsions lues sur la bande magnétique avec la logique T.T.L. utilisée dans le reste du montage. Le flanc montant de ces impulsions déclenche le cycle de mesure du convertisseur analogique-numérique. Lorsque la mesure est effectuée, la lecture est mémorisée puis affichée ; le convertisseur délivre alors une impulsion qui commande le cycle d'impression de la valeur mémorisée. L'impression terminée, le convertisseur numérique est prêt à accepter une nouvelle mesure. C'est l'impression qui, étant le processus le plus lent, conditionne la rapidité de l'ensemble. Avec le matériel dont nous disposons, on peut ainsi afficher 2,5 mesures par seconde.

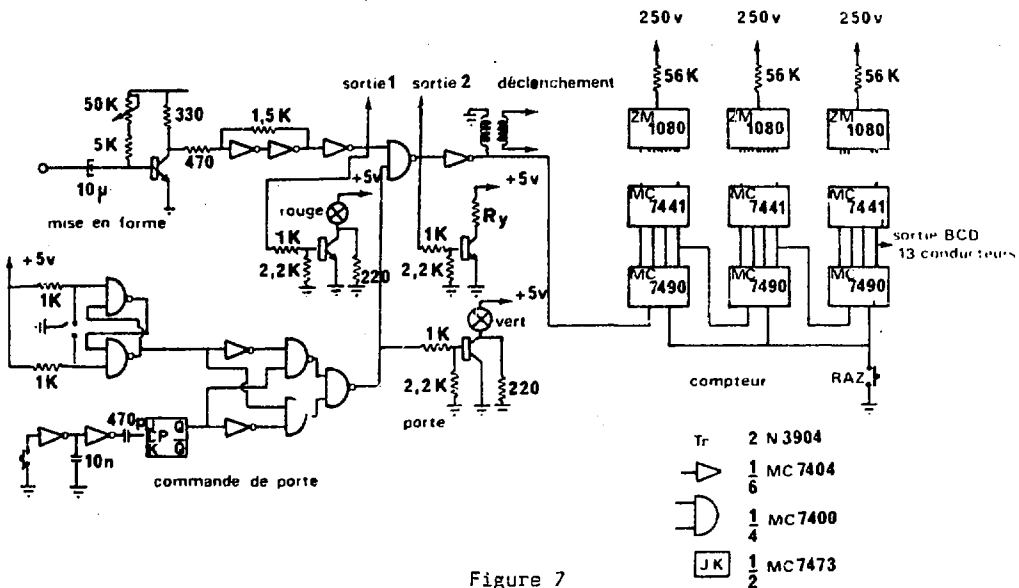


Figure 7

Ce circuit utilisé en enregistrement et en lecture est chargé de traiter l'information de temps qui se présente sous forme d'impulsions de période stable et connue. Nous avons fait appel à la technologie des circuits intégrés T.T.L. de la génération MSI lorsque le montage le nécessite.

On distingue :

- 1- Un étage de mise en forme constitué d'un transistor porté à saturation qui assure une grande sensibilité, suivi d'un trigger intégré qui fournit des signaux de très faibles temps de montée (quelques nanosecondes). Un voyant signale la présence des impulsions et leur cadence.
- 2- Un circuit de commande de porte constitué d'une bascule R-S commandée par inverseur et d'une bascule J-K commandée par un bouton poussoir associé à un circuit monostable. Les deux commandes sont utilisables simultanément à l'aide d'un montage va et vient (ou exclusif).
- 3- Un circuit porte qui télécommande le passage ou l'arrêt des trains d'impulsions, un voyant signale l'état de la porte. Des sorties en logique T.T.L. sont disponibles avant porte, après porte (enregistrements) et une sortie isolée est utilisée pour déclencher la conversion analogique.
- 4- Un ensemble de compteurs à trois décades avec affichage sur tubes nixies. Nous avons prévu une remise à zéro manuelle et une sortie de l'état du compteur en code BCD qui attaque directement l'imprimante et fournit ainsi l'information de temps.

Nous dépouillons ainsi l'une après l'autre chacune des voies de mesure. Les températures sur chacune des voies sont imprimées en synchronisme absolu car les mesures sont effectuées à partir des mêmes impulsions séparées par un intervalle de temps fixé à l'enregistrement et tenant compte du rapport des vitesses entre l'enregistrement et la lecture.

### I-2-3-3 Impression du temps - enregistrement analogique

Les impulsions de déclenchement sont simultanément envoyées sur un compteur décimal réalisé en logique T.T.L. et comptant selon le code B.C.D.. Un circuit d'affichage note le nombre d'impulsions et permet d'imprimer ce nombre sur la même ligne que celle où est imprimée la température (figure 7). On dispose donc en sortie de chaque voie de mesure, d'un tableau donnant l'abscisse et l'ordonnée de points situés sur la courbe expérimentale température-temps.

De plus, avant la conversion analogique numérique, le signal de lecture atténué est envoyé par l'intermédiaire d'un convertisseur d'impédance vers un enregistreur galvanométrique afin d'obtenir pour chacune des voies de mesure la courbe température-temps que nous appelons courbe de refroidissement. La relative lenteur de l'enregistreur n'est plus un défaut rédhibitoire car il est toujours possible de ralentir le phénomène en jouant sur les rapports de vitesse entre l'enregistrement et la reproduction.

### I-3 Les performances de la chaîne de mesure

Le système que nous avons développé autour de l'enregistreur magnétique est un moyen très puissant de mesures simultanées de plusieurs températures qui évoluent très rapidement.

Cependant l'utilisation d'un tel système ne va pas sans nécessiter de nombreuses précautions.



### I-3-1 Précautions dans l'utilisation

Les difficultés que l'on rencontre viennent de la nécessité de traiter des signaux continus. A l'entrée, les amplificateurs qui amènent à environ un volt les signaux des thermocouples doivent être tarés fréquemment. Si leur gain est relativement constant, il faut toujours, avant chaque enregistrement, compenser les tensions d'offset, c'est-à-dire vérifier que la tension de sortie est nulle quand l'entrée est mise en court-circuit. D'autre part, les circuits de modulation et de démodulation de l'enregistreur magnétique doivent de temps en temps être contrôlés. La procédure est longue et consiste, en résumé, à vérifier la fréquence centrale du signal modulé en fréquence, du zéro du gain des amplificateur d'entrée des modulations et de l'étalonnage des démodulateurs. En pratique, avant chaque enregistrement, on teste rapidement l'enregistreur en appliquant à l'entrée des crêneaux 0-1 V et en vérifiant qu'en sortie les signaux sont identiques. S'il est besoin, on retouche les réglages de gain et de décalage de zéro des démodulateurs. Si le réglage n'est plus possible il faut retarder toute la chaîne.

Ces opérations sont longues et délicates ; elles sont pourtant indispensables si l'on veut une bonne précision des résultats. On peut ainsi obtenir des mesures à environ 1 % de précision.

### I-3-2 Possibilités de la chaîne de mesure

Nous enregistrons les variations simultanées de 4 températures (que nous pouvons étendre à 13) et, sur une voie supplémentaire, des signaux de temps. En sortie, en synchronisme, sur chaque voie de mesure, nous obtenons à l'aide de l'imprimante, un tableau température-temps et la courbe correspondante sur un enregistreur y-t. Si l'on utilise la même vitesse à l'enregistrement et à la lecture, on peut obtenir jusqu'à près de trois relevés de la température par seconde. De plus, on peut jouer sur le rapport des vitesses d'enregistrement et de lecture :

ce rapport variable par bond de 2 peut atteindre 32. On peut ainsi, soit enregistrer le signal à grande vitesse et le reproduire à faible vitesse pour obtenir jusqu'à 90 relevés de température par seconde sur chacune des voies, soit au contraire accélérer des phénomènes très lents en reproduisant en une dizaine de minutes un enregistrement de six heures.

Lorsque l'on soigne tous les étalonnages, les mesures atteignent la classe de précision des 1 %, ce qui est remarquable si l'on considère le grand nombre de relevés effectués.

### I-3-3 Exploitation des résultats

A l'aide de cette chaîne de mesures, nous obtenons un très grand nombre d'informations. Par exemple nous mesurons, au cours de la trempe, les variations du profil de température au sein de la pièce. Nous effectuons un relevé de température toutes les 5 secondes sur quatre points disposés le long du rayon de la pièce. Nous obtenons ainsi une centaine de relevés de température qui permettent d'étudier les variations du profil de température pendant le refroidissement par trempe. Ce grand nombre de relevés nécessite l'utilisation de l'ordinateur pour remonter aux caractéristiques thermocinétiques du refroidissement.

Actuellement, nous perforons de façon manuelle les relevés de température pour effectuer les calculs. Il est envisageable d'effectuer directement l'introduction de ces données en machine car nous disposons de ces informations sous forme d'impulsions codées en B.C.D.. Cette technique d'enregistrement pourra devenir d'utilisation courante, si on supprime l'étape de la perforation des données qui est, à la fois, une source d'erreur et une cause de limitation de la vitesse d'acquisition des résultats.

## chapitre 2

### II- REGLAGE DES TRANSFERTS BIPHASIQUES A L'AIDE D'UNE RESISTANCE THERMIQUE ADDITIONNELLE

La plupart des liquides se vaporisent au cours de la trempe des métaux. Le flux de chaleur évacué en chaque point de la surface métallique est imposé par le mode de vaporisation du liquide de trempe.

Dans les conditions habituelles, la première étape du refroidissement est accompagnée par le phénomène de caléfaction : une gaine de vapeur de faible conductivité thermique isole la surface de l'éprouvette du liquide de trempe. Le refroidissement est assuré par rayonnement et convection à travers cette couche de vapeur. Sa vitesse reste faible et le gradient de température à l'intérieur du métal limité. Lorsque la température pariétale atteint une certaine valeur, nommée température de transition, le liquide de trempe revient mouiller la surface de l'éprouvette. Un flux de chaleur intense est transmis grâce à l'ébullition directe sur la surface métallique. La vitesse de refroidissement devient beaucoup plus élevée et le gradient de température à l'intérieur de l'éprouvette atteint sa valeur maximale.

La transition caléfaction-ébullition provoque donc une variation rapide et importante du gradient de température à l'intérieur de la pièce : c'est le choc thermique de transition. Dans certains aciers, il se produit à un instant où le métal possède une plasticité plus faible qui le rend particulièrement vulnérable. C'est dans ces conditions que se produisent des déformations ou des tapures. Le rôle néfaste du film de caléfaction a donc une double origine : sa présence sur le métal aux températures élevées ralentit considérablement le refroidissement ; en cédant la place à l'ébullition, la caléfaction provoque un choc thermique important responsable des défauts de trempe.

Tout procédé qui a pour résultat d'éviter la formation du film de caléfaction ou seulement de le déstabiliser plus ou moins complètement apporte d'importants progrès dans les techniques de trempe.

## II-1 Le contact brusque

Rappelons très brièvement le mécanisme de prise de contact entre le solide et le liquide tel qu'il a été décrit par BECK [4]. A l'instant précis du contact entre l'éprouvette et le liquide de trempe, c'est-à-dire avant que le signal thermique apparu à la surface n'ait eu le temps d'atteindre les frontières de l'un ou de l'autre milieu, les deux milieux se comportent comme s'ils étaient semi-infinis. Dans ces conditions, au moment du contact, la surface commune aux deux milieux prend une température  $\Theta_{ci}$ , dite de contact brusque, intermédiaire entre la température initiale  $\Theta_o$  de l'éprouvette et la température  $\Theta_L$  du liquide. A l'aide de l'équation générale de la chaleur et des conditions aux limites que nous avons décrites, RIEMANN [5] a calculé la température de contact brusque :

$$\Theta_{ci} = \frac{\Theta_o E_o + \Theta_L E_L}{E_o + E_L}$$

Les indices o et L sont affectés respectivement à l'éprouvette et au liquide de trempe. E représente l'effusivité de la surface et

s'écrit  $E = \sqrt{\lambda c \rho}$  où  $\lambda$ ,  $c$  et  $\rho$  sont la conductivité thermique, la chaleur massique et la masse volumique du milieu considéré.

Or c'est la température pariétale  $\theta_s$  qui décide du mécanisme de vaporisation : caléfaction ou ébullition [4].

On peut mesurer les températures initiales  $T_i$  et  $T_s$  qui définissent les limites inférieures et supérieures du régime transitoire de vaporisation, séparant le domaine de la vaporisation en film du domaine de l'ébullition nucléée. Comme la relation précédente lie  $\theta_0$  à la valeur  $\theta_{ci}$  que prend  $\theta_s$  à l'instant initial de la trempe, on peut calculer les valeurs critiques  $L_i$  et  $L_s$  que prend  $\theta_s$  à partir des valeurs expérimentales de  $T_i$  et  $T_s$ .  $L_i$  et  $L_s$  sont des températures critiques caractéristiques d'un liquide de trempe pris à une température donnée.

Toutes les conditions expérimentales étant fixées, c'est-à-dire lorsque  $\theta_0$ ,  $\theta_L$ ,  $E_0$  et  $E_L$  sont connues, la comparaison de  $\theta_{ci}$  à  $L_i$  et à  $L_s$  permet de définir trois cas :

$\theta_{ci} < L_i$  : Dès le début de la trempe, le refroidissement s'effectue par ébullition nucléée.

$L_i \leq \theta_{ci} \leq L_s$  : Tout au début du refroidissement s'instaure une vaporisation dont le processus est intermédiaire entre celui de l'ébullition nucléée et celui de la vaporisation en film.

$\theta_{ci} > L_s$  : Le refroidissement s'effectue par caléfaction, elle-même suivie, lorsque la température pariétale est suffisamment basse, d'ébullition nucléée.

Il est possible, comme le montre la relation de contact brusque, de faire varier considérablement  $\theta_{ci}$  en modifiant l'effusivité superficielle.

cielle  $E_0$  de l'éprouvette de trempe et de passer ainsi d'une trempe définie par la condition  $\Theta_{ci} > L_s$  à une autre définie par  $\Theta_{ci} < L_i$ . On peut donc supprimer la caléfaction.

Les domaines de vaporisation du liquide de trempe par caléfaction ou par ébullition nucléée sont donc, en dernière analyse, définis par  $L_i$  ou  $L_s$  qui, comme l'a montré MOREAUX [6] dans le cas de l'eau décroissent linéairement lorsque la température s'élève. Les courbes  $L_i$  ou  $L_s = f(\Theta_L)$  présentent un grand intérêt car elles permettent de prévoir le type de loi de refroidissement obtenue par trempe dans un liquide vaporisable.

Le fait d'appliquer un dépôt superficiel sur l'éprouvette de trempe est connu depuis déjà bien longtemps. Dès 1932 SATO [7] avait montré qu'un dépôt de substances réfractaires accélère le refroidissement d'une éprouvette en acier ; mais il s'était contenté d'observer le phénomène.

En 1964 BECK [8] note puis interprète l'influence d'un dépôt très mince de faible effusivité sur le refroidissement d'une éprouvette quelconque. Il rattache la valeur de l'effusivité à une valeur limite de la température de contact brusque.

Quelques années plus tard, un brevet commun au C.E.A. et à la Société BERTIN préconise l'emploi d'un dépôt réfractaire pour améliorer le refroidissement des réacteurs nucléaires. Il n'est fait allusion ni à l'influence des propriétés du dépôt ni aux mécanismes de vaporisation.

En 1968 nous avons décrit et interprété [9][10] dans le cas de l'azote liquide puis dans celui de l'eau, l'influence de la résistance thermique d'un film mauvais conducteur sur les mécanismes de vaporisation dans le cas où le refroidissement débute par la caléfaction à cause de la valeur trop élevée de l'effusivité superficielle. Nous pensons que l'influence des dépôts décrite par certains auteurs s'explique par l'apparition de ces mécanismes.

## II-2 Cas de la trempe dans l'azote liquide

L'étude de COWLEY [11] sur la vaporisation de l'azote liquide montre que ce phénomène est tout-à-fait analogue à la vaporisation de l'eau et des autres liquides. En particulier, aux températures nettement supérieures à la température d'équilibre liquide-vapeur, se produit la vaporisation en film ou caléfaction qui, lorsque la température s'abaisse, cède le pas à l'ébullition nucléée après un bref passage par un régime transitoire. La courbe de la figure 8 établie par COWLEY est analogue aux

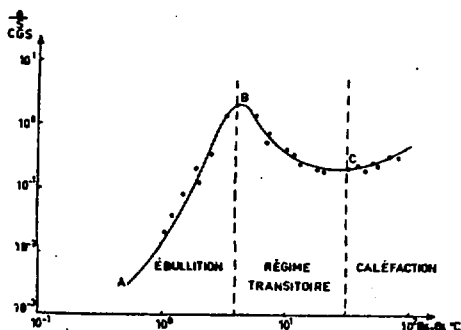


Figure 8  
Courbe de type Nukiyama établie par Cowley [11] dans le cas de la trempe dans l'azote liquide

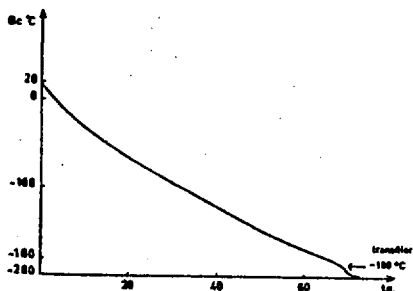


Figure 9  
Refroidissement d'une éprouvette cylindrique en nickel ( $\varnothing=10\text{mm}$ ,  $h=10\text{mm}$ ) trempée depuis  $20^\circ\text{C}$  dans l'azote liquide

courbes tracées par NUKIYAMA [12] pour de nombreux liquides. La courbe de refroidissement d'un cylindre de nickel immergé dans l'azote liquide (figure 9) confirme que cette analogie se maintient même en régime variable. Cependant le régime de caléfaction ne disparaît qu'à  $-180^\circ\text{C}$  c'est-à-dire à  $16^\circ\text{C}$  seulement au-dessus de la température d'ébullition. Rappelons que dans le cas de l'eau à  $100^\circ\text{C}$  la température de transition en mode non permanent est située vers  $250^\circ\text{C}$ . Cette grande différence s'explique par l'énorme différence des chaleurs latentes de vaporisation soit  $47,70\text{ cal/g}$  pour l'azote et  $540\text{ cal/g}$  pour l'eau.

### II-2-1 Dépôt de faible effusivité

Essayons de déstabiliser la

caléfaction en modifiant l'effusivité superficielle de l'éprouvette avant la trempe dans l'azote liquide.

La figure 9 ne nous permet pas de déterminer avec précision la température de transition  $\Theta_T$ . Nous avons représenté sur la figure 10

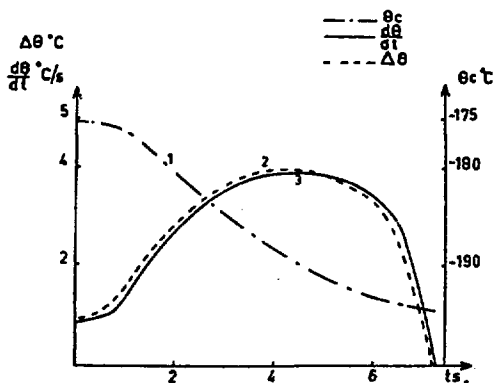


Figure 10

Variations en fonction du temps au cours de la trempe dans l'azote liquide depuis  $\Theta_0 = 20^\circ\text{C}$  d'un cylindre en nickel ( $\varnothing = 16\text{mm}$   $h = 48\text{mm}$ )

- 1- de la température centrale de l'éprouvette,
- 2- de l'écart  $\Delta\theta$  entre les températures du centre et de la surface,
- 3- de la vitesse de refroidissement  $\frac{d\theta}{dt}$

ces conditions, le régime d'ébullition nucléée ne participe presque plus au refroidissement, car il apparaît à une température à peine supérieure à  $\Theta_L$  ( $\sim 196^\circ\text{C}$ ).

#### II-2-1-1 Détermination de $L_i$

Il serait possible de refroidir l'éprouvette, dès le début de la trempe, selon un mécanisme d'ébullition nucléée, si la température de contact brusque  $\Theta_{ci}$  était inférieure à  $L_i$ . La température initiale  $T_i$  est la plus grande valeur de  $\Theta_0$  qui assure l'ébullition nucléée au dé-

la fin du refroidissement d'une éprouvette cylindrique en nickel. L'instant  $t = 0$  représente la dernière seconde d'existence du régime de caléfaction. A partir de cette courbe, nous avons calculé, par la méthode numérique que nous décrivons dans le chapitre suivant, l'écart de température entre le centre et la surface de l'éprouvette  $\Delta\theta = \Theta_c - \Theta_s$  et la vitesse de refroidissement. La température  $\Theta_T$  mesurée au centre prend une valeur de  $-175^\circ\text{C}$ , et la température à la surface  $-176,5^\circ\text{C}$ . Dans



but de la trempe. Pour déterminer  $L_i$ , il suffit alors de tremper depuis des températures initiales croissantes  $\Theta_0$  et de noter la plus grande valeur  $T_i$  de  $\Theta_0$  qui assure l'ébullition comme premier mode de vaporisation.  $T_i$  et  $L_i$  sont liées par la relation de contact brusque :

$$L_i = \frac{T_i E_0 + \Theta_0 E_L}{E_0 + E_L}$$

Si on voulait appliquer cette méthode au cas de l'azote liquide, il faudrait pouvoir tremper les éprouvettes depuis des températures initiales voisines de  $-170^\circ\text{C}$ . L'effusivité de l'azote liquide n'est en effet que de  $7,6 \text{ kcal} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{C}^{-1} \cdot \text{h}^{-1/2}$  et sa température de transition voisine de  $-175^\circ\text{C}$ . Cette étude nécessiterait une technique de trempe qui éviterait tout dépôt de condensation sur la paroi de l'éprouvette. Le calcul de  $L_i$  par détermination expérimentale de  $T_i$  et application de la relation du contact brusque permettrait de définir  $L_i$  au prix de grandes difficultés expérimentales, avec une précision plus grande.

Nous avons montré que la transition se produit lorsque la température de la surface de l'éprouvette est inférieure à  $-176,5^\circ\text{C}$ . La température critique  $L_i$  est donc inférieure à cette valeur.

La courbe de vaporisation de l'azote liquide (figure 8) montre que le régime d'ébullition nucléée n'est stable que lorsque la température de la surface est inférieure à  $-192^\circ\text{C}$ . Cependant le régime de trempe est essentiellement un régime variable et  $L_i$  est supérieur à cette valeur à cause de l'anisothermie de la surface qui existe même au contact initial [13].

Nous retiendrons pour  $L_i$  la valeur  $-185 \pm 1^\circ\text{C}$  qui est la valeur la plus probable de l'intervalle encadrant  $L_i$ .

Pour obtenir un refroidissement très rapide assuré dès le début de la trempe par ébullition nucléée, il suffit d'enrober l'éprouvette d'un

dépôt mince d'effusivité  $E_c$  inférieure à la valeur critique :

$$E_c = E_L \frac{\theta_L - L_i}{L_i - T_i}$$

Il est alors possible de tracer la courbe de la figure 11,  $T_i = f(E_c)$  qui définit deux domaines de refroidissement. Lorsque les conditions ex-

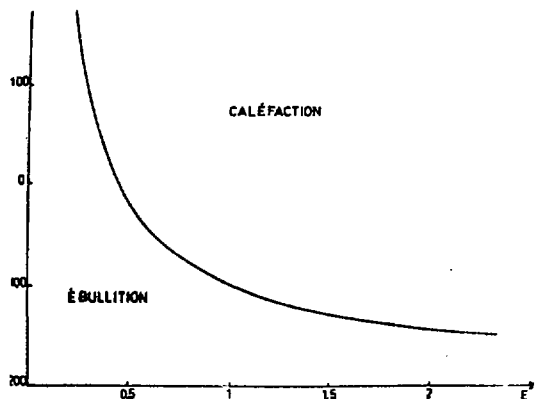


Figure 11

Variations de la température critique de trempe  $\theta_0 = T_i$  en fonction de la valeur de l'effusivité superficielle de l'éprouvette

périmentales ( $\theta_0$  et  $E$ ) nous placent dans le domaine I, le refroidissement s'effectue par caléfaction suivie d'ébullition nucléée ; dans le domaine II, existe seule l'ébullition.

Pour effectuer une trempe sans caléfaction dans l'azote liquide, depuis la température ambiante, il faudrait enrober l'éprouvette d'un dépôt d'effusivité inférieure à 0,40 unité MKH.

### II-2-1-2 Intérêt de la trempe dans l'azote liquide

Les substances susceptibles d'être utilisées pour réaliser un dépôt mince de très faible effusivité sont des corps aromatiques car les électrons  $\pi$  ne participent pas à la conductivité thermique. La substance de plus faible effusivité que nous ayons réussi à déposer, est le paradibromobenzène pour lequel  $\sqrt{\lambda c \rho} = 5,25$  MKH. A notre connaissance, il n'existe pas de substances dont l'effusivité atteigne 0,40 MKH. On ne peut donc pas réaliser, par trempe depuis la température ambiante dans l'azote

liquide la condition  $\theta_{ci} < L_i$  et il se formera toujours, pendant le début du refroidissement, une couche de caléfaction.

C'est ce qui justifie dans la présente étude le choix de l'azote liquide comme fluide de trempe. Le dépôt n'influera jamais le refroidissement par son effusivité ; la formation de la couche de caléfaction est inévitable.

## II-2-2 Influence du dépôt

De nombreuses expériences nous ont montré qu'un dépôt mince de paradibromobenzène accélère le refroidissement dans l'azote liquide bien que cette substance ne satisfasse pas à la condition de contact brusque. Nous avons pensé qu'il se produit un autre phénomène lié à des perturbations de la caléfaction. Nous avons déjà mis en évidence, après BEURTHERET, un effet de ce genre en régime quasi permanent, au moyen d'ailettes [14]. Nous avons donc entrepris une étude systématique plus générale sur les procédés de déstabilisation de la couche de caléfaction.

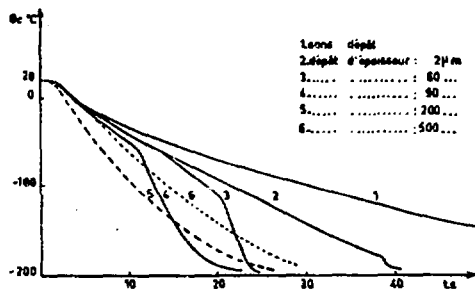
Nous avons déjà montré [14] que la présence d'ailettes usinées sur la surface de l'éprouvette déstabilise la caléfaction. Ce procédé classique en thermique industrielle conviendrait aussi à la trempe s'il n'exigeait pas un usinage et s'il n'affectait pas la forme des pièces. Cependant, l'analyse des phénomènes résultant de la présence d'ailettes, permet de mieux comprendre l'existence d'une valeur critique de la résistance superficielle de l'éprouvette.

Nous réalisons des résistances thermiques superficielles en entourant l'éprouvette d'un dépôt de faible conductivité thermique.

Nous avons enduit une série d'éprouvettes cylindriques de 10 mm de diamètre et de 10 mm de hauteur, d'un film de plus en plus épais de caoutchouc synthétique qui se polymérise à l'air. Nous avons choisi cette

substance dont nous ne connaissons malheureusement pas la conductivité thermique, parce qu'elle permet de réaliser aisément des dépôts d'épaisseur voulue.

La figure 12 montre les courbes de refroidissement par trempe dans l'azote liquide, d'une part d'un cylindre nu et, d'autre part, de différents cylindres recouverts de dépôts de 20, 60, 90, 200 et 500  $\mu\text{m}$



recouverts de dépôts de 20, 60, 90, 200 et 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

En observant ces courbes, nous remarquons que, lorsque l'épaisseur du dépôt augmente :

Figure 12  
 Refroidissement à cœur de différentes éprouvettes cylindriques ( $D=10\text{mm}$ ,  $h=10\text{mm}$ ) nues et enrobées de résine synthétiques pour différentes épaisseurs du dépôt

1) Le refroidissement est très accéléré. Par exemple, à  $-100^\circ\text{C}$ , la vitesse du refroidissement du cylindre nu est de  $3^\circ\text{C/s}$ , celle du cylindre recouvert d'un dépôt de  $90 \mu\text{m}$  d'épaisseur est de  $22^\circ\text{C/s}$  soit plus de 7 fois plus élevée.

2) La température de transition augmente : le régime de caléfaction est déstabilisé. Par exemple pour le cylindre nu, la caléfaction dure 70 s et pour le cylindre recouvert d'un dépôt de  $90 \mu\text{m}$  d'épaisseur, elle dure seulement 10 s. Elle est totalement supprimée lorsque le dépôt est épais de  $200 \mu\text{m}$ .

3) Lorsque la caléfaction existe, la vitesse de refroidissement pendant ce régime augmente. Elle passe d'une valeur moyenne de  $5^\circ\text{C/s}$  pour le cylindre nu à  $20^\circ\text{C/s}$  pour le cylindre enrobé d'un dépôt de  $90 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

Ce refroidissement n'obéit plus à la loi de Newton : le coefficient  $h$  de passage de la chaleur n'est plus constant ; il varie avec la température.

Le refroidissement le plus rapide est atteint lorsque le dépôt possède une certaine épaisseur que nous convenons d'appeler épaisseur critique. Il semble dû exclusivement à un processus assez voisin de l'ébullition nucléée. Dans le cas étudié, l'épaisseur critique est de l'ordre de 200  $\mu\text{m}$ . Au-delà de cette épaisseur, le refroidissement est dû au même processus, mais sa vitesse diminue car le dépôt joue alors le rôle d'écran thermique et ralentit la conduction de la chaleur dans le solide.

La figure 13 représente les variations, en fonction de l'épaisseur du dépôt, de la vitesse moyenne de refroidissement de l'éprouvette depuis

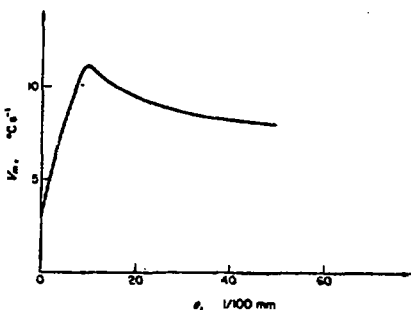


Figure 13  
Variations, en fonction de l'épaisseur  
du dépôt, de la vitesse moyenne  
de refroidissement

la température ambiante jusqu'à une température de  $\sim 180^\circ\text{C}$ . Elle résume les observations précédentes et montre bien que le refroidissement le plus rapide est réalisé pour l'épaisseur critique. Il est donc préférable d'utiliser un dépôt un peu trop épais plutôt qu'un dépôt un peu trop mince.

### II-2-3 Interprétations

De ces observations, nous pouvons déduire le mécanisme d'action d'un dépôt isolant qui augmente de façon considérable la vitesse de refroidissement.

Lors du contact brusque, le dépôt, de faible coefficient d'arrachement thermique, voit la température de sa surface extérieure diminuer brutalement et atteindre instantanément la température  $\theta_{ci}$  de contact brusque (figure 14). Cette température est, comme nous l'avons montré

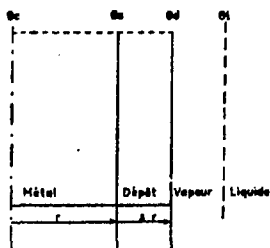


Figure 14

Schéma d'un dépôt d'épaisseur  $\Delta r$  : notation des différentes températures

précédemment, plus élevée que la température critique  $L_i$  de l'azote liquide. Il se forme un film de caléfaction. La température de l'interface éprouvette-dépôt  $\theta_s$  varie peu car, à cet instant initial, tout l'écart de température est localisé dans le dépôt dont la surface est isolée du liquide par une couche de vapeur. Cet écran thermique supplémentaire a pour effet de réduire considérablement le flux de chaleur évacué par l'éprouvette.

La loi de Fourier :

$$\frac{\phi}{s} = -\lambda \frac{\theta_s - \theta_d}{\Delta r}$$

permet de conclure que la température  $\theta_d$  remonte, alors que  $\theta_s$  n'a pas eu le temps de varier beaucoup. Le dépôt joue alors le rôle d'un écran thermique et, d'après la loi de Fourier, le flux  $\frac{\phi}{s}$  transmis n'est plus suffisant pour entretenir la couche de caléfaction : la vapeur se recon-dense dans le liquide plus vite qu'elle n'est produite. Le contact direct entre le dépôt et le liquide est rétabli : le refroidissement est assuré localement par un mécanisme assez voisin de l'ébullition. La température  $\theta_d$  descend à nouveau brutalement et, selon la loi de Fourier, le flux de chaleur augmente, ce qui entraîne une vaporisation plus intense.

Comme  $\theta_d$  est supérieure à la température limite  $L_i$  le film de vapeur se reconstitue mais il est aussitôt détruit selon le même processus. Il s'établit ainsi un passage discontinu de la chaleur qui traverse la surface

par bouffées successives, parce que la chute de température dans le dépôt, alternativement très élevée et très faible, fait passer un flux alternativement très élevé et très faible. Ce mécanisme inhabituel nous a paru en tous points identique à celui que MOREAUX a cinématographié et appelé ébullition larvée [15]. A ce phénomène correspond un coefficient  $h$  de passage de la chaleur intermédiaire entre ceux qui caractérisent la caléfaction et l'ébullition nucléée.

Au cours du refroidissement,  $\Theta_d - \Theta_L$  décroît. Il arrive un moment où cette différence est assez faible pour que l'ébullition nucléée s'établisse.

Discutons maintenant de l'influence de l'épaisseur du dépôt.

1) Cette épaisseur est extrêmement faible

Si le dépôt ne peut pas intervenir par son effusivité, son action sur le refroidissement est nulle. C'est bien le cas pour la trempe dans l'azote liquide car la couche d'oxyde de nickel qui recouvre l'éprouvette ne joue qu'un rôle très limité. Le régime d'ébullition débute un peu plus tôt parce que la température  $\Theta_d$  de la surface du dépôt est légèrement inférieure à la température qu'aurait la surface du métal nu. Cet effet est pratiquement indécélable par un couple placé au centre de l'éprouvette.

2) Le dépôt a une épaisseur  $\Delta r$  inférieure à l'épaisseur critique

Il s'établit un régime d'ébullition larvée qui laisse passer une densité de flux de chaleur plus élevée que celle qui serait transmise en l'absence de dépôt. La fraction de la surface de l'éprouvette qui, à un instant donné, est mouillée est d'autant plus importante que l'épaisseur du dépôt est plus voisine de l'épaisseur critique ; l'ébullition larvée tend progressivement vers l'ébullition nucléée.

### 3) L'épaisseur du dépôt dépasse l'épaisseur critique

Le flux de chaleur qui le traverse est trop faible pour vaporiser la masse de liquide nécessaire à l'entretien de la couche de caléfaction. Un mécanisme d'ébullition nucléée s'établit dès le début de la trempe. Cependant le passage de la chaleur est légèrement freiné par le dépôt dont la résistance thermique est élevée. Enfin, lorsque l'épaisseur du dépôt augmente encore, le refroidissement est toujours assuré par un mécanisme d'ébullition ; mais sa vitesse diminue car l'effet de la couche devient prépondérant. En outre, il faut évacuer la quantité de chaleur supplémentaire correspondant à la chaleur sensible de ce dépôt.

*C'est quand le dépôt possède l'épaisseur critique que le refroidissement est le plus rapide.*

#### II-2-4 Répartition de la température dans le dépôt

L'interprétation proposée montre que ; globalement la densité de flux de chaleur est assez élevée. La loi de Fourier appliquée à la conduction dans le dépôt soit :

$$\frac{\phi}{s} = -\lambda \frac{(\theta_s - \theta_d)}{\Delta r}$$

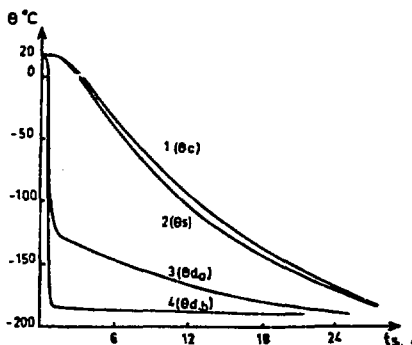
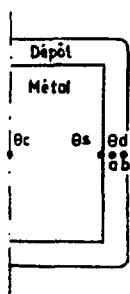
implique donc que l'écart de température entre la face d'entrée et la face de sortie du dépôt est important. Nous avons déterminé expérimentalement cet écart en plaçant la soudure du thermocouple à l'intérieur du dépôt en des positions de plus en plus éloignées de la surface de contact métal-dépôt. Le second couple est placé au centre de l'échantillon. La température qu'il mesure est voisine de celle de l'ensemble du métal, car le diamètre de l'éprouvette et la vitesse de refroidissement ne sont pas élevés.



En fait, pour un cylindre de 10 mm de diamètre, nous montrons dans le chapitre III, que l'écart maximal de température entre le centre et la surface du cylindre métallique n'excède jamais 10°C.

Au cours de la trempe depuis la température ambiante jusqu'à celle de l'azote liquide d'une éprouvette de 10 mm de diamètre et de 10 mm de hauteur enduite d'un dépôt de résine d'épaisseur critique nous avons enregistré, en fonction du temps, la courbe des variations de la température  $\theta_c$  au centre de l'éprouvette.

La figure 15 représente l'éprouvette enrobée d'un dépôt. Nous enregistrons, en fonction du temps, les variations de la température  $\theta_c$



au centre de l'éprouvette et de la température en deux points du dépôt dont l'un est situé à proximité de la surface métallique et l'autre au voisinage de la surface extérieure du dépôt. Sur la figure 15 nous avons également porté les variations de la température  $\theta_s$  calculée. Les courbes montrent que pratiquement, tout l'écart de température est localisé dans le dépôt. En effet, dès la première seconde du refroidissement, la surface intérieure du dépôt est à une température voisine de 20°C, alors que la

Figure 15  
Schéma de la coupe d'une éprouvette, notation des températures et courbes de refroidissement correspondantes

surface extérieure se trouve à près de -180°C. L'écart de température ( $\theta_o - \theta_L$ ) de 200°C s'est localisé dans le dépôt dont l'épaisseur approximative de 0,3 mm est supérieure à l'épaisseur critique. La température

de la face solide en contact avec le liquide est inférieure à  $L_1$  : le régime d'ébullition nucléée s'instaure donc dès le début du refroidissement.

Ces observations sont en parfait accord avec notre interprétation.

En régime d'ébullition larvée, nous devrions observer une fluctuation de la température superficielle du dépôt autour d'une valeur moyenne constamment décroissante. D'un point de vue expérimental, cette mesure de température ne peut être réalisée à l'aide d'un thermocouple, car à l'échelle des phénomènes de vaporisation, la soudure sensible, aussi fine soit-elle, ne peut donner qu'une valeur moyenne. Il faudrait disposer d'une méthode ponctuelle de mesure de la température d'une surface en régime rapidement variable donc avec un temps de réponse très faible. La détection et l'analyse du rayonnement infrarouge émis par la surface permet de mesurer les variations de la température superficielle de l'éprouvette. L'utilisation de détecteurs pyroélectriques ou de dispositifs d'optoélectronique semble devoir être une méthode prometteuse.

#### II-2-5 Conditions limites d'application

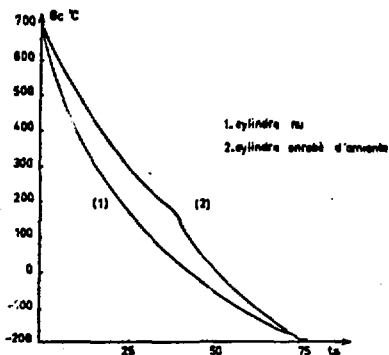


Figure 16

Refroidissement d'un cylindre en nickel ( $\varnothing=10\text{mm}$ ,  $h=10\text{mm}$ ) nu puis enrobé d'un millimètre d'amiante depuis  $\theta_0=700^\circ\text{C}$  dans l'azote liquide

Nous avons trempé dans l'azote liquide depuis une température initiale de  $700^\circ\text{C}$  un cylindre de nickel enrobé d'une couche de fibres d'amiante épaisse d'un millimètre. La courbe de refroidissement (figure 16) met en évidence jusqu'à  $350^\circ\text{C}$  un régime d'ébullition larvée, suivi d'un régime d'ébullition nucléée. Dans ce cas extrême, l'effet d'écran est tel que la vitesse de refroidissement est encore plus faible que celle

que l'on obtient en régime de caléfaction, par trempe d'un cylindre nu.

Le procédé du dépôt résistant n'est donc pas applicable aux trempes rapides effectuées depuis des températures initiales élevées sauf dans le cas où la substance de faible conductivité thermique peut être déposée en couche très mince.

Quand la résistance thermique de passage atteint la valeur critique  $R_c$ , le transfert de chaleur est assuré par un processus de vaporisation qui, dès le début du refroidissement, est très voisin de l'ébullition nucléée. C'est, comme nous l'avons montré, dans ces conditions que le refroidissement est le plus rapide.

Pour définir l'épaisseur optimale du dépôt, il faut déterminer la valeur de  $R_c$  correspondant à chaque température initiale de trempe  $\Theta_0$ . Dans ce but, nous avons enrobé une série d'éprouvettes cylindriques en nickel, de 10 mm de diamètre et de 10 mm de hauteur, d'une couche de sulfate de calcium d'épaisseur connue. En pratique le dépôt est constitué de plâtre de Paris qui peut être facilement poli pour l'amener à l'épaisseur voulue. Nous effectuons ensuite un recuit à une température supérieure à 300°C qui, comme l'étude radiocristallographique l'a montré, le transforme en anhydrite irréversible  $\text{CaSO}_4$ , de structure orthorhombique. Après trempe depuis 800°C dans l'eau, le dépôt conserve la même structure ; aucune réaction accompagnée d'effets thermiques n'est observée au cours du chauffage ou de la trempe. Ce dépôt d'anhydrite irréversible, parfaitement stable dans nos conditions expérimentales, possède une conductivité thermique faible, voisine de  $7 \cdot 10^{-4} \text{ cal.cm}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

L'éprouvette enrobée d'une couche d'épaisseur connue d'anhydrite irréversible, est trempée dans l'azote liquide depuis différentes températures initiales. Par approches successives, nous déterminons la température  $\Theta_0$  pour laquelle on obtient directement l'ébullition nucléée,

ce qui permet de calculer  $R_c$ . Nous déterminons ensuite les variations de  $R_c$  en fonction de  $\theta_0$  (figure 17). Cependant, pour refroidir une éprouvette aussi rapidement que possible par trempe depuis une température élevée, on doit avoir recours à un dépôt dont la résistance thermique est très élevée. Or le dépôt participe au refroidissement car il ajoute sa chaleur sensible à celle de l'éprouvette. A résistance thermique équivalente, le dépôt d'une substance de faible conductivité thermique est plus intéressant, car plus mince, il accumule moins de chaleur. De plus, la conduction à travers un isolant limite le flux de chaleur que peut évacuer l'ébullition nucléée.

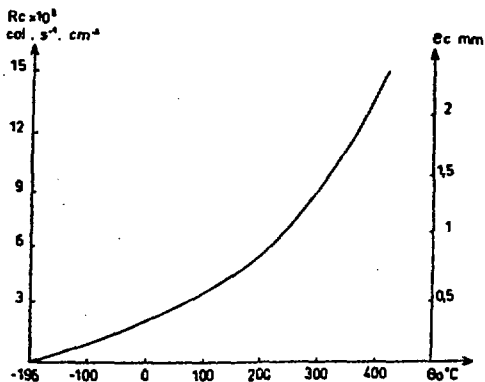


Figure 17

variations de la valeur critique de la résistance thermique  $R_c$  en fonction de la température initiale lors de la trempe dans l'azote liquide. Epaisseur correspondante de sulfate de calcium

Ces effets conjugués ralentissent considérablement le refroidissement quand on se trouve dans la condition  $\theta_{ci} \gg L_s$  qui exige l'emploi d'une résistance thermique très élevée. A partir d'une valeur critique  $T_0$  de  $\theta_0$  il n'est donc plus possible, quelle que soit la valeur de la conductivité thermique de la substance appliquée, d'accélérer le refroidissement à l'aide d'un dépôt.

Caractérisons le refroidissement par sa vitesse moyenne, la quantité  $\frac{\Delta\theta}{\Delta t}$  où  $\Delta\theta$  est la différence entre la température initiale de trempe  $\theta_0$  et la température du liquide  $\theta_L$  et  $\Delta t$  la durée totale du refroidissement. Cette approximation est justifiée dans ce cas particulier car la vitesse est quasi constante dans un large domaine de températures. Les résultats

expérimentaux sont résumés par la figure 18 qui porte, en fonction de  $\Theta_0$ , les variations de  $\frac{\Delta\Theta}{\Delta t}$  dans le cas de la trempe dans l'azote liquide.

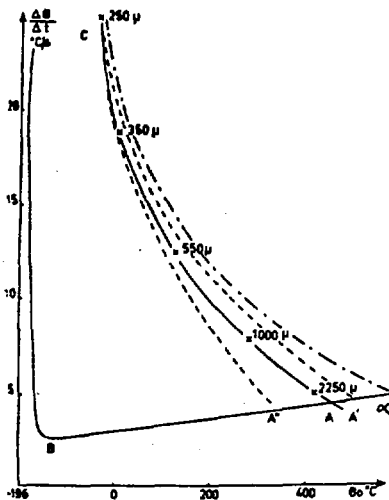


Figure 18  
Trempe d'une éprouvette cylindrique en nickel ( $\varnothing=10\text{mm}$ ,  $h=10\text{mm}$ ). Variations de la vitesse moyenne de refroidissement en fonction de la température initiale de trempe

- pour :
- AB : L'éprouvette nue pendant la caléfaction.
  - BC : L'éprouvette nue pendant l'ébullition nucléée.
  - AC : L'éprouvette enrobée d'anhydrite d'épaisseur critique.
  - A'C et A''C : L'éprouvette enrobée d'un dépôt de conductivité différente de celle de l'anhydrite.
  - OC : L'éprouvette enrobée d'un dépôt idéal de conductivité thermique très faible.

Les portions AB et BC caractérisent le refroidissement normal par caléfaction suivie d'ébullition nucléée pour un cylindre en nickel de 10 mm de hauteur. La portion AC représente le refroidissement de différents cylindres, identiques au précédent, mais enrobés d'une couche de sulfate de calcium d'épaisseur telle que sa résistance thermique ait la valeur  $R_c$ . Par exemple, depuis  $0^\circ\text{C}$  le refroidissement du cylindre enrobé est 7 fois plus rapide que celui du cylindre nu,  $\frac{\Delta\Theta}{\Delta t}$  passant de 2,5 à  $17,5^\circ\text{C/s}$ . Le point C est indéterminé,  $\Delta\Theta$  et  $\Delta t$  étant nuls quand  $\Theta_0 = -196^\circ\text{C}$ . D'autre part, quand  $\Theta_0 = T_0 = 450^\circ\text{C}$ ,  $\frac{\Delta\Theta}{\Delta t}$  atteint, pour le cylindre enrobé, la même valeur que pour le cylindre nu ; au-delà,  $\frac{\Delta\Theta}{\Delta t}$  devient plus petit pour le cylindre enrobé. La courbe AC' correspondrait au dépôt d'une substance de plus faible conductivité thermique que le sulfate de calcium et A''C au dépôt d'une substance meilleure conductrice.

La représentation des variations de  $\frac{\Delta\Theta}{\Delta t}$  en fonction de  $\Theta_0$  que nous avons utilisé, résume correctement nos résultats expérimentaux, mais

présente l'inconvénient de ne pas faire apparaître directement les performances maximales qui sont réalisables. Elles apparaissent plus clairement sur la figure 19 qui représente, en fonction de  $\theta_0$ , les variations

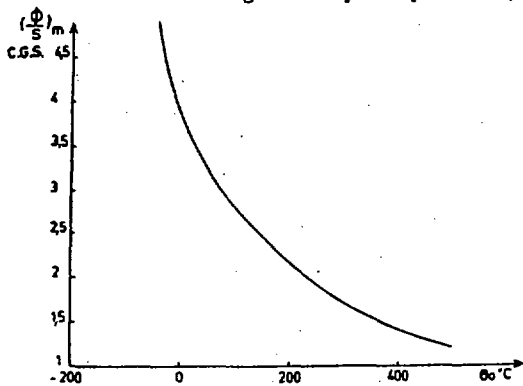


Figure 19

Variations, en fonction de la température initiale de trempe ; de la densité moyenne de flux de chaleur ; trempe dans l'azote liquide d'une éprouvette cylindrique ( $\varnothing=10$ mm,  $h=10$ mm) enrobée d'un dépôt de sulfate de calcium d'épaisseur critique capacité calorifique  $m'_2C'_2$  et de résistance  $R_c$  :

$$\left(\frac{\Delta Q}{\Delta t}\right)' = \frac{S'}{m_1C_1 + m'_2C'_2} \left(\frac{\theta}{S}\right)_m$$

A titre d'exemple, nous avons calculé la vitesse moyenne de refroidissement qui s'obtiendrait en trempant dans l'azote liquide, depuis différentes températures initiales, une éprouvette de 10 mm de diamètre et de 10 mm de hauteur recouverte par un dépôt idéal qui posséderait la résistance thermique critique et dont la capacité calorifique serait nulle. Les valeurs  $\frac{\Delta Q}{\Delta t}$  ainsi calculées sont les plus grandes que l'on puisse obtenir en augmentant la résistance thermique de passage. Elles sont représentées sur la courbe C de la figure 18. Cette courbe met en évidence les performances maximales rendues accessibles par l'application du dépôt idéal, dans le cas particulier de la trempe dans l'azote liquide. Notre

de la densité moyenne de flux de chaleur évacué, calculées à partir de la relation :

$$\left(\frac{\theta}{S}\right)_m = \frac{m_1C_1 + m_2C_2}{S} \cdot \frac{\Delta\theta}{\Delta t}$$

$m_1C_1$  est la capacité calorifique de l'éprouvette et  $m_2C_2$  celle du dépôt ;  $S$  est la surface extérieure de l'éprouvette enrobée du dépôt.

Il est ainsi plus commode de calculer la vitesse moyenne de refroidissement d'une éprouvette recouverte d'un dépôt de

procédé permet donc d'accélérer le refroidissement par trempe depuis une température initiale au plus égale à 600°C.

### II-3 Cas de la trempe à l'eau

#### II-3-1 Mise en oeuvre

Le mode complexe de vaporisation qui se substitue à la caléfaction est observable lors de la trempe dans tout liquide vaporisable et, en particulier, dans le cas de la trempe à l'eau. Il permet d'accélérer le refroidissement même lorsque la caléfaction est normalement inévitable pour la valeur  $E = \sqrt{\lambda c \rho}$  de l'effusivité superficielle du solide.

Dans ce cas particulier, les dépôts que nous réalisons doivent remplir les conditions essentielles suivantes :

- faible conductivité thermique ;
- tenue satisfaisante jusqu'à la température initiale de trempe ;
- résistance au choc thermique de la trempe.

Nous utilisons deux types de dépôts :

- l'anhydrite irréversible obtenue par chauffage de l'éprouvette enrobée de plâtre de Paris ;
- de zircone stabilisée à la chaux déposée à l'aide d'un chalumeau oxyacétylénique à projection de poudre.

L'anhydrite irréversible possède une très faible conductivité thermique (0,0007 CCS) et si le dépôt est très facile à réaliser l'épaisseur est difficile à faire varier dans le domaine des faibles épaisseurs. En pratique la résistance thermique ainsi réalisée dépasse toujours la valeur critique même lors de la trempe depuis 1000°C dans l'eau bouillante, ce qui ne permet pas de réaliser une étude détaillée des phénomènes.

Le dépôt de zircone est par contre beaucoup moins intéressant d'un point de vue thermique sa conductivité étant pratiquement 5 fois plus élevée que celle de l'anhydrite irréversible (0,035 CGS). Mais, avec la technique de projection que nous utilisons, il est possible de réaliser toute une gamme d'épaisseurs de dépôt depuis une dizaine de microns jusqu'à plus d'un millimètre. Le dépôt de zircone permet donc d'étudier l'influence de la présence d'une résistance thermique sur les mécanismes du refroidissement par trempe dans l'eau. Outre son intérêt pratique, la trempe dans l'eau offre un intérêt supplémentaire : il est aisé de déplacer dans l'échelle des températures les domaines d'existence des différents modes de vaporisation en modifiant la température de l'eau, ce qui est évidemment très difficilement réalisable avec l'azote liquide. Par contre, l'effusivité du dépôt intervient aussi pour éliminer la caléfaction, ce qui n'était jamais le cas lors de la trempe dans l'azote liquide.

Compte-tenu de ces faits, il est possible d'effectuer la même étude des mécanismes de vaporisation et de retrouver les paramètres importants que nous avons dégagés de l'étude de la trempe dans l'azote liquide. Les phénomènes observés sont qualitativement les mêmes ; nous les décrivons rapidement à partir de l'étude de MUNSCH [16] sur les caractéristiques pratiques de l'application de la technique du dépôt utilisée pour améliorer les conditions de trempe des aciers.

MUNSCH [16] a fait une étude systématique de la trempe depuis 850°C. dans l'eau bouillante d'éprouvettes enrobées de zircone d'épaisseur variant entre 25 et 1000  $\mu\text{m}$ . Les courbes obtenues ont une allure tout-à-fait identique à celle de notre figure (12). Le refroidissement le plus rapide est obtenu lorsque l'épaisseur du dépôt atteint 400  $\mu\text{m}$ .

Dans les mêmes conditions on peut tracer les courbes de variation de la vitesse moyenne de refroidissement dans l'intervalle  $\theta_0 - 300^\circ\text{C}$  en



fonction de l'épaisseur du dépôt (figure 20). Les courbes analogues à celle de notre figure 13 montrent que les phénomènes mis en jeu sont tout-à-fait identiques. De plus nous notons que l'efficacité du dépôt d'anhydrite irréversible est beaucoup plus grande que celle du dépôt de zircon (vitesse moyenne 11 fois plus grande quand  $R = R_c$  par rapport à l'éprouvette nue contre 4,5 pour la zircon). Il a également étudié l'influence de la température initiale de trempé sur  $R_c$ . Les valeurs qu'il obtient sont données sur la figure 21.

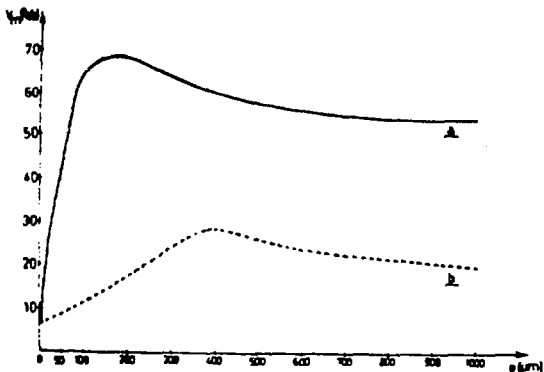


Figure 20  
Variations de la vitesse moyenne de refroidissement d'un cylindre en nickel ( $\varnothing=16\text{mm}$ ,  $h=48\text{mm}$ ) enrobé a- c'un dépôt de sulfate de calcium b- de zircon d'épaisseur optimale trempée depuis  $850^\circ\text{C}$  dans l'eau bouillante

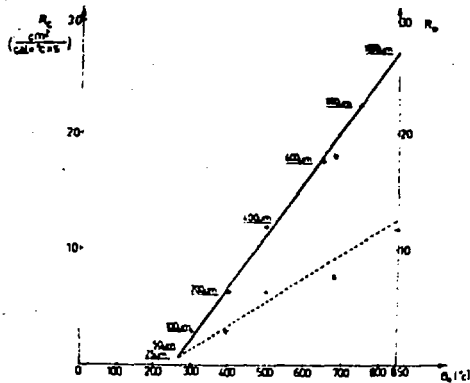


Figure 21  
Influence de la température initiale de trempé  $\theta_0$  sur la résistance critique  $R_c$  et la résistance optimale  $R_0$  (dépôt de zircon) lors de la trempé du cylindre en nickel de 16mm de diamètre, dans l'eau à  $100^\circ\text{C}$

Les vitesses moyennes maximales que l'on peut attendre d'un dépôt de résistance critique lors de la trempe de l'éprouvette depuis différentes températures initiales sont données par la figure 22.

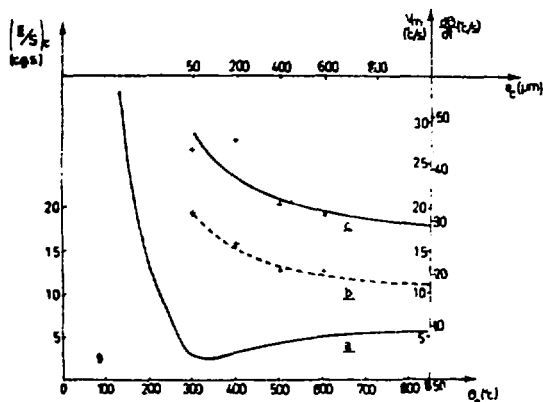


Figure 22

Influence de la température initiale de trempe et de l'épaisseur critique qui lui correspond, sur la densité critique de flux de chaleur (b) et sur la vitesse maximale de refroidissement, (c) ; La courbe (a) est celle de la figure 20

Les résultats apparaissent qualitativement identiques à ceux que l'on a obtenus lors de l'étude de la trempe dans l'azote liquide.

MUNSCH [16] a en outre étendu son étude au cas de la trempe dans l'eau prise à différentes températures. Il a alors tracé une courbe (figure 23) épaisseur critique-température de l'eau qui définit deux domaines selon que le refroidissement s'effectue uniquement par ébullition nucléée ou qu'il s'effectue selon la séquence -ébullition larvée-ébullition nucléée.

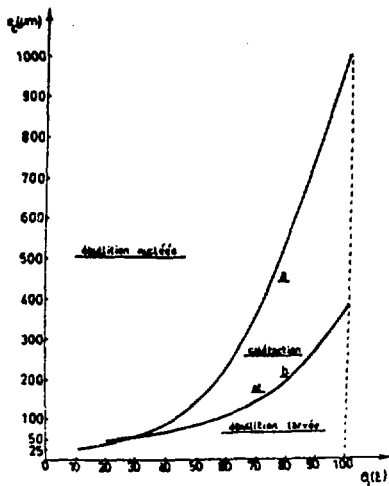


Figure 23

Variations de l'épaisseur critique en fonction de la température de l'eau,  $\theta_L$ , la température initiale de trempe étant constante et égale à  $850^\circ\text{C}$  (courbe a) et modes de vaporisation observés dans le cas d'un dépôt de zircône

Cette courbe a une pente élevée dès que  $\theta_L > 50^\circ\text{C}$ . Il faut donc être prudent lors de la détermination de  $R_c$ . En particulier il est sage de choisir toujours  $R$  un peu plus grand que  $R_c$  on compense ainsi l'élévation de la température du liquide ; et sans que l'augmentation apparaisse sur la courbe de refroidissement (figure 20).

### II-3-2 Résultats expérimentaux

La présence de la résistance thermique superficielle  $R > R_c$  permet donc d'éliminer la caléfaction en lui substituant un régime d'ébullition nucléée, rendu un peu moins efficace. Ce procédé est d'autant plus intéressant que la caléfaction qui serait apparue serait de plus longue durée. Il sera pleinement exploitable lors de la trempe de grosses pièces qui donne lieu à un régime de caléfaction particulièrement long.

#### II-3-2-1 Cas des pièces de grandes dimensions

Nous avons trempé dans l'eau froide un cylindre en nickel de 60 mm de diamètre et de 75 mm de hauteur depuis la température initiale  $\theta_0 = 850^\circ\text{C}$  dans l'eau à  $20^\circ\text{C}$ . C'est habituellement dans ces conditions

que l'on obtient le refroidissement le plus rapide. La courbe 2 de la figure 24 représente la trempe de la même éprouvette dans les mêmes conditions mais après application d'une couche d'environ 2 mm d'épaisseur de plâtre. Le centre de l'éprouvette nue atteint 500°C en 27 secondes contre 16,5 secondes pour l'éprouvette enrobée qui se refroidit donc environ 1,7 fois plus rapidement.

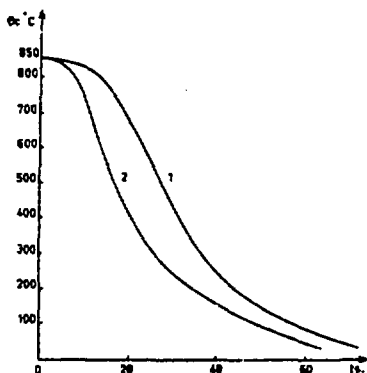


Figure 24  
 Courbes de refroidissement d'une éprouvette cylindrique en nickel ( $\varnothing=60\text{mm}$ ,  $h=75\text{mm}$ ) trempée dans l'eau à 20°C  
 1- éprouvette nue  
 2- éprouvette enrobée de 1mm d'anhydrite

### II-3-2-2 Trempe depuis des températures élevées

Pour les températures initiales  $\theta_0$  supérieures à 1300°C il n'existe plus de substance susceptible de conférer à l'effusivité superficielle de l'éprouvette une valeur qui permet de réaliser  $\theta_{ci} < L_i$  même dans le cas de l'eau froide. La seule façon d'accélérer le refroidissement consiste à augmenter la résistance thermique de passage entre l'éprouvette et le liquide de trempe.

A titre d'exemple, nous avons trempé, depuis  $\theta_0 = 1000^\circ\text{C}$  un cylindre en nickel de 16 mm de diamètre et de 48 mm de hauteur dans l'eau

à 20°C. Les courbes de refroidissement de la figure 25 montrent l'existence d'un palier de caléfaction lors de la trempe du cylindre nu.

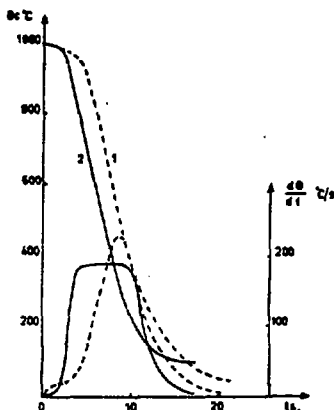


Figure 25  
 Courbes de refroidissement  
 $\theta_c = f(t)$  et vitesse de refroidissement  
 $\frac{d\theta}{dt}$  d'une éprouvette cylindrique  
 en nickel ( $\varnothing=16\text{mm}$ ,  $h=48\text{mm}$ )  
 trempée depuis 1000°r dans  
 1- l'eau à 20°C, éprouvette nue  
 2- l'eau bouillante, éprouvette  
 enrobée de 1mm d'anhydrite

La vitesse de refroidissement enregistrée lors de la trempe de l'éprouvette enrobée présente une valeur moyenne plus élevée et un maximum moins important que pour l'éprouvette nue. La présence de la résistance thermique superficielle procure donc un refroidissement rapide caractérisé par une vitesse constante, dans un très large domaine de températures comprises entre 950 et 200°C, alors que pendant la trempe de l'éprouvette nue la vitesse de refroidissement subit des variations très brutales. Cette observation a des conséquences très importantes sur le niveau des contraintes thermiques qui se développent au sein du métal pendant la trempe. Nous en reparlons au cours du dernier chapitre.

### II-3-3 Caractéristiques du refroidissement quand R est supérieur à $R_c$

Les données qui intéressent le plus le métallurgiste sont les variations de la température au sein de la pièce. La répartition de température à l'intérieur du dépôt échappe à l'analyse car la température

n'est définie que ponctuellement et subit des variations très rapides. Ne disposant pas de conditions aux limites, il est très difficile de calculer les répartitions de températures dans le métal. Il faut donc les mesurer directement.

Sur la figure 26 nous donnons les lois de refroidissement de quatre points régulièrement espacés entre le centre et la surface de l'éprouvette.

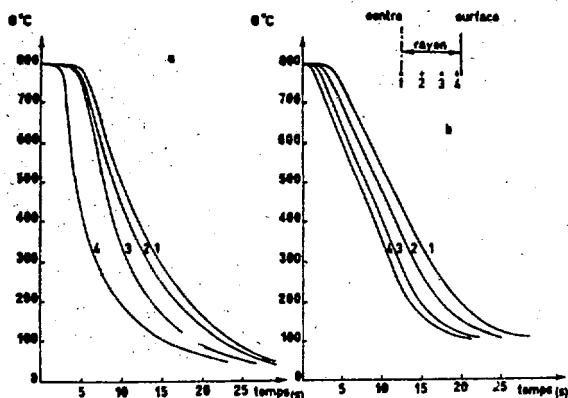


Figure 26  
 Courbes de refroidissement  
 en différents points d'une  
 éprouvette en nickel  
 ( $\varnothing=35\text{mm}$ ,  $h=105\text{mm}$ ) trempée  
 depuis  $800^\circ\text{C}$  dans  
 a- l'eau à  $20^\circ\text{C}$ ,  
 éprouvette nue  
 b- l'eau bouillante  
 éprouvette enrobée  
 de  $1\text{mm}$  d'anhydrite

Nous remarquons que sur un très large domaine de températures, la vitesse de refroidissement est constante pour l'éprouvette enrobée alors qu'elle subit des variations très brutales lors de la trempe de l'éprouvette nue. Corrélativement le gradient dans la pièce reste constant au cours de la trempe de l'éprouvette enrobée d'un dépôt d'épaisseur bien choisie. De plus, à un instant donné, la répartition de températures entre le centre et la surface présente une variation plus régulière que pour l'éprouvette nue.

La présence d'une résistance thermique convenablement choisie à la surface de l'éprouvette de trempe procure un refroidissement rapide d'autant plus intéressant qu'il présente les deux particularités suivantes :

- absence de choc thermique dû au changement de mode de vaporisation (la transition caléfaction-ébullition est supprimée) ;
- minimum de choc thermique dû aux conditions variations rapides du gradient de température pendant l'ébullition nucléée (vitesse de refroidissement constante).

De plus, comme nous le montrerons plus loin, le dépôt superficiel permet d'atténuer l'anisothermie de l'éprouvette pendant le refroidissement.

Ces considérations laissent présager l'intérêt considérable de la technique de refroidissement qui consiste à utiliser un dépôt de résistance thermique contrôlée : il est possible de refroidir vite tout en assurant un minimum de contraintes, donc de déformations ou de défauts de trempe. Ces considérations permettent de s'évader du dilemme dans lequel paraît se trouver le praticien, quand il doit choisir entre un refroidissement rapide accompagné de risque d'apparition de défauts de trempe et un refroidissement qui ne permet pas d'obtenir la structure voulue.

Les refroidissements ainsi réalisés peuvent être au moins aussi rapides que ceux que l'on obtient à l'eau froide, mais les contraintes internes qui en résultent seront toujours plus faibles.

#### II-4 Liaison résistance thermique-contact brusque

Précisons l'influence respective des paramètres  $E$  et  $R$  quand  $\Theta_{ci}$  est voisin de  $L_i$ . L'effusivité de l'anhydrite irréversible,  $E = 24,6$  unités MKH, donne, lors de la trempe à l'eau bouillante,  $T_i = 380^\circ\text{C}$ . Lorsque  $\Theta_o < 380^\circ\text{C}$ , on sait que le régime de caléfaction qui existe normalement au début de la trempe d'une éprouvette nue n'apparaît pas. En revanche, si  $\Theta_o > 380^\circ\text{C}$  donc si  $\Theta_{ci} > L_i$ , le refroidissement débute par la formation d'une gaine de vapeur aussitôt déstabilisée sous

l'influence de la résistance thermique du dépôt. La courbe de refroidissement enregistrée au centre de l'éprouvette ne permet cependant pas, du fait de l'effet d'écran, de mettre en évidence l'existence fugitive d'une couche de caléfaction (figure 27).

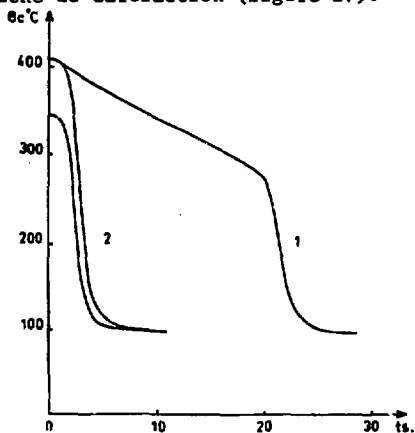


Figure 27  
 Courbes de refroidissement  
 d'une éprouvette en nickel  
 ( $\varnothing=10\text{mm}$ ,  $h=10\text{mm}$ ) lors de  
 la trempe dans l'eau bouillante  
 1- éprouvette nue  
 2- éprouvette enrobée de 0,5mm  
 d'anhydrite

Les courbes qui représentent les variations de la température  $\theta_c$  au centre de l'éprouvette en fonction du temps conservent la même allure, lorsque l'on passe du procédé radical d'élimination de la caléfaction par abaissement de l'effusivité superficielle au procédé plus progressif de perturbation plus ou moins importante pouvant aller jusqu'à l'élimination complète par effet de la résistance thermique du dépôt, bien que les méca-

nismes mis en jeu dans chacun de ces cas soient profondément différents. Les résultats obtenus sont les mêmes dans le domaine des températures initiales de trempe qui encadrent  $T_i$  où l'on passe de la méthode dite du "contact brusque" à la méthode dite "de la résistance thermique".

Dans le domaine de température où les deux procédés risquent d'entrer en compétition, il faut tenir compte de l'épaisseur du dépôt. L'élimination de la caléfaction par l'effusivité superficielle du dépôt ne dépend pas de l'épaisseur. Les domaines d'existence de l'ébullition et de la caléfaction comme mode initial de refroidissement sont séparés par une horizontale dans l'espace température initiale épaisseur du dépôt. Au contraire, comme nous l'avons montré, le dépôt, qui intervient par sa résistance thermique, peut éliminer complètement la



caléfaction si son épaisseur présente une valeur suffisante d'autant plus importante que la température initiale de trempe est plus élevée. Dans la pratique, pour un dépôt de nature donnée les deux phénomènes peuvent coexister ; leur limite respective d'influence est schématiquement donnée par la figure 28. Notons qu'au point A l'élimination de la

caléfaction peut procéder indifféremment de l'une ou de l'autre méthode ce qui n'est d'ailleurs pas surprenant si l'on se souvient que le mécanisme de l'influence de la résistance thermique sur le refroidissement débute par la chute de la température superficielle au moment de la prise de contact.

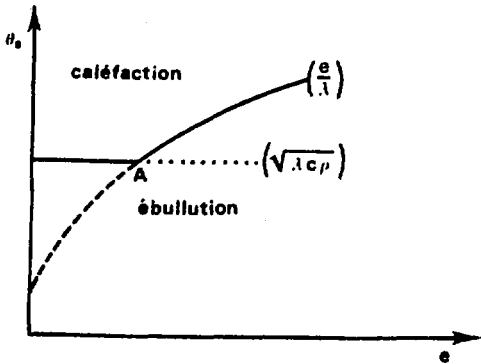


Figure 28

Schéma indiquant le mode vaporisation en fonction de la température initiale de trempe et de l'épaisseur du dépôt

Pour un dépôt donné, on peut déterminer l'épaisseur la plus intéressante pour assurer le refroidissement le plus rapide lors de la trempe depuis différentes températures (figure 29). Notons que la position du point A est liée à la racine carrée de la conductivité thermique  $\lambda$  et que la pente de la courbe BC, et en particulier la position du point B, sont liées à  $\lambda$ .

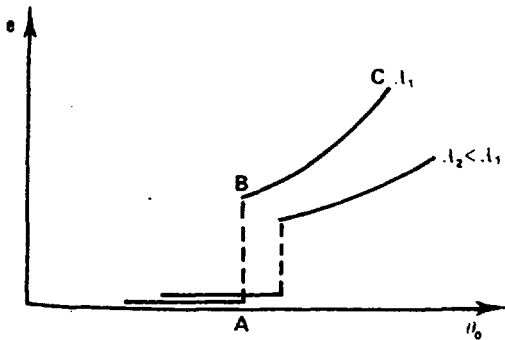


Figure 29

Schéma indiquant en fonction de la température initiale de trempe l'épaisseur optimale d'un dépôt pour deux valeurs de la conductivité thermique

## II-5 Applications métallurgiques

La mise en oeuvre d'une résistance thermique sur la surface de la pièce à tremper permet d'en accélérer le refroidissement parfois de façon très importante tout en limitant les risques de déformations : on supprime radicalement le choc thermique de la transition et les variations rapides de la vitesse de refroidissement pendant l'ébullition nucléée sont minimisées. Il en résulte qu'il devient possible de refroidir plus vite une pièce de dimensions données et par suite d'en accroître les propriétés mécaniques tant à coeur qu'en surface.

Il est aussi possible, si la dureté de l'éprouvette trempée est suffisante, d'utiliser un acier moins trempant, donc en général moins onéreux, pour obtenir des propriétés mécaniques identiques.

De plus, comme nous l'avons déjà remarqué, les contraintes d'origine thermique sont minimisées et l'on peut utiliser une résistance thermique superficielle pour éliminer les défauts de trempe, tout en assurant un refroidissement aussi rapide que celui auquel conduit l'eau très froide.

Ce sont ces considérations qui nous ont amené à étudier les applications pratiques du procédé de la résistance thermique. Nous avons plus particulièrement regardé deux cas très différents : celui des alliages d'aluminium et celui des aciers. Nous poursuivons actuellement l'étude du cas des alliages de titane dont l'intérêt est de simuler, du fait de leur très faible diffusivité thermique, la trempe de pièces d'acier très massives.

## II-5-1 Alliages d'aluminium

Ces alliages sont trempés depuis des températures inférieures à 500°C. Si l'on prend bien soin de maintenir la température de l'eau assez basse, il est possible de supprimer totalement le refroidissement par convection. Ces alliages sont très sensibles aux contraintes dues aux refroidissements et il est intéressant de mettre en oeuvre un procédé qui diminue les déformations. Par exemple nous avons trempé depuis 500°C des éprouvettes de 50 mm de diamètre d'un alliage de type dural. Dans l'eau à 20°C la dureté obtenue est de 190 HV 30 ; elle chute à 104 HV 30 pour la trempe à l'eau bouillante. Si l'on emploie un dépôt de résistance thermique bien choisie, la dureté obtenue par trempe à l'eau bouillante atteint alors 190 HV 30, soit la valeur obtenue par trempe classique dans l'eau froide. L'avantage de la présence d'une résistance thermique superficielle est d'obtenir la meilleure dureté, quelle que soit la température de l'eau. Cette constatation est intéressante pour la pratique industrielle où il est extrêmement difficile de maintenir la température d'un bac de trempe à 20°C.

## II-5-2 Cas des aciers

Les aciers sont un cas très intéressant en particulier pour leur température d'austénitisation assez élevée.

A titre d'exemple, nous avons comparé les courbes en U obtenues par trempe dans l'eau à 70°C d'une pièce cylindrique en acier de nuance 100 C 6 de 40 mm de diamètre après austénitisation de 45 minutes à 890°C. La pièce enrobée présente une dureté superficielle de 64 HR<sub>C</sub> contre seulement 50 pour la pièce non enrobée (figure 30 b). En outre, bien que la dureté à coeur de la pièce atteigne 57 HR<sub>C</sub> et corresponde à une structure essentiellement martensitique, on n'y distingue aucune tapure.

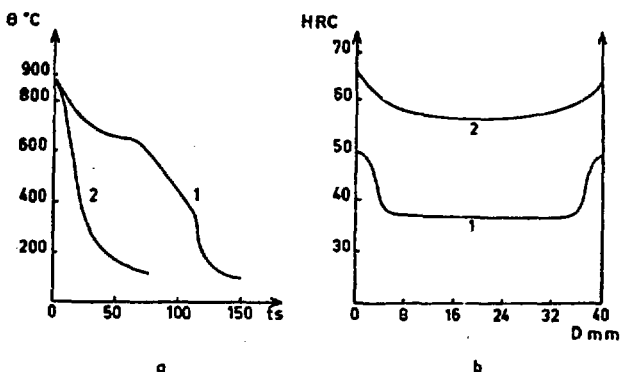


Figure 30

Trempe dans l'eau à 70°C depuis 890°C  
d'une éprouvette cylindrique  
( $\varnothing=40\text{mm}$ ,  $h=100\text{mm}$ ) en acier 100 C 6

a- courbes de refroidissement d'un point  
situé à 15mm de la surface

b- dureté Rockwell C mesurée après tron-  
çonnage sur un diamètre de l'éprou-  
vette

dans :

- 1- l'éprouvette nue
- 2- l'éprouvette enrobée d'un dépôt de  
0,5mm d'anhydrite

Au cours du refroidissement par trempe nous avons placé, à 15 mm de la surface de chacune des deux pièces, la soudure d'un couple thermo-électrique. La courbe 1 de la figure 30 a, correspond à la pièce trempée sans enrobage. Elle montre l'existence d'un palier situé un peu au-dessus de 600°C, dans le domaine des transformations de type perlitique. La courbe 2 représente le refroidissement d'un point homologue de la pièce enrobée. Elle ne laisse paraître aucun palier ni de recalescence, ni de caléfaction. La comparaison de ces deux courbes vient bien confirmer l'influence très favorable du dépôt sur la loi de refroidissement, sur la structure, donc sur les propriétés mécaniques obtenues.

MUNSCH [16] a poursuivi notre travail en étudiant systématiquement l'influence de la résistance thermique sur la trempe des aciers.

Il remarque que si, en général, la dureté superficielle ne varie que très peu, la présence d'un dépôt bien choisi accroît toujours la pénétration de trempe donc la dureté à coeur, quelle que soit la température de l'eau. Notons aussi que la présence d'une résistance thermique superficielle permet de conférer les mêmes propriétés à une pièce de grosses dimensions qu'à une pièce plus petite trempée de façon classique. Par exemple, pour l'acier XC 95 trempé dans l'eau à 70°C, un cylindre enrobé de 24 mm de diamètre a une meilleure pénétration de trempe qu'un cylindre nu de 18 mm de diamètre.

Nous montrerons aussi dans notre chapitre IV que la présence du dépôt de résistance thermique choisie permet, en plus de l'augmentation de trempabilité de l'alliage de supprimer très souvent les tapures de trempe.

## chapitre 3

### III- CALCUL DE LA REPARTITION DE LA TEMPERATURE DANS LE METAL PENDANT

#### LA TREMPE

Il est toujours intéressant de prévoir le processus de refroidissement par trempe des pièces que l'on doit traiter thermiquement. En effet, la connaissance à chaque instant de la vitesse de refroidissement en chaque point de la pièce permet de connaître, à l'aide des courbes TTT, la structure obtenue après trempe. On peut ainsi apprécier la pénétration de trempe dans la pièce traitée. Il est alors possible d'une part de calculer les contraintes thermiques résultant de la dilatation du métal et d'autre part, d'estimer les contraintes dues aux transformations structurales.

Réciproquement, si les propriétés de l'éprouvette de trempe sont parfaitement connues, on peut, grâce à un calcul utilisant sa loi de refroidissement au cours de la trempe dans un liquide donné, définir les grandeurs caractéristiques du pouvoir refroidissant du liquide donc, finalement, son mécanisme de vaporisation.

Pour que ces résultats aient un caractère général, il serait nécessaire que les grandeurs calculées soient indépendantes des propriétés de l'éprouvette ayant servi aux essais. Ainsi, des mesures effectuées à l'aide d'expériences de régime permanent permettent de tracer la courbe

caractéristique de vaporisation, dite "courbe de NUKIYAMA" [12].

Or, on observe [13] que tracée à partir d'une expérience de trempe, cette courbe présente des différences très sensibles par rapport à la courbe de NukiYama. Il est donc indispensable de tracer une courbe similaire, valable dans les conditions de trempe, c'est-à-dire en mode transitoire.

Il serait alors possible de calculer à partir des valeurs des flux de chaleur et des températures de transition caléfaction-ébullition nucléée obtenues, la courbe  $\Theta = f(x, t)$  en chaque point d'une pièce de géométrie simple au cours du refroidissement par trempe, sans qu'il soit nécessaire d'effectuer de nombreux relevés de température.

Cet aspect prévisionnel présente un grand intérêt lorsque, par exemple, il s'agit de tremper de très grosses pièces telles que des cylindres de laminoir pour lesquelles la mesure de vitesses de refroidissement est extrêmement délicate et très onéreuse car les perçages nécessaires rendent la pièce inutilisable. Cette détermination indirecte de  $\Theta(s, t)$  permettrait également le calcul des contraintes et la définition de la vitesse maximale admissible pour éviter les défauts de trempe.

De nombreux auteurs ont déjà abordé ce problème. Nous citerons deux publications récentes de HENRERER-STRASSLE et BRENNI [18] et de YAMAGUCHI-FUBUE et SIGEMATSU [19]. Les méthodes qu'ils utilisent sont des méthodes de résolution numérique fondées sur les lois de la conduction de la chaleur dans le solide et sur la loi de Newton à l'interface (proportionalité entre la densité de flux de chaleur évacuée et l'écart de température entre la surface du métal et le liquide de trempe). Le calcul effectué dans ces conditions n'est possible qu'au prix d'hypothèses simplificatrices qui sont toujours très discutables, car il est difficile de fixer des conditions aux limites qui soient à la fois vraisemblables et compatibles avec les possibilités de la technique de calcul. Le plus souvent ce calcul est

établi à partir de la valeur du coefficient de proportionnalité  $h$  introduit par la loi de Newton, déterminé expérimentalement. Les variations de ce coefficient au cours du refroidissement sont introduites par programmation linéaire ou par variation pas à pas. C'est très souvent là que se présentent les plus grandes difficultés : nous proposons d'examiner ces problèmes de conditions aux limites, sur la validité des calculs qui en résultent et sur les possibilités d'en appliquer les résultats au cas de la trempe de pièces industrielles.

### III-1 Détermination de la température superficielle

Pour étudier la vaporisation d'un liquide sur une surface chaude et, plus précisément pour déterminer les températures limites d'existence de chacun des modes de vaporisation et les coefficients de transfert correspondants, on peut faire appel à deux sortes d'expériences. Les premières mesures de NUKIYAMA [12], comme celles de la plupart des auteurs, ont été effectuées en régime permanent. Mais, si l'on veut parcourir un domaine étendu de températures, ou encore étudier des régimes dans lesquels la densité d'énergie est très élevée, il se pose des problèmes expérimentaux difficiles à résoudre, le "burn out" par exemple. Il est alors intéressant de faire appel à des méthodes de régime variable comme la trempe qui ont l'avantage de ne nécessiter qu'un appareillage simplifié et de permettre des expériences de faible durée. C'est au niveau de l'interprétation des résultats expérimentaux qu'apparaissent des difficultés : on est amené à faire des hypothèses simplificatrices, parfois non justifiables, ou à introduire un nombre important de facteurs supplémentaires qui n'apparaissent pas toujours de façon évidente. En effet, les valeurs numériques relevées pour les grandeurs caractéristiques du transfert de chaleur sont différentes de celles que l'on connaît grâce aux expériences antérieures en régime permanent. Ce fait fut bien mis en évidence par BLADFIELD [20], par BERGLER et THOMSON [21] et par BEURTHERET [22]. Pour expliquer ces différences, il faut faire intervenir des facteurs caractéristiques du régime variable parmi lesquels nous montrerons que l'anisothermie de la surface de l'éprouvette joue un rôle primordial.



Toutefois on ne peut déterminer par une mesure directe la température d'une surface qui se refroidit très rapidement. Il est donc difficile de tracer en régime de trempe, une courbe  $\log \frac{\phi}{S} = f(\log \Theta_S)$  qui correspond à celle qu'a tracée NUKIYAMA pour le régime permanent. Il faut, en plus, tenir compte du fait que, par suite de l'anisothermie la température de la surface dépend aussi de la position du point de mesure.

### III-2 Méthode de calcul

On détermine expérimentalement les variations de la température  $\Theta_c$  au centre de l'éprouvette car le refroidissement de ce point particulier rend compte de la valeur moyenne instantanée du coefficient de transfert de la chaleur sur l'ensemble de la surface. On est ainsi libéré du risque de mesurer une température qui ne serait représentative que du refroidissement particulier de la petite partie de la surface qui est la plus voisine du point de mesure. D'autre part, même si le métal est bon conducteur de la chaleur, on ne peut négliger le gradient de température dans l'éprouvette et moins encore ses variations dans le temps.

Ces considérations justifient la mise en oeuvre d'une méthode de calcul qui permettrait de déterminer, à partir de  $\Theta_c$ , la température superficielle de l'éprouvette pendant tout son refroidissement sauf, bien entendu, pendant le très bref instant du contact initial [23].

#### III-2-1 L'équation de la chaleur

La conduction de la chaleur au cours du refroidissement peut se ramener souvent au cas d'un écoulement unidirectionnel :

$$\alpha \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} = \frac{\partial \Theta}{\partial t} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\lambda}{c\rho}$$

La résolution de cette équation différentielle donne les variations de la température en fonction de la position dans l'espace  $x$  et du temps  $t$ . Compte-tenu des conditions aux limites propres au problème de la trempe (coefficient de passage  $h$  variable à la surface et gradient de température nul au centre), il n'existe pas de solution analytique satisfaisante qui fournisse une répartition spatio-temporelle de la température. Nous devons donc utiliser des méthodes numériques de résolution de l'équation de la chaleur.

Ces méthodes postulent la convergence des solutions approchées de l'équation différentielle vers sa solution vraie lorsque le pas d'itération atteint une valeur optimale. Il faut aussi s'assurer de la stabilité du calcul lorsque l'on augmente le nombre d'itérations. La difficulté d'application d'une telle méthode provient de la nécessité de répéter de façon séparée les opérations relatives à l'une et à l'autre des deux variables  $x$  et  $t$ . Il est donc préférable de lier ces deux variables par une relation arbitraire afin de se ramener au problème à une seule variable.

### III-2-2 Méthode explicite simple

Une méthode est explicite lorsque l'une des inconnues  $\Theta(x,t+1)$  peut être exprimée directement en fonction de termes connus  $\Theta(x,t)$  sinon la méthode est dite implicite. Cependant, comme nous le montrerons, la condition de stabilité qu'exige la méthode explicite nécessite des intervalles d'itération sur les temps très petits, ce qui implique un très grand nombre d'itérations.

Par contre la méthode implicite est inconditionnellement stable quelle que soit la valeur de  $\Delta t$ , mais la précision de la solution obtenue est liée à la petitesse de  $\Delta t$  et n'est pas meilleure que celle donnée par la méthode explicite.

On a donc cherché des schémas de calculs beaucoup plus complexes qui soient simultanément inconditionnellement stables, faciles à calculer et présentant une précision accrue par rapport aux méthodes simples. Ces méthodes complexes, assez récemment développées (RICHTMEYER 1957, DOUGLAS 1961,...) sont adaptées à un type de problème bien déterminé et comme le signale DARDEL [24] seule l'expérimentation numérique permet de choisir le meilleur schéma pour un programme particulier.

Pour le type de calculs qui nous intéressent, la précision qui peut-être réalisée par la méthode explicite simple paraît toujours supérieure à la précision avec laquelle les constantes physiques et les conditions aux limites sont connues. Si la lourdeur de cette méthode se traduit par un grand nombre d'itérations, c'est l'ordinateur qui se chargera de cette tâche, la simplicité de programmation du schéma étant à notre avantage.

Rappelons très brièvement le principe de cette méthode classique qui a été appliquée graphiquement par BINDER et SCHMIDT [25] pour la résolution de l'équation de la chaleur et plus particulièrement par JACQUES [26] au cas de la trempe :

Dans l'équation de la chaleur remplaçons les accroissements infiniment petits par des accroissements finis  $\Delta x$  et  $\Delta t$ . L'axe des espaces est divisé en N intervalles égaux  $\Delta x$  et l'axe des temps en M intervalles égaux  $\Delta t$ . La notation  $\Theta(K,L)$  représente la température au temps  $t_K = K\Delta t$  du point d'abscisse  $x_L = L\Delta x$ .

Nous avons :

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial t}\right)_{K,L} = \frac{\Theta(K+1,L) - \Theta(K,L)}{\Delta t}$$

et :

$$\left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2}\right)_{K,L} = \frac{\Theta(K,L+1) - 2\Theta(K,L) + \Theta(K,L-1)}{\Delta x^2}$$

L'équation de la chaleur s'écrit alors :

$$\Theta(K+1,L) - \Theta(K,L) = \frac{\lambda}{c\rho} \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \cdot [\Theta(K,L+1) - 2\Theta(K,L) + \Theta(K,L-1)]$$

L'étude de la stabilité des équations aux différences finies a fait l'objet de nombreux travaux. D'après LOWAN [27] l'étude du concept de stabilité s'effectue par la méthode des valeurs propres de la matrice de transformation aussi bien pour un schéma explicite que pour un schéma implicite. Ce calcul qui cherche les conditions suffisantes pour que l'erreur soit toujours bornée montre que les schémas implicites sont toujours inconditionnellement stables et que, pour que le schéma explicite soit stable, il faut assurer la condition :

$$\frac{\lambda}{c\rho} \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2}$$

Pour simultanément simplifier nos calculs et assurer la stabilité nous choisissons l'égalité, ce qui nous permet de lier les intervalles d'itération  $\Delta x$  et  $\Delta t$  :

$$\frac{\lambda}{c\rho} \frac{\Delta t}{\Delta x^2} = \frac{1}{2}$$

L'équation parabolique satisfait alors à l'équation aux différences suivantes :

$$\Theta(K+1, L) = \frac{\Theta(K,L+1) + \Theta(K,L-1)}{2}$$

Cette expression montre que la température au point d'indice L et au temps d'indice K+1 est la moyenne arithmétique des températures aux

points situés de part et d'autre du point considéré à l'instant K immédiatement antérieur.

### III-2-3 Géométrie cylindrique

Il suffit, dans le cas d'une géométrie cylindrique d'un changement de variable pour obtenir une relation équivalente à l'équation cartésienne.

L'équation de la chaleur s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)$$

Cette relation simplifiée néglige le flux de chaleur axial.

En remarquant que :

$$r \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)$$

avec le changement de variable  $\frac{dr}{r} = d\eta$  on peut écrire [28] :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2}$$

Cette expression est équivalente à celle qui a été établie dans le cas des coordonnées cartésiennes, mais les intervalles  $\Delta\eta$  qui partagent l'espace ne sont plus égaux.

On découpe le rayon R du cylindre en N tranches d'épaisseur  $\Delta R = (R/N)$ . On note  $R_L$  l'abscisse du milieu de chaque tranche, mesurée à partir du centre soit, en considérant le centre du cylindre comme tranche d'indice 1 :

$$R_L = \frac{R}{N} \left( L - \frac{1}{2} \right)$$

A chaque tranche réelle  $L$  correspond, après le changement de variable, une tranche dans l'espace transformé dont l'épaisseur  $e$  est liée à la position de la tranche considérée par la relation :

$$\Delta\eta_L = \frac{e/N}{R_L}$$

ou

$$\Delta\eta_L = \frac{1}{L - \frac{1}{2}}$$

### III-2-4 Condition initiale et conditions aux limites

#### a) Condition initiale

Dans le cas de la trempe, à l'instant initial la température est uniforme dans la pièce :

$$\Theta(r,0) = \Theta_0 \quad \forall r$$

#### b) Condition au centre

Comme le gradient radial de température est nul sur l'axe du cylindre, la température de la tranche qui jouxte le centre doit être prise égale à celle du centre [26].

#### c) Condition de surface

L'éprouvette dont la température uniforme est  $\Theta_0$  est brusquement plongée dans un fluide à la température  $\Theta_L$ . De part et d'autre de la surface, on applique le principe de conservation du flux de chaleur :

$$\lambda \left( \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)_S = -h(\Theta_S - \Theta_L)$$

traduite en coordonnées cylindriques cette relation s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \eta} = - \frac{\theta_S - \theta_L}{\lambda/hR}$$

Remarquons que cette relation définit la valeur de h et ne fait aucune hypothèse sur ses variations.

Dans l'espace transformé, tout se passe comme si l'échantillon présentait, sur sa face extérieure, une surépaisseur de valeur  $\lambda/hR$  d'un matériau fictif de même conductivité thermique que le métal, mais de chaleur spécifique nulle puisque sa surface extérieure est à la température  $\theta_L$  du liquide.

### III-2-5 Loi de récurrence

La tranche de rang L a une épaisseur  $\Delta \eta_L = \frac{1}{L - \frac{1}{2}}$ . Compte-tenu de la relation que nous avons établie dans le cas de  $\frac{1}{L - \frac{1}{2}}$  tranches d'égale épaisseur, on peut écrire :

$$\theta(K+1, L) - \theta(K, L+1) = \frac{L - \frac{1}{2}}{2L} [\theta(K, L-1) - \theta(K, L+1)]$$

Le calcul de la courbe de répartition de la température s'effectue en partant du centre et en déterminant pas à pas la température des différentes tranches, jusqu'à la surface. La loi de récurrence, qui permet de calculer la température sur la tranche L + 1 à partir de la température des tranches L et L - 1, s'écrit alors, toutes simplifications faites :

$$\theta(K, L+1) = \frac{2L \cdot \theta(K+1, L) - (L - \frac{1}{2}) \cdot \theta(K, L-1)}{L + \frac{1}{2}}$$

La condition de surface nous permet de déterminer h au temps K. Il suffit pour cela de connaître les températures sur les tranches N et N + 1 :

$$h(K) = \frac{\lambda}{R} \left( N + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{\Theta(K,N) - \Theta(K-1,N+1)}{\Theta(K,N) - \Theta_L}$$

L'initialisation du calcul implique la connaissance des températures dans les N premiers intervalles de temps. Ces températures sont toutes prises égales à  $\Theta_0$ .

Les itérations sont effectuées selon le modèle suivant valable pour un calcul à 6 tranches :

- Soit la condition de symétrie au centre :  $\Theta(K,1) = \Theta(K,2) \forall K$
- A l'itération d'indice K, on calcule  $\Theta(K,3)$  puis  $\Theta(K-1,4)$ ,  $\Theta(K-2,5)$ ,  $\Theta(K-3,6)$  et  $\Theta(K-4,7)$ , ce qui donne h au temps  $(K-5)\Delta t$
- Puis on calcule, à l'itération d'indice K + 1, la température des mêmes tranches en faisant augmenter K de 1. Cela permet de calculer h au temps  $[(K-5) + 1] \Delta t$
- Le calcul se poursuit en partant de la température  $\Theta(K,1)$  à tous les temps  $(K \cdot \Delta t)$  ou K varie de N à une valeur M qui définit le nombre total d'itérations effectuées sur la variable temps. M est calculé à partir de  $\Delta t$  et de la durée totale du refroidissement.

La tranche de rang L = 1 ne participe pas au refroidissement calculé de l'éprouvette. Il est donc nécessaire d'ajouter dans l'expression de l'intervalle de temps  $\Delta t$ , une tranche d'espace supplémentaire. Cette correction tient d'ailleurs compte de la réalité physique car le gradient de température n'est pas nul dans la tranche qui jouxte le centre.



L'intervalle de temps pour passer d'un profil de température à un autre se calcule alors par la relation :

$$\Delta t = \frac{c\rho}{2\lambda} \left( \frac{R}{N+1} \right)^2$$

Le calcul de la répartition de températures permet la détermination de :

- La vitesse de refroidissement du centre de l'éprouvette à chaque itération :

$$\left( \frac{d\theta}{dt} \right)_K = \frac{\theta(K,1) - \theta(K+1,1)}{\Delta t}$$

- La densité de flux de chaleur :

$$\left( \frac{\phi}{S} \right)_K = - \frac{\rho V c}{S} \left( \frac{d\theta}{dt} \right)_K$$

Nous disposons ainsi, avec toute la précision désirée, de toutes les grandeurs thermiques qui définissent le refroidissement par trempe d'une éprouvette cylindrique.

Remarquons qu'il est possible d'effectuer le calcul de façon différente ; à partir des variations du coefficient  $h$  de transfert de chaleur, on détermine les variations du profil de température et, en particulier, la loi de refroidissement du centre de l'éprouvette.

Le calcul automatique suppose qu'à chaque intervalle de temps d'indice  $K$ , la valeur de la température au centre soit connue. Or, si on prend l'exemple d'un cylindre de 16 mm trempé dans l'eau bouillante, le calcul effectué sur seulement 6 tranches implique un accroissement du temps  $\Delta t$  de 0,058 s. Pour représenter tout le refroidissement, il faut effectuer plus de 2000 itérations sur le temps alors que la courbe expé-

rimentale permet le relevé précis d'une cinquantaine de valeurs. Il faut donc déterminer par interpolation les 2000 valeurs nécessaires au calcul.

Nous avons choisi la méthode de l'approximation par les moindres carrés qui se justifie quand on considère la propriété suivante : si les valeurs mesurées  $f(x)$  sont obtenues avec une erreur  $\epsilon$  dont la répartition aléatoire obéit à une loi de Gauss, l'approximation la plus vraisemblable correspond à  $\sum \epsilon^2$  minimal [29]. Pour pouvoir développer chaque calcul pendant une durée suffisante, nous avons été contraint, compte-tenu de la capacité mémoire de la machine utilisée, de faire effectuer le programme en plusieurs fois et de manière automatique en opérant un transfert d'indice.

Dans le cas d'un refroidissement lent et de longue durée suivi d'un refroidissement bref et rapide, nous considérons deux étapes distinctes du refroidissement et traitons séparément et successivement chacune d'elles parce que l'ensemble ne peut être représenté par un seul polynôme quel que soit son degré.

### III-3 Résultats des calculs

Les expériences que nous décrivons ont été réalisées dans le cas de la trempe à l'eau. Deux considérations ont dicté ce choix :

- 1) L'eau permet d'obtenir de façon parfaitement reproductible les trois processus successifs de refroidissement : caléfaction-ébullition-convection.
- 2) Il est facile de faire varier, dans un large domaine, les vitesses de refroidissement de l'éprouvette en changeant la température de l'eau.

Les refroidissements observés sont toujours rapides comparés aux refroidissements à l'air. Ceci présente un grand intérêt car on sait

que les caractéristiques des refroidissements lents sont faciles à calculer par les méthodes du régime permanent. C'est au contraire, lors des refroidissements rapides que les erreurs introduites par les calculs simplifiés deviennent inadmissibles.

### III-3-1 Etude du refroidissement

Etudions, pendant le refroidissement d'une éprouvette en nickel l'évolution du coefficient de transfert et de l'écart de température entre le centre et la surface.

#### Variations de h

La figure 31 montre les variations du coefficient de transfert de la chaleur en fonction du temps, lors du refroidissement d'un cylindre de 16 mm de diamètre par trempe dans l'eau prise, soit à 20, soit à 60°C, soit encore à sa température d'ébullition. On voit qu'en régime de caléfaction h vaut  $6,3 \cdot 10^{-3} \text{ cal.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$  pour l'eau prise à 90°C et  $9,6 \cdot 10^{-3} \text{ cal.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$  pour l'eau prise à 60°C.

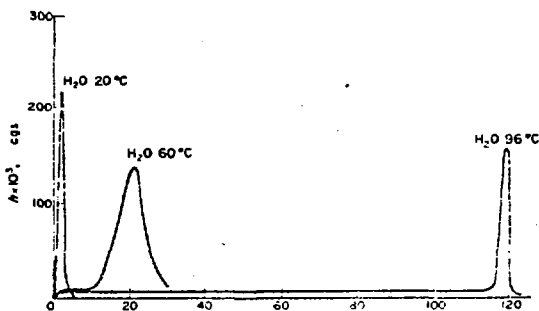


Figure 31

Variations en fonction du temps du coefficient h de passage de la chaleur dans le cas de la trempe dans l'eau à 20, 60 et 100°C

Pendant l'ébullition nucléée,  $h$  varie très rapidement pour atteindre, dans l'eau prise soit à 20, soit à 60, soit à 96°C les valeurs maximales respectives de  $224.10^{-3}$ ,  $142.10^{-3}$  et  $156.10^{-3}$  cal.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.°C<sup>-1</sup>. Les valeurs déterminées par une autre méthode [2] confirment bien ces résultats.

La température de l'eau a une influence complexe sur la valeur maximale de  $h$  car deux effets concourent à le rendre sensiblement constant :

- L'élévation de la température de l'eau au voisinage de l'éprouvette qui n'existe pas pour l'eau bouillante ;
- La chaleur latente de vaporisation très élevée qui l'emporte nettement sur la chaleur sensible.

La comparaison des courbes de variation de  $h$  en fonction du temps montre que, lors de la trempe dans l'eau à 60°C, le pic est beaucoup plus large que dans le cas de l'eau à 20 ou à 100°C. Sa hauteur est, en outre, anormalement faible. Ce fait, d'apparence paradoxale, sera expliqué au paragraphe suivant.

Cependant l'observation directe de l'éprouvette montre que le refroidissement n'est pas uniforme sur toute sa surface, car le régime de transition, qui sépare l'ébullition de la caléfaction, se déplace lentement le long du cylindre. Il en résulte une anisothermie de la surface particulièrement visible dans le cas de la trempe à l'eau prise à 60°C. Une éprouvette dont la surface resterait parfaitement isotherme conduirait à un pic très pointu.

Variations de  $\Delta\theta$

Sur la figure 32 sont représentées en fonction du temps d'une part les variations de l'écart de température  $\Delta\theta$  entre le centre et la surface

et d'autre part, celle de la vitesse de refroidissement  $\frac{d\theta}{dt}$  d'une éprouvette de 16 mm de diamètre, lors de sa trempé depuis  $\theta_0 = 800^\circ\text{C}$  dans l'eau à  $20^\circ\text{C}$  et dans l'eau à  $60^\circ\text{C}$ . Ces courbes sont calculées à partir des courbes expérimentales  $\theta_c = f(t)$ . Elles montrent en particulier que  $\Delta\theta$  et  $\frac{d\theta}{dt}$  suivent des lois de variations d'autant plus voisines que le

refroidissement est plus lent. On le vérifie de façon encore plus immédiate sur les courbes  $\Delta\theta = f(\frac{d\theta}{dt})$  de la figure 33 tracées à partir des courbes de la figure 32.

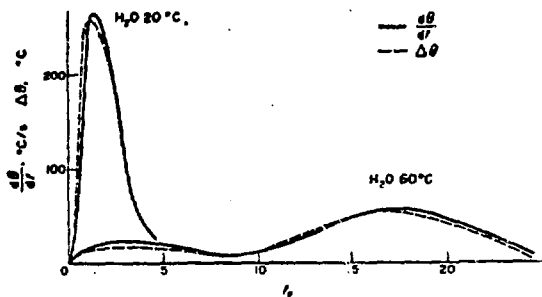
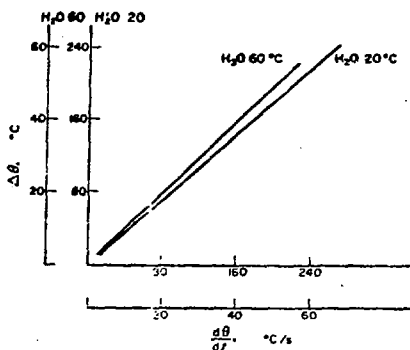


Figure 32

Variations en fonction du temps de la vitesse de refroidissement mesurée au centre de l'éprouvette et de l'écart  $\Delta\theta$  entre centre et surface

Figure 33  
Relation entre l'écart de température et la vitesse de refroidissement



On obtient des droites assez voisines l'une de l'autre pour que l'on puisse écrire :

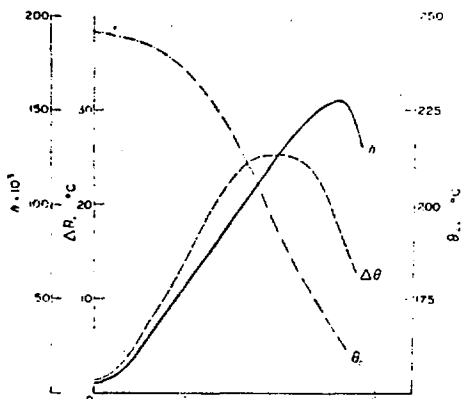
$$\Delta\theta = K \frac{d\theta}{dt}$$

où K est une constante voisine de 1 dans le cas d'un cylindre de 16 mm de diamètre.

Cette relation déjà mise en évidence quand la vitesse de refroidissement est faible et constante [2] peut s'appliquer avec une précision satisfaisante, au cas des refroidissements plus rapides [30]. L'extension de cette relation aux vitesses élevées est donc justifiée.

### III-3-2 La transition caléfaction-ébullition nucléée

L'accélération du refroidissement qu'entraîne le passage du régime de caléfaction au régime d'ébullition nucléée, produit une augmentation brutale du gradient de température dans l'éprouvette. C'est à cet instant que, par suite de variations rapides des champs de température, la mesure des grandeurs thermocinétiques devient très délicate.



La figure 34 représente les variations de h pendant la transition et le début de l'ébullition nucléée pour une trempe dans l'eau bouillante effectuée depuis  $\theta_0 = 244^\circ\text{C}$ . En à peu près 3,5 s h passe de  $6,3 \cdot 10^{-3}$  à  $156 \cdot 10^{-3} \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$  de manière quasi linéaire.

Figure 34

Variations du coefficient h pendant la transition et le début de l'ébullition nucléée

On note également une brusque variation de l'écart de température  $\Delta\theta$  entre le centre et la surface de la pièce ; il passe de 2 à 26°C en moins de 3,5 secondes. Ce choc thermique créé dans le métal des contraintes dues aux différences de dilatation. Or nous avons montré que  $\Delta\theta$  et  $\frac{d\theta}{dt}$  suivent la même loi de variations. Le choc thermique dû à la transition peut donc se caractériser par  $\frac{\partial\Delta\theta}{dt}$  ou mieux par  $\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2}$  dont la détermination expérimentale directe est possible.

### III-3-3 Discussion de la méthode de calcul

La méthode que nous utilisons présente l'avantage de n'introduire aucune hypothèse sur les conditions aux limites. Nous calculons pas à pas la valeur numérique du coefficient h de passage de la chaleur tel que le définit la loi de Newton. Seuls les résultats des calculs permettent de vérifier si le coefficient h suffit pour caractériser le pouvoir refroidissant du liquide, indépendamment des propriétés de l'éprouvette.

En outre, les calculs sont toujours effectués à partir de la courbe de refroidissement, ce qui assure un certain réalisme des résultats. Nous avons développé [30] selon les mêmes principes, une méthode de calcul des répartitions de température dans la pièce pendant son refroidissement qui donne, en particulier, la courbe de refroidissement du centre de l'éprouvette à partir des variations du coefficient h. Confrontée à l'expérience, la courbe calculée permet de vérifier la validité de l'hypothèse selon laquelle h caractérise le refroidissement que procure un liquide.

La seule hypothèse discutable que nous introduisons est celle de l'isothermie superficielle de l'éprouvette. Nous avons montré qu'en fait la confrontation des résultats du calcul à ceux de l'expérience est une méthode d'étude indirecte de l'anisothermie de la surface [13]. Les différences observées entre le calcul et l'expérience venant de cette anisothermie, permettent de la caractériser et de prévoir les facteurs qui la font varier.

Sur un plan plus fondamental, la méthode de calcul que nous utilisons s'avère précieuse pour étudier les phénomènes à l'interface solide liquide, là où les différents modes de vaporisation déterminent le refroidissement. En effet, si la mesure directe d'une température superficielle très rapidement variable s'avère quasiment impossible, le calcul la détermine à partir des résultats de la mesure de la température au centre, qui sont d'une exécution facile.

### III-3-3-1 Cas de la trempe à l'eau bouillante

La trempe à l'eau bouillante présente pour notre étude un double intérêt :

- Il n'y a pas d'élévation locale de température du liquide au voisinage de la paroi de l'éprouvette, ce qui assure une excellente reproductibilité des résultats quelles que soient les dimensions du bac de trempe ;
- Dans un très large domaine de températures (jusqu'à 240° environ), le refroidissement s'effectue par caléfaction. Il est donc lent et obéit à la loi de Newton : le coefficient  $h$  de transfert de chaleur est constant.

C'est ce que l'on observe expérimentalement. Le refroidissement suit, pendant la caléfaction, une loi exponentielle et le calcul donne pour  $h$  la valeur constante de  $6,25 \cdot 10^{-3}$  CGS.

Rappelons que, dans le cas d'un refroidissement newtonien, il est possible de calculer  $h$  très simplement :

$$\text{Ecrivons la loi de Newton : } \phi = \frac{dq}{dt} = hS (\theta_S - \theta_L)$$

$\phi$  est le flux de chaleur,  $q$  la quantité de chaleur échangée,  $S$  l'aire de la surface d'échange,  $\theta_S$  la température superficielle de l'éprouvette et  $\theta_L$  la température du liquide de trempe.

$$\text{D'autre part, on sait que : } \phi = \frac{dq}{dt} = mc \frac{d\theta}{dt}$$



En égalant les expressions du flux, il vient :

$$\frac{hS}{mc} dt = \frac{d\theta}{\theta_S - \theta_L}$$

Or, expérimentalement, nous mesurons la température  $\theta_c$  au centre de l'éprouvette. Nous avons montré (figure 34) que, pendant le régime de caléfaction, la différence de température  $\theta_c - \theta_S = \Delta\theta$  reste faible et ne varie que très peu. On peut donc aisément admettre que  $\theta_S$  et  $\theta_c$  varient, à une constante près, selon la même loi.

Nous pouvons donc intégrer l'expression précédente, soit :

$$\frac{hS}{mc} t = \text{Log } \Delta\theta + \text{Cte} \quad (\text{figure 35})$$

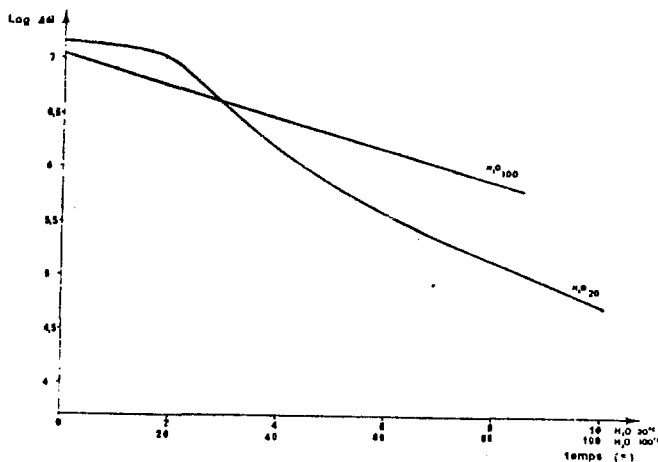


Figure 35

Log  $\Delta\theta = f(t)$  lors de la trempe  
d'un cylindre ( $\varnothing = 16\text{mm}, h = 48\text{mm}$ )  
dans l'eau à 20 et 100°C

La pente  $p$  de la courbe  $\text{Log } \Delta\theta = f(t)$  permet de calculer le coefficient  $h$  :

$$h = \frac{mc}{S} p$$

Lorsque la courbe obtenue est une droite, le refroidissement est newtonien et les résultats du calcul manuel de  $h$  sont les mêmes qu'en calcul automatique. Dans ces conditions, la distribution de la température à l'intérieur de la pièce obéit à une loi parabolique et peut être facilement calculée en supposant la vitesse de refroidissement constante en surface :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{r=R} = K$$

On trouve une solution analytique générale de l'équation de la chaleur à l'aide des fonctions de Bessel :

$$\theta(r, t) = -Kt + \frac{KR^2 c\rho}{4\lambda} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2KR^2 c\rho}{\mu_k J_1(\mu_k)} J_0\left(\mu_k \frac{r}{R}\right) \exp\left(-\mu_k^2 \frac{\lambda t}{c\rho R^2}\right)$$

où  $\mu_k$  représente les racines de l'équation transcendante  $J_1(\mu_k) = 0$  définie par la condition initiale. Le premier terme donne les valeurs de la température en surface et le second représente la répartition de température au sein de la pièce. Le dernier terme devient très vite négligeable dès que la variable temps  $t$  atteint une valeur suffisante. L'expression se simplifie alors :

$$\theta(r, t) = -Kt + \frac{KR^2 c\rho}{4\lambda}$$

et donne une expression approchée de la répartition parabolique, valable

pendant le régime de caléfaction (figure 36).

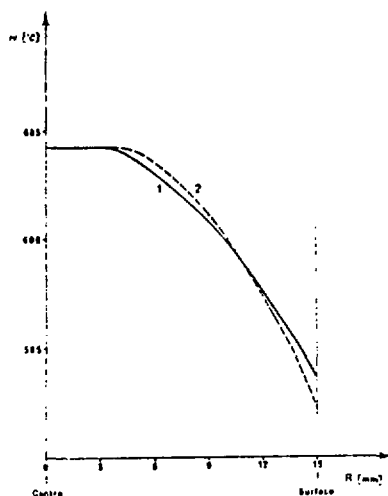


Figure 36  
Répartition de température entre le centre et la surface d'une éprouvette cylindrique ( $\varnothing=30\text{mm}$ ) trempée à l'eau bouillante

- 1- Calcul par intégration de l'équation de la chaleur
- 2- Calcul simplifié dans l'hypothèse d'un refroidissement à vitesse constante

Il est donc possible, dans ce cas, de calculer la loi de refroidissement d'un point de l'éprouvette en se fixant la valeur constante du coefficient  $h$ . L'accord avec l'expérience est satisfaisant (figure 37).

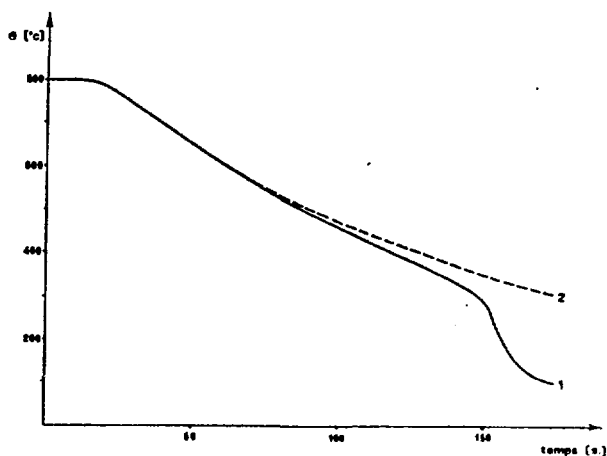


Figure 37  
Courbes de refroidissement d'une éprouvette en nickel ( $\varnothing=30\text{mm}$ ) trempée dans l'eau bouillante

- 1- Courbe expérimentale
- 2- Courbe calculée par intégration de l'équation de la chaleur ( $h$  constant)

Il est donc possible, pendant la caléfaction, de simuler le refroidissement des éprouvettes en calculant les répartitions de température sans être contraint de réaliser des expériences délicates.

Notons cependant que le coefficient  $h$  de transfert de la chaleur ne dépend pas seulement du liquide de trempe mais aussi, même pendant la caléfaction, de la forme de l'éprouvette. Par exemple, dans le cas de la trempe dans l'eau bouillante d'une éprouvette en nickel de 10 mm de diamètre et de 30 mm de hauteur (et pour toute éprouvette de  $H = 3 \varnothing$ )  $h$  vaut  $6,25 \cdot 10^{-3}$  CGS mais pour une éprouvette de 10 mm de  $\varnothing$  et 60 mm de hauteur,  $h$  vaut  $5,44 \cdot 10^{-3}$  CGS.

Cette remarque montre que l'hypothèse, pourtant classique, selon laquelle la condition  $H > 3 \varnothing$  est suffisante pour qu'on puisse considérer le cylindre comme de longueur infinie, est abusive.

Enfin, on remarque que la fin du refroidissement par caléfaction est un peu plus rapide que ne le prévoit le calcul, révélant ainsi l'existence d'une anisothermie de la surface d'échange qui sera fortement accrue dans les refroidissements rapides.

### III-3-3-2 Cas de la trempe à l'eau froide

La trempe à l'eau froide se caractérise par l'apparition fugitive d'un film de caléfaction. Le refroidissement est essentiellement assuré par l'ébullition nucléée.

Comme on le vérifie sur la figure 35, le refroidissement n'obéit pas à la loi de Newton puisque la courbe  $\text{Log } \Delta\theta = f(t)$  cesse d'être une droite. Les hypothèses introduites par cette représentation ne sont plus satisfaites et les valeurs de  $h$  obtenues deviennent injustifiées. Les valeurs du coefficient  $h$  diffèrent très profondément de celles que l'on

calcule par la méthode décrite ci-dessus, comme le montre la figure 38.

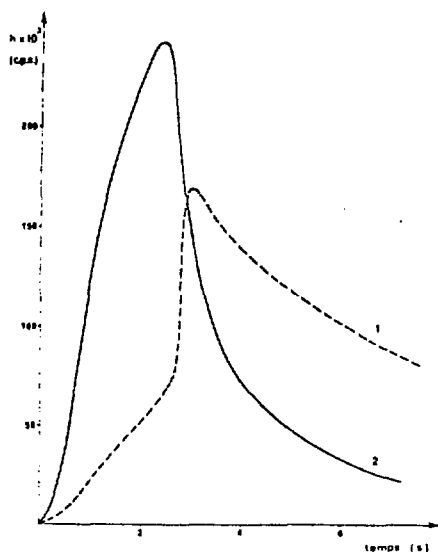


Figure 38  
Variations, en fonction du temps, du coefficient de transfert lors de la trempe d'un cylindre en nickel ( $\varnothing=16\text{mm}$ ) dans l'eau à  $20^\circ\text{C}$   
1- Courbe calculée à partir de la figure 35  
2- courbe calculée par intégration de l'équation de la chaleur

On ne peut donc plus calculer les courbes de refroidissement à partir des variations de  $h$  obtenues selon la méthode utilisée pour la caléfaction. Dans ce cas, la méthode de calcul numérique que nous proposons est correcte et son emploi devient indispensable.

De plus, le coefficient  $h$  est aussi lié aux conditions expérimentales. Par exemple, pour des éprouvettes homothétiques ( $H = 3 \varnothing$ ) trempées dans l'eau à  $25^\circ\text{C}$ , les variations de  $h$  en fonction de la température superficielle dépendent de la taille de l'éprouvette. Il n'est donc plus possible de calculer par extrapolation la courbe de refroidissement d'une pièce de dimensions différentes à partir des données résultant de la trempe d'une éprouvette.

Dans ces conditions, il est beaucoup plus difficile de déterminer la répartition de la température au sein de la pièce.

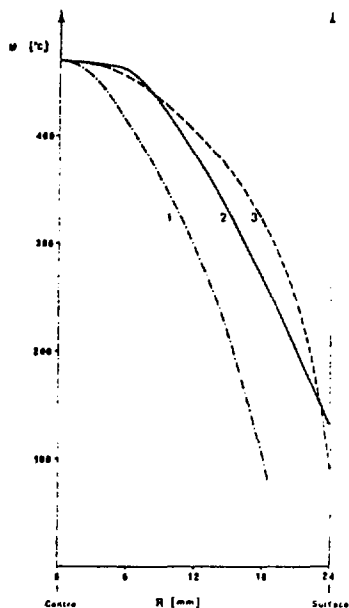


Figure 39

Calcul de la répartition de température au sein d'une éprouvette en alliage de titane ( $\varnothing=48\text{mm}$ ) trempée dans l'eau à  $25^{\circ}\text{C}$

- 1- calcul simplifié dans l'hypothèse d'une vitesse de refroidissement constante
- 2- calcul par intégration de l'équation de la chaleur
- 3- répartition mesurée au cours de la trempe

La figure 39 indique les résultats des trois méthodes dont on dispose dans le cas particulièrement difficile d'un métal de faible diffusivité. Le calcul sur ordinateur selon la méthode que nous décrivons donne des résultats très proches de la réalité mais atténue le gradient de température au voisinage de la surface, ce qui introduit des erreurs importantes dans la détermination des contraintes thermiques. Par la méthode approchée, les résultats du calcul n'ont, dans ce cas, aucun sens.

#### III-4 L'anisothermie

La différence essentielle entre les profils de température calculés et mesurés dépend d'un phénomène que le calcul ne prend pas en compte :

l'anisothermie superficielle de l'éprouvette. Le calcul suppose en effet un écoulement uniaxial de la chaleur, d'où résulte une répartition parabolique de la température le long du rayon de l'éprouvette cylindrique. En réalité la distribution de température suit une loi plus complexe qui exige l'introduction des termes  $\Theta(r^n)$  avec  $n > 2$ . Cela signifie que, pendant le refroidissement par trempe d'une éprouvette cylindrique, l'écoulement de la chaleur n'est jamais purement unidirectionnel. Ce fait présente une grande importance dans l'interprétation des mécanismes de la transition caléfaction-ébullition.

### III-4-1 Régime permanent - Régime de trempe

Disposant d'une méthode de détermination des grandeurs qui caractérisent le refroidissement, nous l'avons appliquée à l'étude du cas de trempes effectuées dans différentes conditions expérimentales, afin d'étendre nos résultats et de les comparer à ceux qui ont été obtenus en régime permanent. En effet, de nombreux auteurs ont étudié la vaporisation d'un liquide au contact d'une surface supposée isotherme. Ils ont tracé des courbes  $\text{Log } \frac{\phi}{S} = f[\text{Log } (\theta_S - \theta_L)]$ , dites "courbes de Nukiyama", sur lesquelles les valeurs des deux points critiques  $(\phi/S, \theta_S)_{\text{max}}$  et  $(\phi/S, \theta_S)_{\text{min}}$  subissent d'assez fortes variations que l'on doit attribuer à des conditions expérimentales pas toujours identiques. De plus, la comparaison des valeurs des coordonnées des points critiques déterminées en régime permanent, à celles qui résultent d'expériences de trempe, fait apparaître des différences importantes que nous nous proposons d'étudier.

Tableau 1

	$10^8 \theta_L)_{\max}$ (°C)	$\left(\frac{\phi}{S}\right)_{\max}$ (cgs)	$\theta_S \theta_L)_{\max}$ (°C)	$\left(\frac{\phi}{S}\right)_{\min}$ (cgs)
Régime permanent	25	33	130	0,95
Invariant initial Contact brusque	80			
Trempe Loi de refroidissement	100	12	142	1,1

Figure 40

Le tableau de la figure 40 montre que les valeurs de la différence de température  $(\theta_S - \theta_L)$  et du flux transmis sont très différentes en régime permanent et en régime de trempe. Cependant la méthode du contact brusque donne une valeur de  $(\theta_S - \theta_L)_{\max}$  un peu plus proche de celle du régime permanent que la méthode de la loi de refroidissement. Les données du régime permanent sont celles que différents auteurs ont publiées [31, 32, 33]. Celles du régime de trempe ont été déterminées par nos soins, soit par la méthode déjà décrite, soit par la méthode du "contact brusque" [34] qui consiste à immerger brusquement l'éprouvette dans le liquide en mesurant l'écart  $(\theta_C - \theta_S)$  de température entre le centre et le voisinage de la surface. La courbe  $\theta_C - \theta_S = f(t)$  permet de mettre en évidence l'existence, même fugitive, d'un régime de caléfaction.

On détermine la température superficielle critique au-delà de laquelle apparaît le film de caléfaction en la calculant à l'aide de la relation de contact brusque entre deux milieux semi-infinis. Dans le cas de l'eau bouillante, la température superficielle atteint 180°C, ce qui donne  $\theta_S - \theta_L = 80^\circ\text{C}$ .

Notons à ce propos que la température critique de fin de caléfaction mesurée pendant la trempe est toujours supérieure à celle que l'on déter-

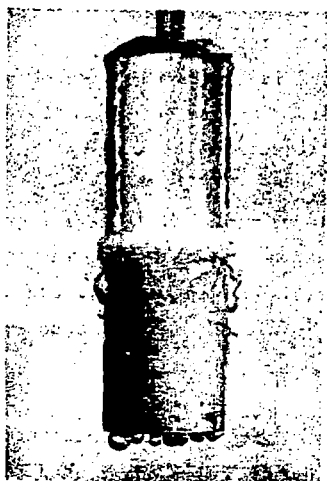


mine en régime permanent ou au contact brusque. En outre, elle varie avec les dimensions de l'éprouvette et la conductivité thermique du métal. C'est pourquoi on est généralement amené à considérer que les grandeurs thermocinétiques caractéristiques de la trempe ne sont pas directement applicables au cas du régime permanent.

### III-4-2 Particularités de la trempe

En régime permanent, le passage d'un mode de vaporisation à l'autre se fait de façon brutale sur l'ensemble de la surface d'échange. La courbe  $\theta = f(t)$  de la figure 34 présente un arrondi qui témoigne que la transition de trempe se manifeste, en pratique, de façon beaucoup plus progressive. L'effet d'amortissement dû au chemin thermique qui sépare la surface du point de mesure ne suffit pas à expliquer les 3,5 s que dure cette transition.

L'observation directe de ce phénomène montre qu'en fait il ne se déroule pas de façon simultanée sur toute la surface mais que, par exemple, dans le cas d'une éprouvette cylindrique, il apparaît le long de l'arête



inférieure, puis remonte lentement (figure 41). L'ébullition n'existe, à un instant donné, que sur une fraction de la surface très limitée. Le refroidissement au centre de l'éprouvette est donc assuré par la juxtaposition de la caléfaction et de l'ébullition, ce qui a pour effet de faire remonter la température apparente de transition et de diminuer le flux maximal apparent.

Figure 41  
Photographie de l'éprouvette  
au moment de la transition

On voit que, dès que la transition apparaît en un point quelconque de l'éprouvette, la courbe de type Nukiyama, qui correspond à un seul mode de vaporisation, ne présente plus aucune signification physique puisque le tracé de cette courbe postule deux modes de vaporisation très nettement séparés.

Ce qui distingue fondamentalement le refroidissement en régime permanent du refroidissement par trempe est l'état d'anisothermie superficielle dans lequel se trouve l'échantillon de métal à chaque instant de son refroidissement.

#### III-4-2-1 Validité des calculs

L'hypothèse de base du calcul est que l'ensemble de la surface cylindrique se trouve à chaque instant à une température uniforme, ce qui implique l'absence de tout gradient axial de température et permet d'utiliser l'équation de la chaleur sous sa forme unidirectionnelle. Or, la loi de refroidissement déterminée pour le centre du cylindre correspond exactement à un écoulement unidirectionnel si la surface de l'éprouvette est à une température uniforme, condition qui n'est pas réalisée en régime de trempe.

Le calcul permet donc de définir un échange idéal analogue à celui qui intervient en régime permanent. Les écarts entre cet échange calculé et les échanges réels nous permettent de caractériser qualitativement et même quantitativement l'anisothermie superficielle qui, manifeste au cours de la transition, est déjà réelle pendant la caléfaction. L'emploi de cette méthode indirecte est justifié par la difficulté de la mesure de la température d'une surface qui se refroidit très rapidement.

#### III-4-2-2 Facteurs déterminants de l'anisothermie

Tout facteur qui modifie le gradient de température le long de l'axe du cylindre aura une influence sur l'anisothermie superficielle en inter-

venant sur la conduction de la chaleur à l'intérieur de l'éprouvette. Cela nous amène à étudier l'influence des différents facteurs : conductivité  $\lambda$ , chemin thermique lié au rayon R de l'éprouvette, flux de chaleur qui dépend du liquide et de sa température  $\theta_L$ .

### Influence de $\lambda$

Nous avons comparé le nickel et l'aluminium qui, parmi les métaux courants, sont ceux dont les conductivités thermiques sont les plus différentes puisqu'elles valent  $0,13 \text{ cal.cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$  pour le nickel et  $0,44 \text{ cal.cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$  pour l'aluminium. Les capacités calorifiques volumiques de ces deux métaux sont très différentes surtout à cause de leur différence de densité. Pour comparer de façon immédiate les courbes de refroidissement  $\theta_C = f(t)$  données par ces deux métaux, nous introduisons une compensation sur les valeurs de la variable temps de façon à tenir compte de la différence de capacité calorifique des deux éprouvettes : le coefficient de correction est égal à S/mc. Notons qu'ainsi nous éliminons pratiquement l'influence du rapport S/V pour des éprouvettes homothétiques. La figure 42 représente les courbes compensées des

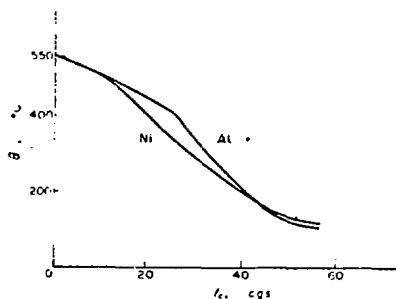


Figure 42  
Courbes de refroidissement température-temps compensé d'éprouvettes cylindriques ( $\varnothing=30\text{mm}$ ,  $h=90\text{mm}$ ) en nickel et en aluminium trempées depuis  $550^\circ\text{C}$  dans l'eau à  $60^\circ\text{C}$ .

refroidissements au centre d'éprouvettes cylindriques trempées depuis  $550^\circ\text{C}$  dans de l'eau à  $60^\circ\text{C}$ . On voit immédiatement que les deux courbes sont pratiquement confondues dans le domaine de la caléfaction. La meilleure isothermie de l'éprouvette d'aluminium se traduit, sur la courbe, par la plus nette séparation des domaines d'existence de chacun des deux modes de vaporisation. De même, la transition se produit à une tem-

pérature plus basse et la vitesse maximale de refroidissement compensée est plus grande.

L'explication de ces faits est évidente : sur une surface anisotherme, l'ébullition n'occupe qu'une fraction limitée de la surface et le refroidissement du centre résulte à la fois de la caléfaction, de l'ébullition nucléée et de la convection (figure 41). Le calcul des variations de  $\phi/S$  en fonction de l'écart  $(\theta_S - \theta_L)$  (figure 43) permet de montrer que

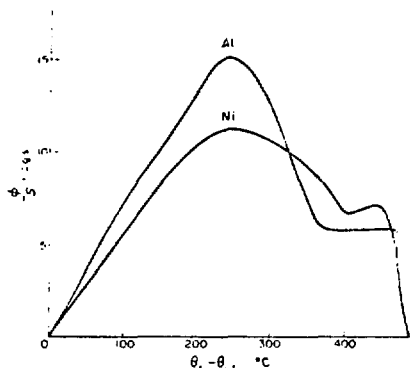


Figure 43  
Variations de la densité de flux de chaleur en fonction de l'écart  $\theta_S - \theta_L$  dans les conditions de la figure 42

l'anisothermie, plus grande dans le cas du nickel, se traduit par une diminution de  $(\phi/S)_{\max}$ , une augmentation de  $(\phi/S)_{\min}$  et un accroissement de l'écart  $(\theta_S - \theta_L)$  qui correspond à la transition.

On se rapproche d'autant plus de l'uniformité de température superficielle que l'on choisit des métaux meilleurs conducteurs de la chaleur. C'est bien le cas du tore en cuivre de BENGLES et THOMSON [21].

### Dimensions de l'éprouvette

Comparons les courbes de refroidissement en temps compensé d'éprouvettes homothétiques de 10, 20 et 30 mm de diamètre. Comme les variations de masse et de surface n'interviennent plus, l'anisothermie est seule

responsable des différences observées entre les trois courbes (figure 44). Le refroidissement subi par le thermocouple dans chacune de ces éprouvettes résulte du passage de la chaleur à travers une fraction de la surface d'autant plus grande que le rayon de l'éprouvette est plus grand.

Or, du fait de l'anisothermie, l'ébullition est un phénomène localisé qui ne sera détecté qu'au moment où il traverse la zone de la surface la plus proche du thermocouple. Dans cette zone existent, à côté d'elle, la caléfaction et le début de la convection. Pour les gros cylindres, le couple thermoélectrique détecte une ébullition de flux maximal apparemment plus faible car il ne résulte jamais d'une ébullition seule (figure 45). Pour la même raison,  $(\phi/S)_{\min}$  augmente avec le rayon.

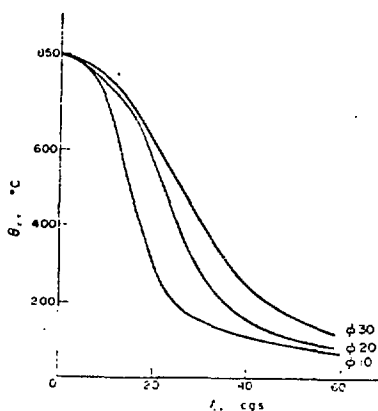


Figure 44  
Courbes température-temps compensé d'éprouvettes homothétiques en nickel de 10, 20 et 30mm de diamètre trempées depuis 850°C dans l'eau à 25°C

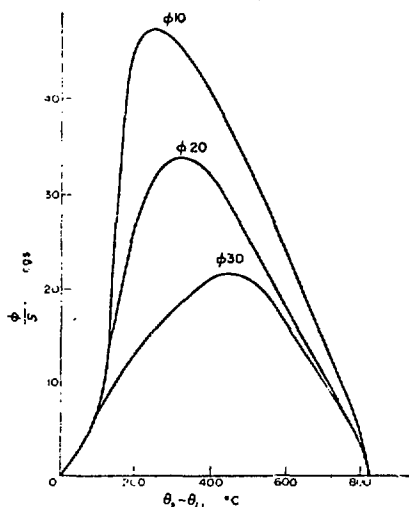


Figure 45  
Variations de la densité de flux de chaleur en fonction de l'écart  $\theta_S - \theta_L$  dans les mêmes conditions que celles de la figure 44

Le refroidissement du centre de l'éprouvette est assuré par un seul mode de vaporisation quand l'élément de surface, auquel le thermocouple est le plus sensible, a des dimensions du même ordre de grandeur que celui qu'occupe l'ébullition nucléée.

Une grosse éprouvette ne présente pas une surface moins isotherme qu'une petite : le positionnement du couple au centre de l'éprouvette est particulièrement favorable à la mise en évidence de l'anisothermie car alors il prend en compte une plus grande partie de la surface. En contre partie, une éprouvette plus petite permet de mieux étudier les modes de vaporisation en les séparant les uns des autres.

### Température de l'eau

Rappelons que l'élévation de la température de l'eau allonge le domaine d'existence de la caléfaction. Corrélativement, la température de transition diminue et, quand l'eau est prise à 100°C, l'ébullition nucléée couvre un domaine de 80°C seulement. Cependant, la durée de la transition, c'est-à-dire le temps pendant lequel ébullition et caléfaction coexistent sur la surface de l'éprouvette (figure 41) ne varie pas de façon monotone avec la température de l'eau. La figure 46 montre qu'à 60°C, cette durée atteint sa valeur maximale.

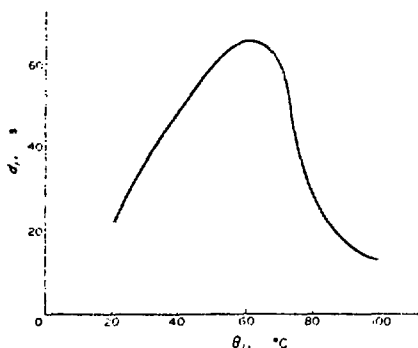


Figure 46  
Variations en fonction de la température de l'eau, de la durée de la transition pendant le trempage d'une éprouvette cylindrique en nickel ( $\varnothing=30\text{mm}$ ,  $h=90\text{mm}$ )

En effet :

- Quand  $\Theta_L < 60^\circ\text{C}$  c'est la faible durée de la caléfaction qui limite la durée de la transition.
- Quand  $\Theta_L > 60^\circ\text{C}$ , le coefficient  $h$  de passage de la chaleur par caléfaction diminue quand  $\Theta_L$  augmente, ce qui permet à la conduction d'uniformiser  $\Theta_S$  et limite l'anisothermie au moment de la transition.

Ce sont donc les refroidissements lents qui permettent de réaliser la meilleure isothermie. Cela ajoute à l'intérêt que présente l'étude de la trempe dans les liquides bouillants.

Comparaison entre régime permanent et régime non permanent

La figure 47 permet de comparer les résultats de BERGLES et THOMSON [21] en régime permanent et nos propres résultats calculés à partir de courbes de refroidissement par trempe dans l'eau bouillante de l'éprouvette la plus isotherme parmi celles que nous avons étudiées.

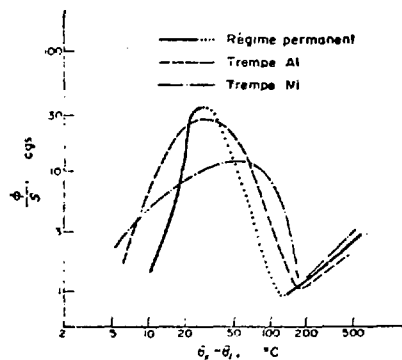


Figure 47  
Courbes de vaporisation dans l'eau bouillante en régime permanent et en régime de trempe pour des éprouvettes en aluminium et en nickel

Il s'agit d'un cylindre de 30 mm de diamètre en aluminium que nous comparons à une éprouvette beaucoup moins isotherme en nickel. Il apparaît que la courbe qui caractérise l'éprouvette d'aluminium est proche de la courbe tracée en régime permanent. L'anisothermie du cylindre en nickel se traduit par une déformation de la courbe qui fait apparaître, d'une part une remontée des températures critiques et de  $(\phi/S)_{\min}$ , d'autre part une diminution de  $(\phi/S)_{\max}$ . L'élargissement du pic d'ébullition met bien en évidence la coexistence de l'ébullition nucléée et de la cavitation. Les grandeurs caractéristiques de la vaporisation en régime non permanent sont d'autant plus voisines de celles du régime permanent que l'anisothermie est plus faible.

C'est donc l'anisothermie de la surface de transfert de la chaleur qui est la cause essentielle de la différence fondamentale entre la vaporisation en régime permanent et la vaporisation en régime non permanent.

### III-5 Conséquences de l'anisothermie superficielle

L'existence de l'anisothermie superficielle, phénomène qui caractérise l'échange de chaleur pendant la trempe, entraîne une modification fondamentale des concepts de flux et de coefficient de transfert qui définissent habituellement le refroidissement.

Dans ce paragraphe, nous précisons le sens particulier qu'il faut attribuer aux paramètres du refroidissement dans le cas particulier du régime rapidement variable qu'est la trempe sans faire aucune hypothèse sur le comportement du milieu. Ce n'est qu'à ce prix qu'il est possible d'introduire la loi de Newton qui définit le coefficient  $h$  de passage de la chaleur.

#### III-5-1 Le coefficient de transfert de chaleur

On écrit comme pour la conduction que la différence  $\theta_S - \theta_L$  entre la température de la paroi et la température uniforme du fluide est égale au



produit de la densité de flux  $\phi/S$  par la résistance de passage par unité de surface. C'est la loi de Newton qui définit le coefficient de transfert comme l'inverse de cette résistance :

$$\frac{\phi}{S} = h(\theta_S - \theta_L)$$

Nous étendons cette loi aux régimes non permanents en considérant  $h$  comme une fonction de la température. Dans la théorie classique de la couche-limite  $h$  représenterait l'inverse de la résistance de passage à travers cette couche.

Naturellement ce coefficient de transfert dépend des modes de vaporisation et du potentiel thermique  $\theta_S - \theta_L$  donc de la température superficielle.

L'étude de l'anisothermie nous a montré que la température superficielle que nous calculons faute de pouvoir la mesurer, représente uniquement les phénomènes superficiels vus du centre de l'éprouvette. La température  $\theta_S$ , que nous déterminons n'est donc, à un instant donné, qu'une valeur intégrée et amortie de la répartition spatiale de l'ensemble des températures vraies de chacun des points de la surface.

Le coefficient de transfert  $h$  que nous déterminons est donc une représentation moyenne des processus de vaporisation à la surface et cette représentation dépend des conditions d'observation, c'est-à-dire du cheminement du signal thermique de la surface vers le centre de l'éprouvette. Il ne dépend plus seulement des phénomènes superficiels de vaporisation mais aussi des propriétés physiques du système qui se refroidit.

L'analyse de la définition et des conditions de détermination du coefficient  $h$  montre non seulement qu'il a perdu son caractère d'universalité mais aussi qu'il est dépourvu de sens physique.

### III-5-2 Pouvoir de refroidissement d'un liquide de trempe

L'étude précédente montre qu'il est impossible de caractériser le refroidissement par trempe à l'aide d'une ou plusieurs grandeurs qui ne dépendent que du fluide.

En effet, du fait de l'anisothermie, toute grandeur déterminée par l'expérience est déformée par la présence même de l'éprouvette. De la même manière qu'il est impossible d'étendre une courbe de vaporisation à n'importe quelle éprouvette, on ne peut pas calculer une loi de refroidissement suivie par une pièce trempée en extrapolant des résultats expérimentaux obtenus sur d'autres éprouvettes. En pratique, pour comparer différents liquides de trempe, il faut se contenter de normaliser une éprouvette en la choisissant de façon à minimiser son anisothermie. En effet le refroidissement comprend deux termes : le premier est lié au pouvoir de refroidissement du liquide et le second qui perturbe considérablement le premier est lié à l'anisothermie de l'éprouvette. Pour étudier au mieux un liquide de trempe il faut donc minimiser le second terme.

Il n'est cependant pas exclu d'étendre à une autre pièce la loi de refroidissement établie sur une première si l'on peut déterminer quantitativement les phénomènes locaux dus à la vaporisation et les phénomènes d'anisothermie qui englobent l'ensemble de l'éprouvette. Pour ce faire, il faudra d'abord mettre au point une méthode de calcul de la répartition des températures qui tienne compte de l'anisothermie. C'est donc une méthode pluridimensionnelle ( $r$  et  $z$  en géométrie cylindrique) qu'il faudra développer. Ensuite à partir de cette méthode par expérimentation systématique il faudra trouver les lois quantitatives qui lient l'anisothermie aux caractéristiques physiques de l'éprouvette. Enfin il faudra superposer les effets d'anisothermie aux effets de vaporisation qui, comme nous l'avons montré [13] sont ceux du régime permanent.

C'est un travail de longue haleine que nous nous proposons. Il paraît accessible puisque les mécanismes physiques mis en jeu sont qualitativement connus. Ce travail devrait pouvoir aboutir à une définition suffisamment générale du pouvoir de refroidissement d'un liquide de trempe pour qu'il soit enfin possible de calculer avec assez de précision le refroidissement d'une pièce dans le cas où la détermination expérimentale directe n'est pas envisageable.

## chapitre 4

### IV- CALCUL DES CONTRAINTES THERMIQUES

Du fait de l'existence de gradients thermiques qui varient rapidement, au cours de la trempe, des contraintes se développent au sein du métal. Elles sont responsables d'une partie des défauts de trempe tels que les déformations et les tapures. Quand le métal, comme c'est le cas des aciers, subit une transformation, de nouvelles contraintes viennent s'ajouter aux contraintes thermiques. Elles multiplient les risques de défauts et compliquent tout essai d'interprétation.

Or, une pièce qui présente des tapures doit être rebutée car on se contente, habituellement pour les éviter, de méthodes empiriques qui reviennent toujours à ralentir le refroidissement et présentent de ce fait de gros inconvénients en ce qui concerne la structure finale. Les déformations constituent un danger moins immédiat mais souvent plus insidieux que les tapures puisque, par exemple dans le cas de pièces en alliage léger, elles peuvent apparaître lors d'un usinage postérieur à la trempe qui libère les contraintes internes.

Pour mettre en évidence à la fois qualitativement et quantitativement les conditions de formation des défauts de trempe, il faut d'abord

déterminer les contraintes d'origine purement thermique qui apparaissent dès l'instant que l'on crée un gradient de température dans le métal puis les contraintes ajoutées par les transformations. Dans ce chapitre, nous décrivons une méthode de calcul des contraintes à partir des grandeurs thermiques que nous mesurons au cours de la trempe. En fin de calcul, nous disposons d'une valeur des contraintes thermiques résiduelles qui peuvent être comparées à celles que différentes techniques permettent de mesurer. Il est alors possible de noter les lois de refroidissement qui, pour une même vitesse moyenne de refroidissement, produisent le minimum de contraintes résiduelles.

Au cours de cette étude, nous nous sommes limité au cas d'alliages industriels qui ne présentent pas de transformations structurales pouvant introduire des variations décelables de la masse volumique. Nous n'étudions donc que les contraintes d'origine thermique. Nous montrerons qu'il est possible d'introduire le terme supplémentaire correspondant à des contraintes dues à une ou plusieurs transformations comme il s'en produit, par exemple, lors de la trempe des aciers.

#### IV-1 Principes de la méthode de calcul

##### IV-1-1 Cas de la trempe

L'existence de contraintes résiduelles dans une éprouvette trempée indique que le métal a subi une déformation plastique qui nous oblige à développer une méthode de calcul des contraintes en domaine élasto-plastique. En effet si, au cours de la trempe, le métal reste entièrement en domaine élastique, les phénomènes de formation et de relaxation des contraintes sont parfaitement réversibles et il n'existe pas de contraintes résiduelles puisque à l'état final et à l'état initial l'éprouvette est à température uniforme.

Il faut donc introduire un critère de plasticité et une méthode de calcul des déformations en domaine plastique. Cette nécessité complique

d'autant plus les calculs, qu'il faut tenir compte des variations des propriétés mécaniques de l'alliage (limite élastique, module élastique, et pente du domaine plastique) en fonction de la température.

Nous n'étudions que le cas du cylindre long, de section circulaire, libre de se dilater le long de l'axe z. Ce modèle correspond exactement à nos conditions expérimentales. Les bases du calcul sont les suivantes :

a) Nous admettons, puisque l'éprouvette est trempée verticalement, que la distribution de température est symétrique par rapport à l'axe du cylindre.

b) Le fait que nous nous limitons à l'étude des contraintes permet de simplifier considérablement le problème en le réduisant à l'étude du comportement du métal dans le plan médiateur du cylindre. En effet l'axe est libre de se dilater ou de se contracter et un gradient de température axial ne modifie pas l'état de contraintes dans le plan radial. Comme la distribution de température le long d'un rayon est déterminée expérimentalement on n'introduit aucune hypothèse thermique et, en particulier, on prend en compte l'existence du phénomène d'anisothermie. La figure 48 montre la différence entre la distribution de température réelle qui tient compte de l'écoulement radial et axial de la chaleur et la distribution qui serait calculée dans l'hypothèse classique mais contestable d'un écoulement purement radial qui ne pourrait s'établir qu'en l'absence d'anisothermie pariétale [35]. Nous étudierons de façon plus détaillée la validité de ces considérations au paragraphe IV-1-8.

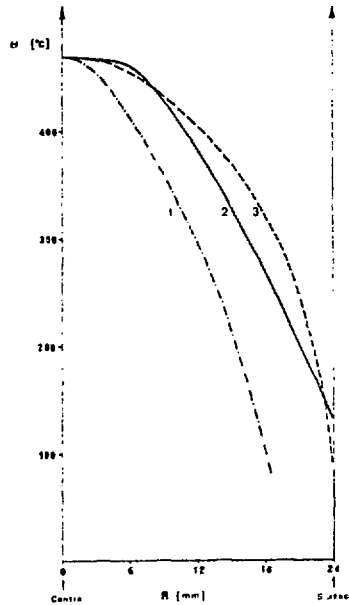


Figure 48

Calcul de la répartition de température au sein d'une éprouvette en alliage de titane de 48mm de diamètre trempée dans l'eau à 25°C

- 1- Calcul simplifié dans l'hypothèse d'une vitesse de refroidissement constante.
- 2- Calcul par intégration numérique de l'équation de la chaleur.
- 3- Répartition mesurée au cours de la trempe.

#### IV-1-2 Calcul des contraintes en domaine élastique

Étudions d'abord le cas où le déplacement axial  $w$  est nul. Nous modifierons ensuite la solution obtenue pour inclure le cas où les extrémités sont libres de leurs déplacements.

En raison de la symétrie de l'éprouvette par rapport à son axe et de l'uniformité de la température dans cette direction, les compo-

santes de cisaillement et de déplacement transversal sont toutes nulles et il ne reste à considérer que trois composantes du tenseur des contraintes :  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  et  $\sigma_z$ .

Les relations entre contraintes et déformations exprimées par la loi de Hooke s'écrivent :

$$\epsilon_r = \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z)]$$

en coordonnées cylindriques ( $r$ ,  $\theta$ ,  $z$ ), doivent être modifiées du fait que la déformation est due à la fois à la dilatation ou à la contraction thermique et à la contrainte appliquée. Si  $\epsilon_r$  est la dilatation radiale totale, la part  $\epsilon_r - \alpha T$  est due à la contrainte. En notant  $T$  la température, nous avons, dans le cas où l'éprouvette se refroidit

$$\epsilon_r - \alpha T = \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z)] \quad (1)$$

$$\epsilon_\theta - \alpha T = \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_z)] \quad (2)$$

$$\epsilon_z - \alpha T = \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta)] \quad (3)$$

Compte-tenu de  $w = 0$  donc de  $\epsilon_z = 0$ , la dernière relation s'écrit :

$$\sigma_z = \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) - \alpha E T \quad (4)$$

Reportons dans les relations (1) et (2) il vient :

$$\epsilon_r - (1 + \nu) \alpha T = \frac{1 - \nu^2}{E} \left( \sigma_r - \frac{\nu}{1 - \nu} \sigma_\theta \right) \quad (5)$$

$$\epsilon_\theta - (1 + \nu) \alpha T = \frac{1 - \nu^2}{E} \left( \sigma_\theta - \frac{\nu}{1 - \nu} \sigma_r \right) \quad (6)$$



Si  $u$  est le déplacement radial, en coordonnées cylindriques on écrit :

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr} \quad , \quad \varepsilon_\theta = \frac{u}{r} \quad (7)$$

Or les contraintes  $\sigma_r$  et  $\sigma_\theta$  vérifient l'équation classique d'équilibre :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (8)$$

En résolvant (5) et (6) par rapport à  $\sigma_r$  et  $\sigma_\theta$  et en portant dans la relation (8) il vient, compte tenu de (7) :

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2} = \left( \frac{1+\nu}{1-\nu} \right) \alpha \frac{dT}{dr}$$

Soit :

$$\frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \frac{d(ru)}{dr} \right] = \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha \frac{dT}{dr} \quad (9)$$

que l'on intègre pour un élément de cylindre creux ( $r_1 \leq r \leq r_2$ ) en :

$$u = \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha \frac{1}{r} \int_{r_1}^r T \cdot r \, dr + C_1 r + \frac{C_2}{r} \quad (10)$$

Les expressions donnant  $\sigma_r$  et  $\sigma_\theta$  déduites de (5) et (6) s'écrivent alors :

$$\sigma_r = - \frac{\alpha E}{1-\nu} \frac{1}{r^2} \int_{r_1}^r T \cdot r \, dr + \frac{E}{(1-\nu)(1-2\nu)} C_1 - \frac{E}{1+\nu} \frac{1}{r^2} C_2 \quad (11)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha E}{1-\nu} \frac{1}{r^2} \int_{r_1}^r T \cdot r \, dr - \frac{\alpha E T}{1-\nu} + \frac{E}{(1-\nu)(1-2\nu)} C_1 + \frac{E}{1+\nu} \frac{1}{r^2} C_2 \quad (12)$$

et, avec la relation (4) on calcule :

$$\sigma_z = -\frac{2\alpha E T}{1-\nu} + \frac{2\nu E C_1}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (13)$$

Les constantes  $C_1$  et  $C_2$  sont obtenues par les conditions aux limites. Pour maintenir le déplacement axial  $w$  identiquement nul il faut appliquer une force définie par  $\sigma_z$  aux extrémités du cylindre. En superposant une contrainte axiale  $\sigma_z = C_3$  uniforme, nous pouvons choisir  $C_3$  pour que la résultante aux extrémités soit nulle, et d'après le principe de Saint Venant, la distribution de forces de résultantes nulles qui subsiste sur chacune des extrémités, ne produira que des effets locaux au voisinage de celle-ci.

Les relations (11) et (12) donnent toujours des contraintes  $\sigma_r$  et  $r_\theta$ . Seule la relation (10) à laquelle il faut ajouter un terme  $-\frac{\nu}{E} C_3 r$  est modifiée par l'existence de la contrainte axiale ajoutée  $C_3$ .

Explicitons les conditions aux limites :

- A la limite de deux tranches voisines  $L$  et  $L+1$ , les contraintes sont les mêmes :

$$\sigma_r(L)_{r=r_0} = \sigma_r(L+1)_{r=r_0} \quad (14)$$

$$\sigma_\theta(L)_{r=r_0} = \sigma_\theta(L+1)_{r=r_0}$$

- Par raison de symétrie, le déplacement radial est nul au centre (tranche 1) :

$$U(1)_{r=0} = 0 \quad \text{soit d'après (10)} \quad C_2(1) = 0$$

(15)

- La surface externe n'est le siège d'aucune force (tranche N-1)

$$\sigma_r (N-1)_{r=R} = 0$$

Soit, d'après (11) :

$$C_1 (N-1) = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu) R^2} \int_{r_{N-1}}^R T \cdot r \, dr \quad (16)$$

- La résultante de la contrainte axiale est donnée par :

$$\int_0^R \sigma_z \, 2\pi r \, dr = \frac{-2\pi\alpha E}{1-\nu} \int_1^2 T \cdot r \, dr + \frac{2\nu E C_1}{(1+\nu)(1-2\nu)} \pi(r_2^2 - r_1^2) \quad (17)$$

Soit aussi par :

$$C_3 \pi(r_2^2 - r_1^2) \quad (18)$$

En égalant (17) et (18), la relation (10) devient, tous calculs faits :

$$U = \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha \frac{1}{r} \int_{r_1}^{r_2} T \cdot r \, dr - 2\alpha \frac{\nu}{1-\nu} \frac{r}{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_1}^{r_2} T \cdot r \, dr + \frac{C_1(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} r + \frac{C_2}{r} \quad (19)$$

Si  $\sigma_r$  et  $\sigma_\theta$  ne changent pas, on obtient finalement pour  $\sigma_z$  l'expression :

$$\sigma_z = \sigma_r + \sigma_\theta \quad (20)$$

Les relations (11)(12)(19) et (20) résolvent complètement notre problème.

On dispose des répartitions de température  $\Theta(r,t)$  à différents instants  $t$  sous la forme d'un polynôme.

Cette formulation du problème présente plusieurs intérêts :

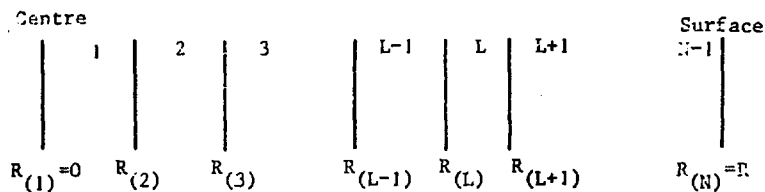
- Il est facile de déterminer un polynôme de degré  $n$  à partir de  $n + 1$  points expérimentaux.
- Les intégrations du type  $\int_0^r \Theta r \, dr$  sont immédiates.
- Il est possible de déterminer quantitativement l'influence de l'anisothermie en comparant le polynôme calculé à partir des données expérimentales à la répartition parabolique que donne la théorie dans le cas d'un refroidissement à vitesse constante, en géométrie cylindrique.

On écrit donc :

$$\Theta = a_1 + a_2 r + a_3 r^2 + a_4 r^3$$

où les coefficients  $a_i$  sont déterminés pour chaque valeur du temps à partir des relevés expérimentaux.

Le calcul complet s'établit alors en découpant le cylindre en tranches cylindriques équidistantes. Pour  $N$  limites de tranches il y a  $N - 1$  tranches. Les notations que nous utilisons sont indiquées par le schéma ci-dessous :



Si R est le rayon total, nous calculons la position de l'interface qui limite les tranches L-1 et L par son rayon

$$R(L) = R \frac{L-1}{N-1}$$

et le milieu de la tranche L par :

$$R \frac{1}{2}(L) = R \frac{L - \frac{1}{2}}{N-1}$$

chaque tranche est considérée comme se trouvant à un instant donné, à une température uniforme celle de son milieu. Son état (élastique ou plastique) est donc également uniforme. Comme deux tranches voisines peuvent être dans des états différents, nous devons indiquer les grandeurs mécaniques, qui sont aussi une fonction de la température.

Pour simplifier l'écriture, nous utilisons les notations suivantes :

$$a(L) = \frac{\alpha E}{1-\nu} , \quad b(L) = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} , \quad c(L) = \frac{E}{1+\nu} , \quad d(L) = \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha$$

$$e(L) = \frac{2\nu}{1-\nu} \alpha , \quad F(L) = \int_{R(L)}^{R(L+1)} T \cdot r \, dr , \quad F \frac{1}{2}(L) = \int_{R(L)}^{R \frac{1}{2}(L)} T \cdot r \, dr$$

Nous définissons deux valeurs du coefficient de Poisson :

- en domaine élastique  $\nu = \frac{1}{3}$

- en domaine plastique  $\nu = \frac{1}{2}$

Nous attribuons au module de traction deux valeurs différentes, E en domaine élastique et ep en domaine plastique, qui dépendent de la température du point considéré.

Le coefficient de dilatation  $\alpha$  est pris constant.

Le problème consiste maintenant à déterminer dans chaque tranche  $L$  les constantes d'intégration  $C_1(L)$  et  $C_2(L)$ .

En notant par :

$$h(L-1) = a(L-1) \frac{1}{R_L^2} F(L-1)$$

$$x(L) = b(L) C_1(L)$$

$$y(L) = c(L) C_2(L)$$

Nous écrivons que :

a) Sur l'interface  $L$  entre les tranches  $L-1$  et  $L$  où  $r = R(L)$ , les contraintes  $\sigma_r$  et  $\sigma_\theta$  peuvent concerner l'une ou l'autre des tranches. Soit, d'après les relations (11), (12) et (14) :

$$x(L) - \frac{1}{R^2(L)} y(L) = -h(L-1) + x(L-1) - y(L-1)$$

$$-a(L)T(L) + x(L) + \frac{1}{R^2(L)} y(L) = h(L-1) - a(L-1)T(L) + x(L-1) + \frac{1}{R^2(L)} y(L-1)$$

(21)

Les relations (15) et (16) indiquent alors que :

$$y(1) = 0$$

$$a(N-1) \frac{1}{R} F(N-1) = b(N-1) C_1(N-1) - c(N-1) \frac{1}{R^2} C_2(N-1)$$

(22)

en notant, pour simplifier, par :

$$Q(L) = \frac{1}{2} T(L) [a(L) - a(L-1)]$$

$$H(L) = [h(L-1) + Q(L)] R_L^2$$

il vient, en résolvant (21) en x et en y, compte tenu de (22) :

$$y(1) = 0$$

$$y(L) = H(L) + y(L-1)$$

$$y(N-1) = H(N-1) + y(N-2) \quad (23)$$

$$x(N-1) = h(N-1) + \frac{1}{R^2} y(N-1)$$

$$x(L) = x(L+1) - Q(L+1)$$

Ce système d'équations détermine dans chaque tranche les constantes d'intégration.

Les relations (11) (12) et (20) donnent alors les contraintes :

- aux bornes des tranches :

$$\text{radiales : } SSR(L) = x(L) - \frac{1}{R_L^2} y(L)$$

$$\text{tangentiels : } SST(L) = -a(L) T(L) + x(L) + \frac{1}{R_L^2} y(L)$$

$$SSR(N) = 0$$

$$SST(N) = h(N-1) - a(N-1)T(N-1) + x(N-1) + \frac{1}{R^2} y(N-1)$$

$$\text{axiales : } SSZ(i) = SSR(i) + SST(i) \forall i$$

- au milieu de chaque tranche :

$$SR(L) = - a(L) \frac{1}{R_1^2(L)} \cdot F \frac{1}{2} (L) + x(L) - \frac{y(L)}{R_1^2(L)} \quad (25)$$

$$ST(L) = a(L) \frac{1}{R_1^2(L)} \cdot F \frac{1}{2} (L) - a(L) T \frac{1}{2} (L) + x(L) + \frac{y(L)}{R_1^2(L)}$$

$$SZ(L) = SR(L) + ST(L)$$

Remarque :

L'indétermination  $\frac{y(1)}{R(1)} = \frac{0}{0}$  est levée en écrivant  $\frac{y(1)}{R(1)} = \frac{y(2)}{R(2)}$ .

Déterminons maintenant le déplacement radial par la relation (19). L'extrémité de la tranche  $L(R_{L+1})$  se déplace en fait de la différence des déplacements des limites de la tranche : c'est la variation d'épaisseur de la tranche due à la fois à la contrainte et à la température. Soit :

$$U(L) = \left[ d(L) \left( \frac{1}{R(L+1)} - \frac{1}{R(L)} \right) - e(L) \frac{1}{R(L+1)+R(L)} \right] F(L) + \frac{1-\nu}{E} x(L) (R(L+1)-R(L)) + \frac{1}{C(L)} \left( \frac{1}{R(L+1)} - \frac{1}{R(L)} \right) y(L) \quad (26)$$

Le déplacement effectif de la tranche  $L$  est alors la somme des déplacements des tranches précédentes en notant que l'axe de symétrie est pris comme référence.



Finalement, pour un profil de température donné, nous calculons, dans chacune des tranches considérées individuellement dans un état élastique ou plastique donné, les contraintes et le déplacement radial. Le calcul prend en compte les interactions spatiales entre les différentes tranches.

Notons dès maintenant que, comme le profil de température varie de façon monotone en fonction du rayon :

- les contraintes radiales  $\sigma_r$  sont des contraintes de compression qui décroissent du centre vers le bord où elles sont nulles,
- les contraintes tangentielles  $\sigma_t$  sont des contraintes de compression au centre et de traction en surface.

Il nous faut encore tenir compte des interactions temporelles, c'est-à-dire suivre l'évolution des contraintes dans le temps. Pour cela on doit définir un critère de plasticité en domaine triaxial et organiser les changements d'axes qui régissent le passage d'un domaine à l'autre.

#### IV-1-3 Critère de plasticité

Le calcul se développe donc pas à pas sur le rayon  $r$  et à chaque itération sur le temps. Comme il est nécessaire d'établir les calculs en domaine élastoplastique, il faut à chaque itération sur  $r$  déterminer si le métal se trouve en domaine élastique ou en domaine plastique.

La détermination des propriétés rhéologiques d'un corps se fait généralement par un essai de traction simple qui permet de définir l'allongement d'un échantillon en fonction de la charge appliquée. En particulier, l'apparition du phénomène de plasticité se définit à partir d'une valeur critique de la contrainte : la limite élastique. Pour pouvoir introduire sa valeur dans une déformation sous une sollicitation

différente de celle de la traction simple, il faut pouvoir établir une correspondance entre les valeurs de la contrainte et de la déformation. Il faut savoir pour quelle valeur des contraintes triaxiales le métal se trouve dans des conditions de déformation identiques à celles qui résultent d'une simple traction. Quand la contrainte obtenue est la limite élastique, la relation cherchée est le critère de plasticité.

Nous avons choisi le critère de Von Misés qui est fondé sur des considérations mathématiques. La relation doit être :

- Indépendante des orientations pour le corps isotrope ; c'est donc une fonction des trois invariants du tenseur des contraintes :

$$F = f(I_1, I_2, I_3)$$

- Indépendante de la composante hydrostatique donc :

$$F = f(Id_2, Id_3) \quad \text{car} \quad Id_1 = 0$$

- Symétrique si l'on néglige l'effet Bauschinger donc indépendante de  $Id_3$  :

$$F = f(Id_2)$$

Or le second invariant du tenseur des contraintes réduites s'écrit :

$$Id_2 = -\frac{1}{6} \sum (\sigma_i - \sigma_j)^2$$

Ce qui permet de mettre le critère de Von Misés sous la forme :

$$\sum (\sigma_i - \sigma_j)^2 = 2\sigma_E^2$$

si  $\sigma_E$  est la limite élastique.

Dans notre problème, les contraintes sont principales et de plus nous avons  $\sigma_z = \sigma_r + \sigma_\theta$ . Le critère de plasticité se ramène alors au signe de la fonction :

$$T_1 = (\sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 - \sigma_r \sigma_\theta) - \sigma_E^2 \quad (27)$$

Si  $T_1 \leq 0$ , nous sommes en domaine élastique. Quand  $T_1 > 0$ , on passe en domaine plastique.

#### IV-1-4 Calcul en domaine plastique

Nous admettons que la courbe effort-déformation a l'allure représentée sur la figure 49, c'est-à-dire que nous assimilons le domaine de déformation plastique à la portion de droite BC.

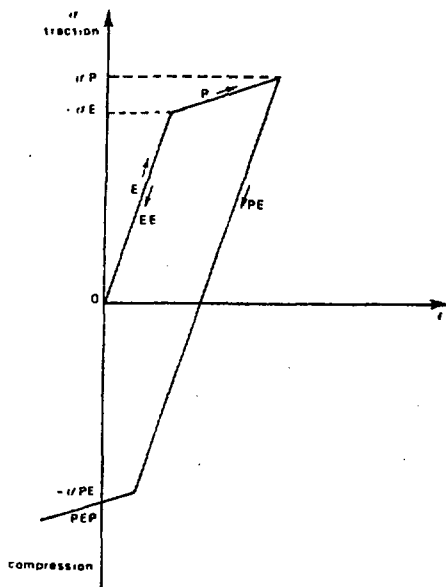


Figure 49

Schéma de la courbe effort-déformation et définition des différents domaines

Cette hypothèse se justifie si l'on remarque qu'au cours de la trempe les déformations sont toujours peu importantes. Il est alors possible de faire une approche linéaire de la courbe effort-déformation qui représente la plasticité.

Dans ces conditions, le calcul en domaine plastique se déduit des relations (11)(12)(19) et (20) donc des expressions (24)(25)(26) par un simple changement d'axe de référence à partir du point B où les contraintes ont les valeurs critiques  $\sigma_{iE}$  définies au moment où la fonction  $T_1$  qui représente le critère de Von Misès change de signe. Le segment BC est alors défini par sa pente  $ep$  qui représente l'équivalent du module élastique en domaine plastique.

Au point C, qui se définit par la diminution de la contrainte de traction, on retourne en domaine élastique. Nous repérons son ordonnée à partir du critère de Von Misès dans le cas des contraintes triaxiales  $\sigma_i$  par la fonction :

$$T_2 = |\sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 - \sigma_r \cdot \sigma_\theta|_{K+1} - |\sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 - \sigma_r \cdot \sigma_\theta|_K \quad (28)$$

où l'indice K représente le temps.

Quand  $T_2$  est positif, les contraintes continuent à croître en domaine plastique ; sinon elles diminuent suivant la droite CD de la figure 49 en domaine élastique et le calcul se poursuit par un nouveau changement d'axe.

Lorsque l'on dépasse la limite élastique en compression (point D) le calcul se poursuit après changement d'axe en domaine plastique.

Etudions plus en détail les changements d'axes de référence.

#### IV-1-5 Changement d'axe

Lors de l'itération de temps  $K$ , les contraintes que l'on calcule sont celles qui sont dues au profil de température appliqué à un métal déjà soumis aux contraintes déterminées par le calcul précédent au temps  $K - 1$ . Les contraintes rellement subies par le métal sont donc :

$$(\sigma_1)_K = (\sigma_1)_{K-1} + \Delta\sigma_{K,K-1} \quad (29)$$

où  $\Delta\sigma_{K,K-1}$  représente les variations des contraintes calculées dues aux variations de la répartition de température, indépendamment des changements d'axe effectués lors de la détermination de  $(\sigma_1)_{K-1}$ . Cette relation n'est utile que s'il y a changement de domaine sur la tranche considérée entre le temps  $K - 1$  et le temps  $K$ .

Nous devons également signaler que nous calculons soit des contraintes de traction (positives) soit des contraintes de compression (négatives). C'est pourquoi les relations 27 et 28 sont écrites en valeur absolue et que les changements d'axes, particulièrement dans le domaine CD de la figure 49 où les contraintes sont inversées, devront aussi tenir compte de l'inversion de signe.

On distingue donc 5 domaines qui représentent l'état du métal lors des sollicitations par contraintes thermiques (figure 49).

##### 1- Domaine AB

Augmentation des contraintes en domaine élastique : E

##### 2- Domaine BA

Diminution des contraintes en domaine élastique : EE

3- Domaine BC

Augmentation des contraintes en domaine plastique : P

4- Domaine CD

Diminution des contraintes en domaine élastique après déformation plastique : PE

5- Domaine DE

Diminution des contraintes en domaine plastique qui suit le domaine PE après passage de la limite élastique : PEP

Notons que ces domaines existent tant en compression qu'en traction, c'est-à-dire que la figure 49 doit être dédoublée en lui ajoutant son symétrique par rapport à l'origine.

Le tableau suivant résume les conditions de définition des différents domaines ainsi que les changements d'axes qui interviennent après calcul des contraintes et avant applications des relations (29)

ETAT	E	EE	P	PE	PEP
Signe de $T_1$	-	-	+	+ - -	+
Signe de $T_2$	+	-	+	- - +	+
Etat précédent	EE	E	E	PEP ou P	PE
Changement d'axe par rapport à l'état précédent			$\sigma = \sigma' + \Delta\sigma_E$	$\sigma = \sigma' - \Delta\sigma_P$	$\sigma = \sigma' - \Delta\sigma_{PE}$

Les changements d'axes sont effectués à partir des valeurs calculées  $\sigma'$  depuis les valeurs critiques  $\Delta\sigma_E$ ,  $\Delta\sigma_P$  et  $\Delta\sigma_{PE}$  qui sont obtenues à partir de l'itération précédente ;  $\Delta\sigma_E$ ,  $\Delta\sigma_P$  et  $\Delta\sigma_{PE}$  représentent l'écart  $\Delta\sigma_{K,K-1}$  au moment du passage E - P, P - PE et PE - PEP.

Au moment où l'une des tranches passe en domaine PE, il y a diminution des contraintes en valeur absolue ; c'est-à-dire que, pour respecter les équations de compatibilité, les autres tranches doivent aussi diminuer leurs contraintes ce qui est réalisé tout simplement par leur passage en domaine EE ou PE si l'état précédent était E ou P.

#### IV-1-6 Les données nécessaires au calcul

Le calcul s'établit donc à partir des variations du profil de température  $\Theta(r, t)$  dans la pièce et des grandeurs mécaniques  $\alpha$ ,  $\nu$ , E,  $\epsilon_p$  et  $\sigma_E$ .

Les profils de température sont mesurés à l'aide de notre chaîne de mesure. A chaque itération sur le temps t, il faut les représenter par un polynôme défini par ses coefficients :

$$\Theta(t) = a_1 + a_2 r + a_3 r^2 + a_4 r^3$$

Nous effectuons l'approche polynomiale par la méthode des moindres carrés pour les raisons déjà indiquées au chapitre III.

Certaines propriétés mécaniques des alliages, comme  $\alpha$  coefficient de dilatation et  $\nu$  coefficient de Poisson, varient assez peu avec la température. On en prend une valeur moyenne donnée par les tables de grandeurs physiques.

Le problème est donc de déterminer par interpolation le module élastique E, l'équivalent du module élastique en domaine plastique  $\epsilon_p$

et la limite élastique  $\sigma_E$  pour chacune des températures calculées au cours des itérations à partir des quelques valeurs déterminées expérimentalement. Pour ce faire, des essais de traction rapide ont été effectués en partant de la température initiale de trempe et en interrompant le refroidissement à différentes températures. Cette façon de procéder est indispensable pour effectuer des essais de traction sur un métal qui présente un état structural, aussi voisin que possible de l'état du métal pendant la trempe. Ces essais, effectués sur un alliage d'aluminium (AU4G), ont donné les courbes efforts-déformations de la figure 50 sur lesquelles, nous avons noté la droite qui correspond à l'approximation de  $e_p$  constant.

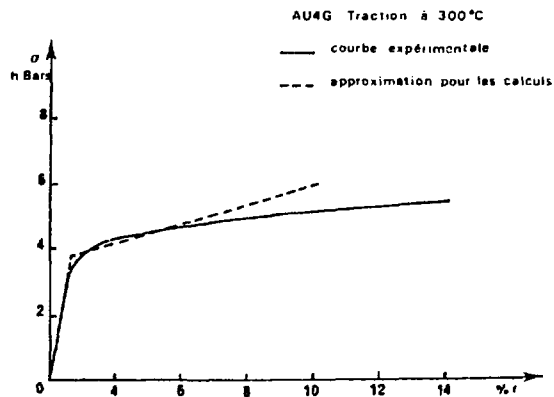


Figure 50

Courbe effort déformation en traction simple



Les variations de  $\sigma_E$ ,  $E$  et  $\epsilon_p$  en fonction de la température, sont portées sur la figure 51. Les valeurs de la limite élastique et du module d'élasticité que nous déterminons ainsi sont sensiblement identiques à celles que donnent les fournisseurs des alliages jusqu'à 300°C. Pour l'alliage pris au-delà de cette température, nous n'avons pas trouvé de données dans la littérature.

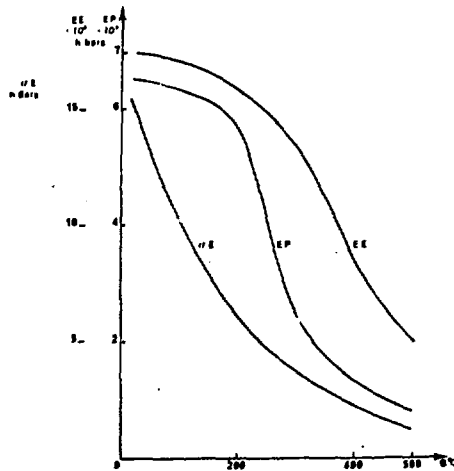


Figure 51  
Variations, en fonction de la température, de la limite élastique, du module d'élasticité et de son équivalent en domaine plastique dans le cas de l'alliage AU<sub>4</sub>G

#### IV-1-7 Interpolation des variations des propriétés mécaniques de l'alliage en fonction de la température

Le problème se formule ainsi : par mesure, nous disposons, pour quelques valeurs de la température, des propriétés mécaniques de l'alliage. Il nous faut pouvoir déterminer ces propriétés pour n'importe quelle valeur de la température. Mathématiquement le problème se formule en supposant connus  $n$  couples de valeurs  $x_1 y_1, x_2 y_2, \dots, x_n y_n$  et en cherchant la valeur de la fonction  $y$  correspondant à la valeur donnée de l'argument  $x$  comprise dans l'intervalle  $x_1 - x_n$ . De nombreuses techniques de calcul sont applicables, en particulier les techniques d'interpolation

polynômes. Une solution très élégante de ce problème est donnée par les polynômes de Lagrange, car il n'est même pas nécessaire de calculer les coefficients du polynôme.

La solution cherchée est le polynôme de degré  $n$  :

$$P_n(x) = y = \sum_{i=1}^{i=n} L_i(x) y_i$$

$L_i(x)$  est le polynôme de Lagrange défini par les conditions suivantes :

$L_i(x)$  est de degré  $n$

$$L_i(x_j) = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq j \\ 1 & \text{si } i = j \end{cases}$$

Il est commode de représenter le polynôme de Lagrange par l'expression :

$$L_i(x) = \frac{(x-x_1)(x-x_2) \dots (x-x_{i-1})(x-x_{i+1}) \dots (x-x_n)}{(x_i-x_1)(x_i-x_2) \dots (x_i-x_{i-1})(x_i-x_{i+1}) \dots (x_i-x_n)}$$

que l'on écrit :

$$L_i(x) = \frac{F_i(x)}{F_i(x_i)} \quad \text{ou} \quad F_K(x) = \prod_{i \neq K} (x-x_i)$$

Cette expression vérifie bien les relations précédentes.

Le calcul de l'argument cherché s'effectue alors par la sommation :

$$y = \sum_{i=1}^n \frac{\prod_{i \neq j} (x-x_j)}{\prod_{i \neq j} (x_i-x_j)} y_i$$

Cette expression se prête très bien au calcul automatique et fournit une solution rapide. Nous avons testé cette méthode en calculant les valeurs d'une fonction  $f(x)$  d'écriture connue et en comparant les résultats du calcul direct à ceux de l'interpolation par les polynômes de Lagrange. L'interpolation que l'on réalise est toujours très correcte pour des courbes d'allure simple et répond parfaitement au problème de l'entrée des variations des données physiques.

#### IV-1-8 Organisation des calculs

Les calculs s'effectuent par double itération sur l'espace et sur le temps à partir des relations que nous avons établies dans le paragraphe IV-1-2 sachant que le métal est dans un état plastique ou élastique déterminé par l'itération précédente sur le temps. Toujours compte tenu de cet état, nous effectuons le cumul des contraintes (relation 29) et les changements d'axes définis par le tableau du chapitre IV-1-5. Puis, nous mémorisons les valeurs des écarts  $\sigma_r^E$ ,  $\sigma_\theta^E$  et  $\sigma_z^E$  des contraintes en domaine élastique E puis en domaine plastique P et enfin en domaine PE pour effectuer les changements de variables à venir. Le calcul détermine ensuite le nouvel état : E, EE, P, PE ou PEP pour chacune des tranches et mémorise cet état par une valeur caractéristique LE, LEE, LP, LPE ou LPEP de l'indice L de la tranche considérée. Enfin nous imprimons les valeurs numériques et l'état de chacune des tranches.

Le schéma général du calcul est donné par l'organigramme de la figure 52, qui permet de montrer comment il s'établit en fonction de l'état élastique ou plastique, en charge ou en décharge, en tenant compte de la succession dans le temps des divers états possibles.

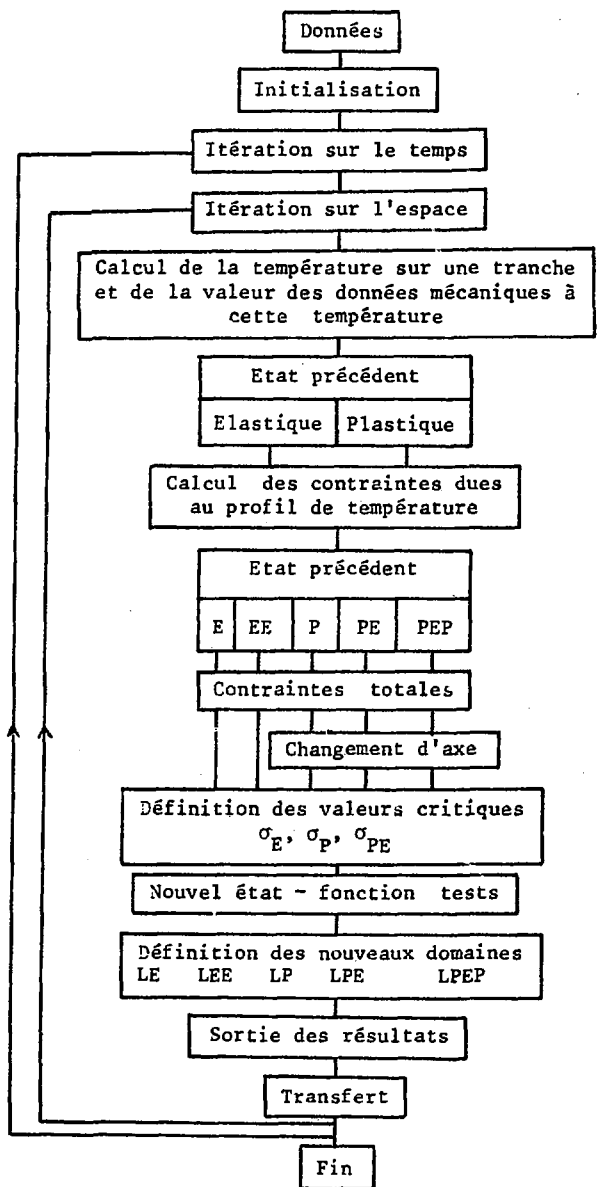


Figure 52

#### IV-1-9 Comparaison avec une autre méthode

Deux objections principales peuvent être faites à propos des hypothèses que nous utilisons dans nos calculs.

1) Compte tenu de la symétrie axiale, nous avons admis que le tenseur des contraintes se réduit aux trois termes  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_z$ . Il n'est cependant pas évident que la contrainte de cisaillement  $\tau_{rz}$  soit effectivement nulle. Nous avons eu l'occasion de comparer notre solution à celle que propose la Société Pour l'Informatique (S.P.I.), centre de calcul et d'analyse du groupe Péchiney, qui a développé une méthode beaucoup plus complexe que la nôtre pour traiter un problème assez voisin.

La S.P.I. a utilisé la méthode des éléments finis pour calculer les contraintes thermiques dans un cylindre de révolution. Cette méthode très complexe permet de calculer, en domaine élastique, toutes les composantes du tenseur des contraintes. Nous avons comparé les deux méthodes en effectuant les calculs à partir des mêmes données. Les valeurs numériques de  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_z$  obtenus sont très voisines ; la méthode des éléments finis donne des contraintes de cisaillement  $10^2$  à  $10^3$  fois plus faibles, ce qui justifie notre hypothèse de les considérer comme nulles.

L'avantage principal de la méthode aux éléments finis réside dans le fait que les calculs sont réalisables pratiquement quelle que soit la géométrie de la pièce. Nous porterons à l'actif de notre méthode l'avantage de sa simplicité et de sa très grande souplesse qui permet de tenir compte assez facilement du critère de plasticité et des variations des propriétés mécaniques avec la température.

2) Nous admettons, à un instant donné, l'isothermie de la surface de l'éprouvette bien qu'il existe effectivement une distribution axiale de température. C'est là le point le plus délicat. Si l'on avait voulu tenir compte dans le calcul de l'existence de deux champs de température

il aurait été impossible, physiquement, de les mesurer séparément. Nous avons choisi la procédure inverse en remarquant que les profils radiaux de température mesurés résultent de l'existence simultanée des deux champs de température. Les contraintes que l'on calcule en tiennent donc également compte. Nous ne négligeons ainsi qu'un champ axial uniforme qui ne provoque pas de contraintes puisque le cylindre est libre de se dilater le long de l'axe z.

#### IV-2 Résultats des calculs

Ne disposant que pour un seul alliage, AU<sub>6</sub>G des valeurs expérimentales de la variation en fonction de la température des propriétés mécaniques, E module d'élasticité,  $\epsilon_p$  équivalent du module d'élasticité en domaine plastique et  $\sigma_E$  limite élastique, notre étude se limite au cas de l'évolution des contraintes thermiques liées aux variations du profil de température dans le cas des alliages d'aluminium. Il ne serait pas raisonnable d'extrapoler les résultats à d'autres types d'alliages car la température initiale de trempe reste modérée (voisine de 500°C) et les variations des propriétés mécaniques avec la température sont tout à fait particulières pour les alliages d'aluminium.

Nous avons envisagé, dans cette étude, le cas de différentes lois de refroidissement d'une éprouvette cylindrique de 50 mm de diamètre et de 150 mm de hauteur. Sa trempe est effectuée depuis 500°C dans de l'eau prise soit à 20, soit à 100°C. De plus nous avons également trempé dans l'eau bouillante une éprouvette identique, enrobée d'un dépôt d'anhydrite d'environ 0,5 mm d'épaisseur. A l'aide de notre chaîne de mesure, nous déterminons l'évolution de température en quatre points régulièrement espacés entre le centre et la surface de l'éprouvette (figure 53). Nous en déduisons, après la conversion analogique-numérique, l'évolution dans le temps des profils de température entre le centre et la surface de l'éprouvette (figure 54). Il est alors possible d'effectuer le calcul des contraintes après avoir déterminé d'une part les polynômes qui représentent les différents profils de température et d'autre part, la variation des propriétés

mécaniques en fonction de la température.

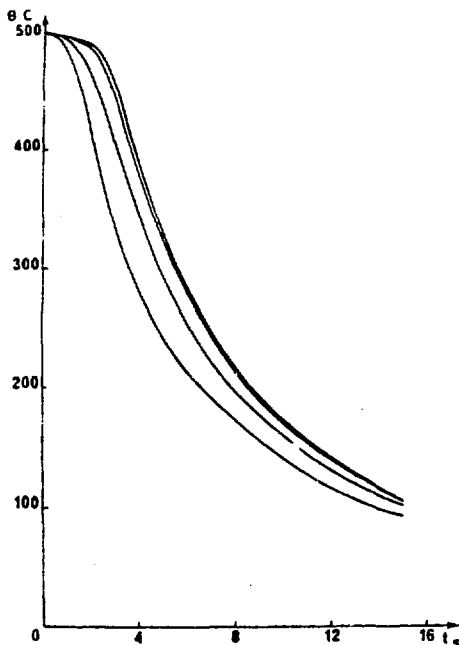


Figure 53

Courbes de refroidissement de quatre points espacés entre le centre et la surface lors de la trempe à l'eau froide d'une éprouvette d'aluminium de 50 mm de diamètre

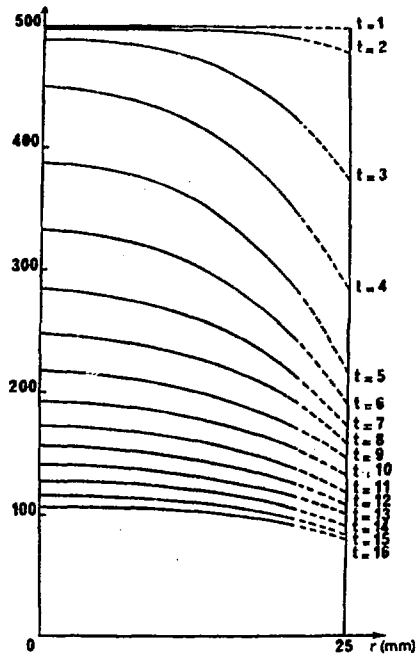


Figure 54

Profils de températures obtenus dans les conditions de la figure 53

#### IV-2-1 Evolution des contraintes

Nous allons traiter en détail les résultats du calcul des contraintes dans le cas de la trempe à l'eau prise à 20°C et nous analyserons plus rapidement les résultats, qualitativement identiques, de la trempe à l'eau bouillante de l'éprouvette nue puis de l'éprouvette enrobée d'un dépôt d'épaisseur voisine de l'épaisseur critique.

Le calcul donne les variations, en fonction du temps, des contraintes radiales  $\sigma_r$ , tangentielles  $\sigma_\theta$  et axiales  $\sigma_z$  et aussi du déplacement radial. Nous montrons sur la figure 55 l'évolution, à différents instants du refroidissement, des contraintes tangentielles entre le centre et la surface de l'éprouvette.

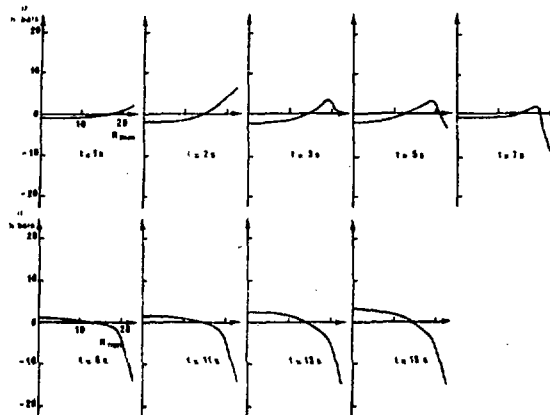


Figure 55

Variations, en fonction du rayon, de la contrainte  $\sigma_\theta$  à différents instants du refroidissement par trempe dans l'eau à 20°C d'une éprouvette de 50 mm de diamètre (AU G)

La surface est soumise dès le début de la trempe à une déformation plastique alors que la zone située à l'intérieur d'un cylindre dont le rayon est égal à environ le tiers du rayon de l'éprouvette, plus faiblement contrainte, est soumise à une déformation élastique. C'est à l'entrée de cette zone que les contraintes tangentielles, toujours très faibles, s'inversent. Au début du refroidissement les zones superficielles sont soumises à des contraintes de traction et en fin de refroidissement à des contraintes de compression. Evidemment c'est la situation



inverse qui se produit au centre de l'éprouvette.

Sur la figure 56, nous avons porté les valeurs des contraintes résiduelles  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  et  $\sigma_z$  obtenues en fin de refroidissement en utilisant dans le calcul  $\Theta(r,t) = \Theta_L \text{ Vr}$  à  $t = \infty$  comme dernier profil de température. Nous retrouvons ainsi les résultats prévus qualitativement par ROSE [34] et THELNING [35].

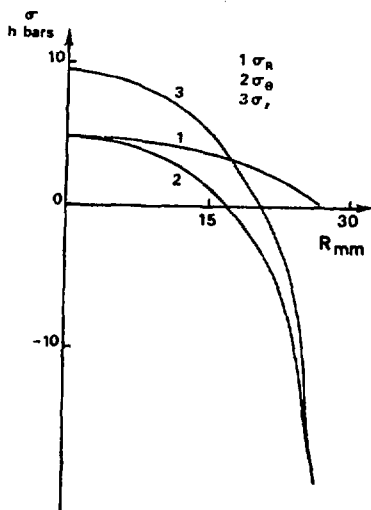


Figure 56

Profils des contraintes résiduelles dans les conditions de la figure 55

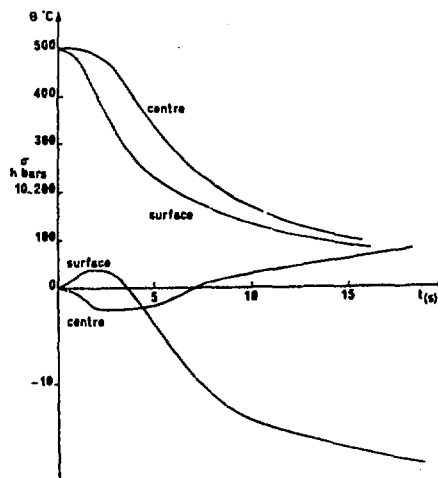


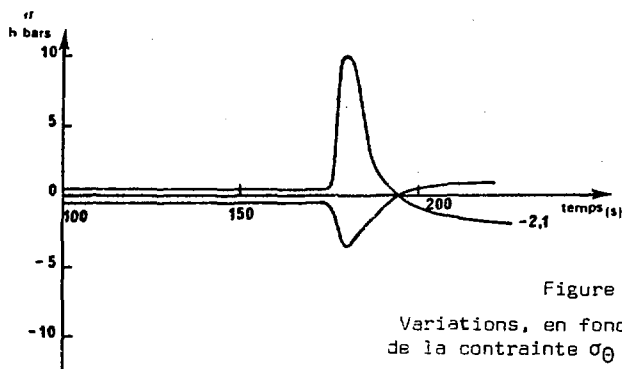
Figure 57

Variations, en fonction du temps, de la température et de la contrainte tangentielle au centre et à la surface dans les conditions de la figure 55

Enfin, sur la figure 57, nous portons les évolutions temporelles des contraintes tangentielles au centre puis à la surface de l'éprouvette. Sur cette même figure, nous avons porté les courbes de refroidissement des points correspondants dans l'éprouvette. On remarque que le centre est en compression et la surface en traction tant que l'écart de température entre le centre et la surface de l'éprouvette augmente.

De plus les contraintes augmentent tant que la surface de l'éprouvette se refroidit plus vite que le centre, elles diminuent ensuite, s'annulent puis s'inversent. En effet, c'est la surface qui est la plus froide. Elle comprime le centre et de ce fait est soumise à des conditions de traction. Dès que la surface a atteint sa plus grande vitesse de refroidissement, la contrainte superficielle diminue, ce qui tend à diminuer les contraintes au centre. Par contre, jusqu'à l'écart maximal de température, la vitesse de refroidissement au centre augmente. Au moment précis où la vitesse au centre dépasse la vitesse de refroidissement de la surface, les contraintes des zones centrales augmentent. Ce sont ces deux effets antagonistes qui maintiennent quasiment constante la contrainte à laquelle est soumise la zone centrale pendant toute la période du refroidissement comprise entre le maxima de la vitesse de refroidissement de la surface et celui de la vitesse de refroidissement du centre. Puis le refroidissement se poursuivant, le volume de la zone centrale diminue plus vite que celui de la zone superficielle. La zone centrale est alors soumise à un effort de traction et la zone superficielle à un effort de compression. Remarquons aussi que les contraintes évoluent très lentement en fin de refroidissement et que les contraintes résiduelles ne sont atteintes que quand le refroidissement est complètement achevé.

Dans le cas de la trempe à l'eau bouillante (figure 58), le refroidissement est lent et, les contraintes restent faibles.



Elles ne prennent quelque importance qu'au moment de la transition caléfaction-ébullition. Si le métal ne subit à aucun moment de déformation plastique, les contraintes résiduelles sont nulles.

Lorsque l'éprouvette, enrobée d'un dépôt de résistance thermique bien choisie, est trempée dans l'eau bouillante, le refroidissement obtenu est comparable à celui que l'on observe dans l'eau froide, mais on note que l'écart de température entre le centre et la surface reste constant pendant une grande partie de ce refroidissement. Dès le début de la trempe (figure 59) les zones centrales et les zones superficielles de l'éprouvette entrent en domaine plastique, comme dans le cas de la trempe à l'eau froide. Cependant les contraintes n'évoluent pratiquement plus puisque l'écart de température entre le centre et la surface reste longtemps constant. Remarquons cependant que les contraintes augmentent légèrement car l'équivalent  $e_p$  du module élastique s'accroît quand la température diminue. Enfin lorsque le refroidissement se poursuit, l'évolution des contraintes est qualitativement la même que lors de la trempe à l'eau froide.

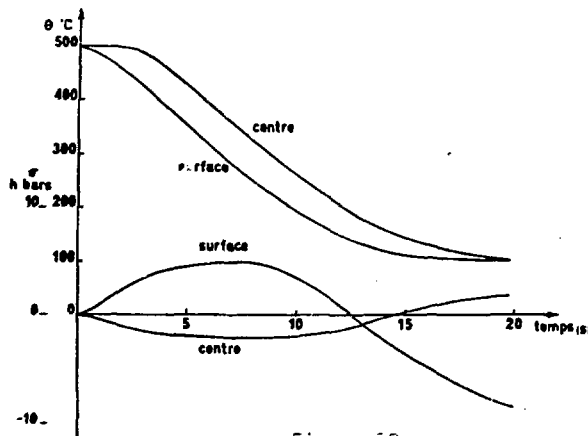


Figure 59

Variations, en fonction du temps, de la température et de la contrainte tangentielle au centre et à la surface d'une éprouvette de 50 mm de diamètre enrobée d'un dépôt d'épaisseur critique et trempée à l'eau bouillante (AU G)

#### IV-2-2 Les contraintes résiduelles

En étudiant l'évolution des contraintes au cours du refroidissement, il est possible de déterminer les grandeurs qui influent le taux de contraintes résiduelles. Pour simplifier, nous allons nous limiter à l'évolution des contraintes tangentielles. Le premier schéma de la figure 60

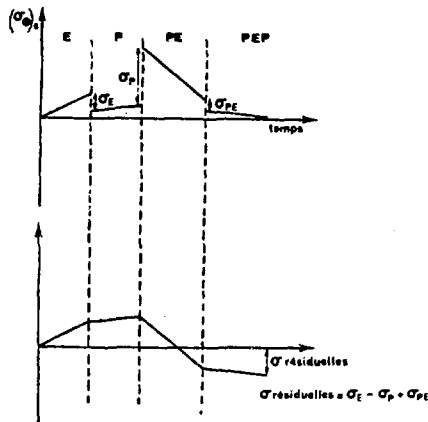


Figure 60

Schéma représentant les contraintes calculées dans les différents domaines qui se suivent chronologiquement et les changements de variable correspondants

la contrainte résiduelle se déduit des trois translations de  $\sigma_E$ ,  $\sigma_P$  et  $\sigma_{PE}$  soit :

$$\sigma_{\theta S}(t=\infty) = \sigma_E - \sigma_P + \sigma_{PE}$$

Dans les cas pratiques que nous avons étudiés, la zone superficielle de l'éprouvette n'atteint jamais le domaine PE. On remarque donc que le taux de contraintes résiduelles est simplement fonction des écarts de

donne les valeurs de  $\sigma_{\theta}$  calculées à la surface de l'éprouvette à partir du profil de température, dans les différents domaines de déformation qui se suivent. Lorsque la tranche d'espace considérée se trouve dans un domaine plastique, les contraintes calculées sont faibles puisque la pente de la courbe de traction est plus faible qu'en domaine élastique ( $E < \epsilon_p$ ).

Le second schéma de la figure 60 donne, après le changement de variable, la vraie valeur des contraintes obtenues en rendant continue l'évolution de  $\sigma_{\theta}$ . On remarque alors que

contraintes calculés à partir de la répartition de température avant tout changement de variable au moment des changements d'état E - P et P - PE. Or, dans le cas des trempes rapides, c'est-à-dire sans caléfaction dans lesquelles on atteint rapidement le maximum de vitesse de refroidissement, le passage en domaine plastique se fait à température élevée donc avec une faible valeur des modules élastique et plastique ; l'écart  $\sigma_p$  est alors faible, de l'ordre de 2 à 4 hbars en surface. C'est donc essentiellement au moment du passage d'une augmentation de contrainte en domaine plastique à une diminution de contrainte en domaine élastique que se définit le taux de contraintes résiduelles (figure 60). Notons (figures 57 et 59) qu'à cet instant, l'évolution des contraintes est lente et que le maximum n'est atteint qu'en fin de refroidissement.

Il est donc possible de dégager les principaux facteurs qui influent le taux de contraintes résiduelles. Au moment où la vitesse de refroidissement en surface est maximale, le centre et la surface de l'éprouvette passent du domaine P au domaine PE où il y a relaxation des contraintes. A ce moment, l'écart  $\sigma_p$  est fonction des propriétés du métal à cette température. Plus cette température est élevée plus  $\sigma_p$  est faible et plus les contraintes résiduelles sont faibles. De plus, un alliage qui possède de bonnes propriétés mécaniques à haute température accuse des contraintes résiduelles plus importantes qu'un alliage à faibles propriétés mécaniques. Pour un alliage donné il sera donc intéressant d'élever la température jusqu'à la valeur pour laquelle le flux transmis est maximum.

D'autre part, le taux des contraintes résiduelles est lié à la valeur de l'écart de température entre le centre et la surface : un écart faible donc un refroidissement lent, conduit à des contraintes faibles. Il conduit même à l'absence de contraintes résiduelles si le métal reste en domaine élastique. On retrouve l'idée souvent exprimée selon laquelle ralentir le refroidissement diminue les contraintes résiduelles. Mais en fait cette condition suffisante n'est pas nécessaire puisque par exemple dans le cas de la trempe à l'eau bouillante de l'éprouvette enrobée,

on diminue l'écart de température entre le centre et la surface de l'éprouvette en relevant la température superficielle. Les contraintes résiduelles sont ainsi affaiblies. Mais comme cet écart reste constant dans un large domaine de température, la déformation plastique se poursuit avec, une légère augmentation des contraintes. Le changement d'état P - PE se trouve situé à une température plus basse que lors de la trempe à l'eau froide (250°C en surface contre 300°C).  $\sigma_p$  tend donc à augmenter puisque le module élastique est plus élevé à basse température. On se trouve donc en présence de deux effets antagonistes :

- La diminution de la température de passage en domaine PE tend à augmenter les contraintes résiduelles.
- La diminution de l'écart maximal de température entre le centre et la surface tend à les diminuer.

On observe, en pratique, que le second effet l'emporte sur le premier, ce qui tend à diminuer le niveau des contraintes résiduelles et permet d'interpréter le rôle favorable du dépôt.

Il faut remarquer que si on compare entre eux différents alliages dont les propriétés mécaniques varient de façon très différente avec la température, c'est dans le cas de ceux dont les propriétés sont les plus constantes que la technique des dépôts permet la plus forte atténuation des contraintes résiduelles. En effet, l'abaissement de la température lors du passage en domaine PE n'augmente que d'assez peu le niveau des contraintes. Il en résulte que la diminution de l'écart maximal de température devient le terme prépondérant.

Dans le cas de la trempe à l'eau bouillante de l'éprouvette nue, le très long régime de caléfaction ne provoque que des contraintes toujours très faibles, donc qui restent en domaine élastique. Le passage en domaine plastique se fait en fin de refroidissement, au moment où

s'instaure l'ébullition nucléée. Très rapidement la vitesse de refroidissement atteint son maximum et le métal se retrouve en domaine élastique PE. La brève existence à basse température du domaine plastique entraîne que les valeurs des écarts  $\sigma_E$  et  $\sigma_P$  ne sont pas, très différentes, donc que les contraintes résiduelles sont toujours très faibles.

En résumé, les contraintes résiduelles en surface sont données par :

$$\sigma \text{ résiduelles} = \sigma_E - \sigma_P$$

où les grandeurs  $\sigma_E$  et  $\sigma_P$  sont calculées au moment du changement d'état élastique plastique, puis plastique élastique,  $\sigma_P$  est toujours plus grand que  $\sigma_E$ , car il se produit à plus basse température. Des contraintes résiduelles importantes seront produites pour :

- $\sigma_E$  faible, donc transition E - P à haute température et faibles propriétés mécaniques à cette température.
- $\sigma_P$  grand, donc transition P - PE à température basse et bonnes propriétés mécaniques à cette température.

Notons qu'il ne serait pas raisonnable d'extrapoler à d'autres cas les résultats obtenus dans le cas des alliages légers. Il faudra acquérir une expérience plus étendue, en effectuant l'étude systématique d'autres types de refroidissement, pour différentes dimensions d'éprouvettes et d'autres alliages.

#### IV-3 Mesure expérimentale des contraintes

Les conditions expérimentales mêmes font qu'il est impossible de mesurer directement l'évolution des contraintes au cours de la trempe ; seules les contraintes résiduelles sont accessibles.

L'analyse des contraintes résiduelles par des procédés mécaniques ou physiques (jauge extensiométriques, photoélasticimétrie...) est longue et difficile à mettre en oeuvre. Nous nous sommes alors tourné vers la méthode de mesure par diffraction X qui présente l'avantage d'être non destructive et de mettre en cause qu'une très faible quantité de matière (mesure locale).

#### IV-3-1 Méthode radiocristallographique de détermination des contraintes

Nous nous bornerons à rappeler les caractéristiques générales de cette méthode dont on trouvera l'exposé dans de nombreux ouvrages classiques [36]. La méthode revient à utiliser le paramètre cristallin comme jauge extensiométrique : on mesure par diffraction X les déformations élastiques du réseau cristallin puis, en utilisant les équations de l'élasticité, on calcule les contraintes qui correspondent à la déformation mesurée. Ce calcul est particulièrement simple pour les couches superficielles qui seules interviennent lors de la mesure du paramètre cristallin.

On suppose, en première approximation, que le matériau polycristallin se comporte comme un solide isotrope continu auquel on peut appliquer les équations de l'élasticité. Soit :

$$\epsilon_1 = \frac{1}{E} [\sigma_1 - \nu(\sigma_2 + \sigma_3)] \quad (1)$$

et analogue pour  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_3$ .  $\epsilon$  et  $\sigma$  sont les déformations et les contraintes principales,  $E$  le module d'élasticité et  $\nu$  le coefficient de Poisson.

Notons que  $\sigma_3 = 0$  car la contrainte normale à une surface libre est nulle.



Dans un solide isotrope, un élément sphérique de volume est déformé en ellipsoïde sous l'action d'une déformation élastique homogène. La déformation  $\epsilon_{\varphi\psi}$  dans la direction formant l'angle  $\psi$  avec  $\epsilon_3$  et  $\varphi$  avec  $\epsilon_1$  est donnée (figure 61) par :

$$\epsilon_{\varphi,\psi} = \alpha_1^2 \epsilon_1 + \alpha_2^2 \epsilon_2 + \alpha_3^2 \epsilon_3 \quad (2)$$

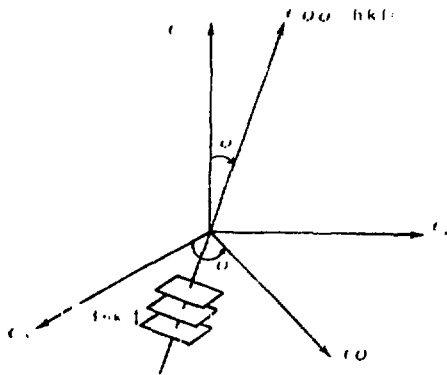


Figure 61  
Schéma définissant  
les notations lors  
de la diffraction  
des rayons X

$\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  sont les cosinus directeurs :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \sin \psi \cos \varphi \\ \alpha_2 &= \sin \psi \sin \varphi \\ \alpha_3 &= \cos \psi = \sqrt{1 - \sin^2 \psi} \end{aligned} \quad (3)$$

En introduisant (3) dans (2) et compte tenu des relations (1) il vient :

$$\epsilon_{\varphi,\psi} - \epsilon_3 = \frac{1+\nu}{E} [\sigma_1 \cos^2 \varphi + \sigma_2 \sin^2 \varphi] \sin^2 \psi$$

L'équation de l'ellipsoïde des contraintes est :

$$\sigma = \alpha_1^2 \sigma_1 + \alpha_2^2 \sigma_2 + \alpha_3^2 \sigma_3$$

Soit  $\sigma\varphi$  la projection de  $\sigma$  dans le plan  $(\sigma_1, \sigma_2)$ .

$$\sigma = \sigma\varphi \text{ pour } \psi = \frac{\pi}{2} \text{ entraîne } \sigma\varphi = \sigma_1 \cos^2\psi + \sigma_2 \sin^2\psi$$

Soit donc :

$$\varepsilon_{\varphi, \psi} - \varepsilon_3 = \frac{1+\nu}{E} \sigma\varphi \sin^2\psi \quad (4)$$

Cette expression est une relation linéaire entre la déformation et  $\sin^2\psi$ .

Soit  $d_0$  l'équidistance des plans atomiques  $(hkl)$  dans l'état non contraint ;  $d^\perp$  l'équidistance dans le métal contraint dans la direction perpendiculaire à la surface et  $d\psi$  l'équidistance dans la direction  $(\psi, \varphi)$ .

Il vient alors :

$$\varepsilon_{\varphi, \psi} = \frac{d\psi - d_0}{d_0} \quad \text{et} \quad \varepsilon_3 = \frac{d^\perp - d_0}{d_0}$$

Soit :

$$\varepsilon_{\varphi, \psi} = \frac{d\psi - d^\perp}{d^\perp}$$

Soit enfin :

$$d\psi - d^\perp = \frac{1+\nu}{E} d_0 \sigma\varphi \sin^2\psi \quad (5)$$

La courbe des variations de la distance interréticulaire  $d_{hkl}$  en fonction de  $\sin^2\psi$  est une droite dont la pente  $p$  permet de déterminer la contrainte.

La figure 62 schématise le dispositif expérimental. L'éprouvette est montée au centre du goniomètre, la réflexion est enregistrée à l'aide d'un compteur. Les différentes positions  $\psi$  sont obtenues en tournant l'éprouvette autour d'un axe perpendiculaire à la figure.

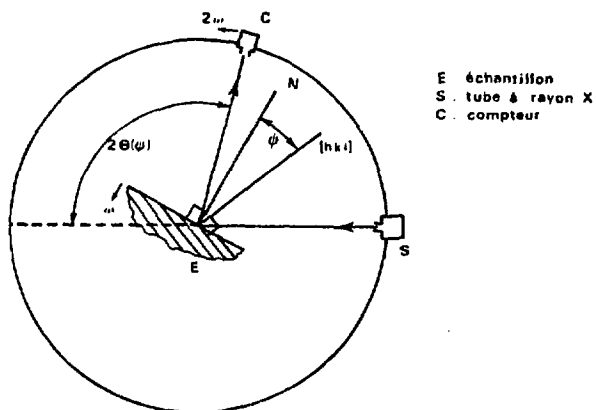


Figure 62

Schéma de l'appareil de détermination des contraintes par diffraction X à l'aide de la méthode dite des  $\sin^2 \psi$

Pour des raisons bien connues de sensibilité, on travaille sur une raie de diffraction  $(hkl)$  correspondant, pour la longueur d'onde utilisée, à un angle de Bragg voisin de  $90^\circ$  (raie  $(420)$  pour l'aluminium avec un rayonnement  $Co K\alpha_1$  soit  $2\theta = 162^\circ 11'$ ). Il est possible d'obtenir ainsi une précision qui peut atteindre  $\pm 0,1$  hb.

De nombreuses limites d'ordre théorique rendent parfois assez délicate l'application de cette méthode ; nous n'en discuterons pas pour éviter d'alourdir notre texte. Nous renvoyons à deux communications qui critiquent la méthode de détermination des contraintes dite des  $\sin^2 \psi$  [37] et [38].

Cette méthode, d'un emploi commode, est particulièrement bien adaptée à la mesure des contraintes résiduelles qui existent à la surface de nos éprouvettes de trempe.

#### IV-3-2 Résultats expérimentaux

Les mesures de contraintes résiduelles effectuées par diffraction X ont été réalisées au laboratoire central de la Société Aluminium Pechiney.

Dans le cadre de cette première approche, nous avons retenu différents facteurs qui influencent le taux de contraintes résiduelles : la technique de trempe, les dimensions de l'éprouvette et la nature de l'alliage. Les différentes mesures sont résumées dans les tableaux suivants où nous avons noté les valeurs numériques exprimées en hbars des contraintes tangentielles qui existent après trempe à la surface de l'éprouvette. Ce sont toujours des contraintes de compression ( $\sigma_{\theta} < 0$ ), dont la valeur est déterminée à environ  $\pm 1,5$  hbar.

#### Eprouvettes cylindriques AU SG

Diamètre mm trempe	50	35	20
Eau à 20°C	18,5	19	17,5
Eau bouillante	2	1	0
Eau bouillante + dépôt d'épaisseur critique	10	12	5

Eprouvettes de 35 mm de diamètre

Alliage traitement	AU <sub>6</sub> MGT	AU <sub>4</sub> G	AU <sub>2</sub> GN	A <sub>5</sub>	AZ <sub>5</sub> GU	AZ <sub>8</sub> GU
Eau à 20°C	12,5	20	15	2	23	24
Eau bouillante	2	2	6	2,5	2	5
Eau bouillante + dépôt d' épaisseur critique	9	12	9	3	9	16

Ces résultats appellent quelles remarques :

- La présence, à la surface de l'éprouvette, d'une résistance thermique convenablement choisie assure, un taux de contraintes résiduelles plus faible bien que le refroidissement de l'éprouvette soit aussi rapide que dans le cas de la trempe à l'eau froide.

- La nature de l'alliage influe considérablement sur le taux de contraintes résiduelles. On observe une corrélation très nette entre le niveau de contraintes résiduelles d'un alliage et sa limite élastique à l'état brut de trempe.

- Il faut noter que les résultats des mesures de contraintes obtenus après trempe de l'éprouvette enrobée sont plus dispersés à cause de la fiabilité médiocre des dépôts utilisés.

#### IV-3-3 Comparaison des valeurs mesurées aux valeurs calculées

Le tableau ci-dessous permet d'apprécier la validité de nos calculs dans le cas d'une éprouvette de 50 mm de diamètre en AU<sub>4</sub>G trempée depuis 500°C (il s'agit de contraintes de compression, donc négatives).

Traitement	Eau à 20°C	Eau bouillante	Eau bouillante + dépôt d'épaisseur critique
Valeur mesurée	21	2,5	11
Valeur calculée	19,8	2,1	9,60

Notons que les valeurs obtenues par calcul le sont toujours par défaut. En effet les contraintes résiduelles que nous calculons sont déduites des valeurs extrêmes des contraintes en domaine plastique et élastique et comme le calcul opère par itérations sur le temps, les valeurs maximales retenues seront toujours trop faibles. Le remède consiste donc à choisir un pas d'itération beaucoup plus fin au moment de l'entrée en domaine plastique et au moment de la vitesse maximale de refroidissement en surface. Quelques tentatives de calcul manuelles semblent intéressantes, malheureusement, elles sont difficiles à réaliser en calcul automatique.

#### IV-4 Contraintes de transformation

Dans ce travail, nous n'avons étudié que les contraintes d'origine thermique. Dans la majorité des cas pratiques, il se produit au cours de la trempe, des transformations structurales souvent accompagnées d'une variation de volume. Ces modifications dimensionnelles provoquent des contraintes dites de transformation qui s'ajoutent aux contraintes thermiques.

Le problème de la trempe des aciers est donc très complexe puisqu'il faut déterminer les deux types de contraintes. De nombreuses tentatives de calcul des contraintes de transformation ont déjà été publiées. Les plus connues sont celles de ROSE [34] et THELNING [35]. Ces travaux sont essentiellement qualitatifs, car ils ont négligé l'aspect thermique et l'évolution des transformations structurales avec la température est très schématisé. Le grand intérêt de ces travaux est de dégager les principaux paramètres qui interviennent dans l'évolution des contraintes de transformation et de prévoir les différents cas de contraintes résiduelles que l'on a observés.

#### IV-4-1 Relation entre les contraintes thermiques et les contraintes de transformation

Si l'on veut déterminer les contraintes dues à la trempe dans un alliage qui se transforme, il faut calculer simultanément les contraintes thermiques et les contraintes de transformation pour chaque valeur de la température, en différents points de l'éprouvette.

Nous distinguerons deux cas :

##### a) Transformation purement martensitique

Dans ce cas le problème se simplifie. Pour chaque point de l'éprouvette dont la température est plus élevée que la température  $M_s$ , le métal ne s'est pas encore transformé et les seules contraintes qu'il subit sont les contraintes thermiques. En tout point dont la température est plus basse que  $M_s$  apparaît une certaine quantité de martensite qui provoque une augmentation de volume dont la valeur est seulement fonction de la température atteinte. Il se crée donc des contraintes que l'on peut calculer uniquement à partir de la température. Ces contraintes de transformation que l'on détermine en même temps que les contraintes thermiques se propagent de la surface vers le centre de l'éprouvette suivant

la loi qui lie l'avancement de la transformation à la distribution de la température.

b) Transformations plus complexes

Dans le cas le plus général, différentes transformations peuvent se produire dans l'intervalle de température parcouru pendant la trempe. Le problème se complique considérablement car, pour chacune des transformations, il faut pouvoir déterminer à partir de la température d'un élément de l'éprouvette l'augmentation de volume de cet élément. De plus, il faut tenir compte de la chronologie de l'apparition des transformations car, du fait de la forme des courbes T.T.T. une transformation peut apparaître au centre de l'éprouvette alors que la surface se transforme selon un processus différent, à une température différente.

IV-4-2 Résultats d'une approche expérimentale de l'étude des défauts de trempe

Avant d'aborder le calcul des contraintes qui apparaissent au cours de la trempe d'un métal qui se transforme, il faut effectuer des expériences systématiques pour définir les paramètres importants. Ce travail a été effectué au laboratoire par J. GARILLOT [39] qui a déterminé les conditions d'apparition des tapures lors de la trempe d'un acier. Il n'a pas étudié directement les contraintes, mais leurs résultats sur le métal quand le niveau des contraintes triaxiales a dépassé une limite fonction de la température au-dessus de laquelle se produisent des défauts.

J. GARILLOT a décrit quelques phénomènes remarquables :

- Les tapures, donc les contraintes les plus importantes, ne se produisent que dans un domaine limité de vitesses de refroidissement. En particulier, elles ne se produisent pas aux plus grandes vitesses de refroidissement.



- La position du choc thermique de la transition par rapport à la température  $M_s$  n'a pas une importance déterminante.

- La morphologie des tapures évolue avec la température du liquide de trempe, donc avec la vitesse de refroidissement. D'abord radiales, les tapures deviennent progressivement axiales, lorsque la température de l'eau s'élève.

Ces constatations échappent actuellement à l'analyse qualitative que proposent ROSE [34] et THELNING [35] et sont parfois même en contradiction avec ces auteurs.

Il est donc nécessaire pour aborder l'étude du mécanisme d'apparition et de l'évolution des contraintes de transformation de développer une méthode de calcul qui peut donner quantitativement l'importance des différents paramètres, tant thermiques que mécaniques et structuraux.

#### IV-4-3 Principe d'une approche théorique

Il semble a priori possible de modifier la méthode de calcul des contraintes thermiques que nous avons développée en y ajoutant les termes propres à la transformation structurale. Par exemple dans le cas d'une transformation purement martensitique, il devrait suffire d'attribuer à chaque tranche du métal, à une itération donnée, un coefficient de dilatation relatif qui tient à la fois compte du coefficient de dilatation réel et de l'augmentation de volume liée à la quantité de martensite formée, donc à la température. La plus grande difficulté semble résider dans la nécessité de disposer de données réalistes c'est-à-dire de déterminer, à chaque température, le taux d'avancement de la transformation martensitique dans des conditions d'environnement aussi voisines que possible de celles de nos éprouvettes de trempe. Ce problème peut être abordé par notre équipe grâce à son expérience en dilatométrie rapide [40]. Cependant, les contraintes influent sur l'avancement de la transformation

et peuvent même la bloquer dans les zones centrales de l'éprouvette.  
Il faut donc déterminer la quantité de phase transformée à la fois en  
fonction de la température et des contraintes qui existent dans le métal  
au moment de la transformation.

Nous essayons actuellement de développer des techniques de dilatomé-  
trie sous contrainte pour obtenir des données définissant le taux d'avan-  
cement de la transformation. Ce travail de longue haleine ne fait que  
commencer, c'est pourquoi nous ne disposons encore d'aucune donnée pour  
aborder quantitativement l'étude des contraintes de transformation.

## conclusions

Nous avons mis au point un système de mesure et d'enregistrement qui permet de déterminer simultanément la température en plusieurs points d'une éprouvette au cours de son refroidissement par trempé. Nous pouvons ainsi obtenir jusqu'à 900 relevés par seconde et par voie de mesure. Ce système est construit autour d'un enregistreur magnétique d'instrumentation capable de restituer les signaux avec un rapport de vitesses enregistrement-lecture de 1 à 32 ou de 32 à 1. Il satisfait à tous les besoins des études thermocinétiques les plus fines que nous ayons à effectuer jusqu'ici.

Nous avons tout d'abord étendu les moyens de supprimer ou de contrôler la caléfaction en mettant au point la technique de la "résistance thermique superficielle" dont l'idée nous a été suggérée au cours de nos expériences de trempé dans l'azote liquide. Nous avons montré en particulier que l'on peut modifier progressivement les processus de vaporisation en substituant à la caléfaction d'abord l'ébullition larvée puis l'ébullition nucléée. La densité du flux de chaleur transmis au liquide peut être réglée entre la faible valeur que donnerait la caléfaction pure et la valeur élevée à laquelle conduit l'ébullition nucléée. La résistance critique que nous avons définie permet d'obtenir l'ébullition nucléée. Dans tous les cas que nous avons étudiés elle correspond à la valeur optimale qui assure le refroidissement le plus rapide. Cependant MUNSCH [16]

a montré, dans le cas particulier des dépôts de zircone, que la résistance optimale peut être considérablement inférieure à la résistance critique.

La couche résistante superficielle, comme d'ailleurs les films de faible effusivité, atténue fortement l'anisothermie superficielle responsable d'une part d'un surcroît de contraintes, d'autre part, de l'interdiction d'extrapoler à un autre échantillon les propriétés établies sur un échantillon déterminé. Ce second fait est très grave car il empêche de donner une définition universelle du "pouvoir refroidissant" d'un liquide et de passer d'une expérience de laboratoire à une opération de trempe industrielle.

Dans notre travail, comme dans ceux de Gérard BECK [2] de Gauthier MUNSCH [16] et de Jacques GARILLOT [39] on rencontre le fait d'apparence paradoxale qu'une accélération du refroidissement ne provoque pas nécessairement un accroissement de contraintes risquant de créer des défauts de trempe mais très souvent, au contraire, une atténuation et même une suppression de ces défauts. Pour interpréter ces faits nous avons développé des méthodes de calcul de la distribution de température puis des contraintes d'origine thermique qui reposent sur les résultats de nos mesures mais ne font appel à aucune hypothèse ce qui distingue nos travaux de tous les travaux antérieurs. Un des intérêts de ces calculs réside dans le fait qu'ils pourraient être étendus au cas d'alliages présentant des transformations structurales c'est-à-dire à la fois une chaleur latente et des changements de volume.

## bibliographie

- [1] R. BIGOT  
Thèses Nancy 1964.
- [2] G. BECK  
Thèses Nancy 1968.
- [3] R. BIGOT et R. FAIVRE  
Rev. Métal. LIII n° 2 (1956), p. 131.
- [4] G. BECK  
Rev. Métal. LXVI n° 7-8 (1969), p. 581-589.
- [5] RIEMAN  
Cité par SCIAMA - Rev. Métal. Nov 1966, p. 889-903.
- [6] F. MOREAUX et G. BECK  
C. R. Ac. Sc. 266 C (1968), p. 74-76.
- [7] S. SATO  
Sci. Rep. Tokoku Imperial Un. A. 21 (1962).
- [8] G. BECK  
C. R. Ac. Sc. 265 B (1967), p. 793-796.
- [9] J.C. CHEVRIER et G. BECK  
C. R. Ac. Sc. 270 C (1970), p. 892-894.
- [10] J.C. CHEVRIER et G. BECK  
C. R. Ac. Sc. 270 C (1970), p. 1276-1279.
- [11] C.W. COWLEY, M.J. TIMSON et J.A. SANDYE  
I et C. Process design and development vol. 1, n° 2, Avril 1962,  
p. 81-84.
- [12] S. NUKIYAMA  
J. Soc. Engineers, 37, (1934), p. 367-374 Japan.
- [13] G. BECK et J.C. CHEVRIER  
Int. J. Heat Mass Transfer, 14, 1971, p. 1731-1745.
- [14] J.C. CHEVRIER  
D.E.A. Nancy (1969).

- [15] F. MOREAUX et G. BECK  
C. R. Ac. Sc. 268 C (1969), p. 1207-1210.
- [16] G. MUNSCH  
Thèse de spécialité - Nancy (1972).
- [17] J.C. CHEVRIER et G. BECK  
Mem. Sc. Rev. Mét. LXVIII, n° 6, (1971), p. 391-400.
- [18] F. HENGERER, B. STRASSLE et P. BREMI  
Sthal und Eisen, 89, n° 12, (1969), p. 641, 654.
- [19] T. YAMAGUCHI, H. FUKUE et H. SHIGEMATSU  
Technical Review, 6, n° 1, (1972).
- [20] W.S. BRADFIELD  
J. Heat Transfer, (1967), p. 269-270.
- [21] A.E. BERGLES et W.G. THOMSON  
Int. J. Heat and Mass Transfer, 13, (1970), p. 55-58.
- [22] C. BEURTHERET  
C. R. Ac. Sc., 259, 1964.
- [23] J.C. CHEVRIER, F. MOREAUX et G. BECK  
Int. J. Heat Mass Transfer, 15, (1972), p. 1631-1645.
- [24] Y. DARDEL  
La transmission de la chaleur au cours de la solidification  
du réchauffage et de la trempe des aciers - (1964).  
Ed. de la Revue de Métallurgie.
- [25] L. BINDER  
Dissertation Munich (1911).
- E. SCHMIDT  
Forch. Gebiete Ingenieurw, 13, (1942), p. 177-184.
- [26] J.M. JACQUES  
D.E.S. Nancy 1968.
- [27] A.N. LOWAN  
The Scripta Mathematica Studies, 8, (1957), p. 104.
- [28] VERON  
Bull. Techn. Soc. Franc. const. Babcock et Wilcox,  
n° 23, (1959), p. 120-143.
- [29] J. LEGRAS  
Précis d'analyse numérique, (1963) Dunod.

- [30] J.C. CHEVRIER  
Thèse de Spécialité Nancy (1970).
- [31] G. BECK  
C. R. Ac. Sc., 265 B, (1967), p. 713.
- [32] J.C. CHEVRIER et G. BECK  
Mem. Sc. Rev. Mét. LXIX, n° 9, (1972), p. 623-632.
- [33] F. SCHEID  
Theory and Problems of Numerical Analysis 1968 Mc Graw Hill.
- [34] H. ROSE et H. BUHLER  
Archiv für das Eisenhüttenwesen, 5, (1969), p. 411-423.
- [35] K.E. THELNING  
Härtereitechn. Mitt., 25, (1970), p. 271-281.
- [36] TAYLOR  
X Ray Metallography, (1961), John Wiley N.Y.
- [37] Madame DIAMENT  
Conférence G.A.M.A.C. (1972).
- [38] J. BOUVAIST  
Quelques applications pratiques de la mesure des contraintes résiduelles par diffraction X - à paraître.
- [39] J. GARILLOT  
D.E.S. Nancy 1973.
- [40] B. MIGNOT  
Thèse Nancy 1972.
- [41] F. MOREAUX  
Thèse de Spécialité Nancy 1969.
- [42] A. SIMON  
Thèses Nancy 1972.

# table des matières

<u>INTRODUCTION</u> .....	1
CHAPITRE 1	
<u>I- TECHNIQUE EXPERIMENTALE</u> .....	4
I-1 Système de trempe .....	4
I-2 Chaîne de mesure .....	7
I-2-1 L'enregistreur magnétique .....	7
I-2-2 Les circuits d'entrée .....	10
I-2-3 Les circuits de sortie .....	15
I-3 Les performances de la chaîne de mesure .....	19
CHAPITRE 2	
<u>II- REGLAGE DES TRANSFERTS DIPHASIQUES A L'AIDE D'UNE RESISTANCE THERMIQUE ADDITIONNELLE</u> .....	22
II-1 Le contact brusque .....	23
II-2 Cas de la trempe dans l'azote liquide .....	26
II-2-1 Dépôt de faible effusivité .....	26
II-2-2 Influence du dépôt .....	30
II-2-3 Interprétations .....	32
II-2-4 Répartition de la température dans le dépôt .....	35
II-2-5 Conditions limites d'application .....	37
II-3 Cas de la trempe à l'eau .....	42
II-3-1 Mise en oeuvre .....	42
II-3-2 Résultats expérimentaux .....	46
II-3-3 Caractéristiques du refroidissement quand R est su- périeur à $R_c$ .....	48
II-4 Liaison résistance thermique-contact brusque .....	50
II-5 Applications métallurgiques .....	53



### CHAPITRE 3

<u>III- CALCUL DE LA REPARTITION DE LA TEMPERATURE DANS LE METAL PENDANT LA TREMPE</u> .....	57
III-1 Détermination de la température superficielle .....	59
III-2 Méthode de calcul .....	60
III-2-1 L'équation de la chaleur .....	60
III-2-2 Méthode explicite simple .....	61
III-2-3 Géométrie cylindrique .....	64
III-2-4 Condition initiale et conditions aux limites .....	65
III-2-5 Loi de récurrence .....	66
III-3 Résultats des calculs .....	69
III-3-1 Etude du refroidissement .....	70
III-3-2 La transition caléfaction ébullition nucléée .....	73
III-3-3 Discussion de la méthode de calcul .....	74
III-4 L'anisothermie .....	81
III-4-1 Régime permanent - Régime de trempe .....	82
III-4-2 Particularités de la trempe .....	84
III-5 Conséquences de l'anisothermie superficielle .....	91
III-5-1 Le coefficient de transfert de chaleur .....	91
III-5-2 Pouvoir de refroidissement d'un liquide de trempe .....	93

### CHAPITRE 4

<u>IV- CALCUL DES CONTRAINTES THERMIQUES</u> .....	95
IV-1 Principes de la méthode de calcul .....	96
IV-1-1 Cas de la trempe .....	96
IV-1-2 Calcul des contraintes en domaine élastique .....	98
IV-1-3 Critère de plasticité .....	108
IV-1-4 Calcul en domaine plastique .....	110
IV-1-5 Changement d'axe .....	112
IV-1-6 Les données nécessaires au calcul .....	114
IV-1-7 Interpolation des variations des propriétés mécaniques de l'alliage en fonction de la température .....	116
IV-1-8 Organisation des calculs .....	118
IV-1-9 Comparaison avec une autre méthode .....	120
IV-2 Résultats des calculs .....	121
IV-2-1 Evolution des contraintes .....	122
IV-2-2 Les contraintes résiduelles .....	122

IV-3 Mesure expérimentale des contraintes .....	130
IV-3-1 Méthode radiocristallographique de détermination des contraintes .....	131
IV-3-2 Résultats expérimentaux .....	135
IV-3-3 Comparaison des valeurs mesurées aux valeurs calculées .....	137
IV-4 Contraintes de transformation .....	137
<u>CONCLUSION</u> .....	142
<u>BIBLIOGRAPHIE</u> .....	144



NOM DE L'ETUDIANT : CHEVRIER Jean Charles

NATURE DE LA THESE : DOCTORAT ES SCIENCES PHYSIQUES

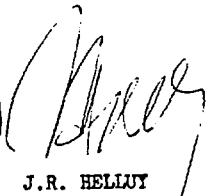
VU, APPROUVE

& PERMIS D'IMPRIMER

NANCY, le 5 juin 1973

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I



  
J.R. HELLUY