UNIVERSITE DE METZ

THESE PRESENTEE POUR L'OBTENTION DU

TITRE DE DOCTEUR DE 3ème CYCLE

Spécialité : GENIE PHYSIQUE ET MECANIQUE

par Georges LACOURT

étude de la ténacité et du comportement dynamique en fonction de la température, de différents types d'aciers.

SOUTENUE LE 10 JUILLET 1986 DEVANT LE JURY :

RAPPORTEUR :	G. PLUVINAGE	(UNIVERSITÉ DE METZ)
JURY :	J.J. HEIZMANN	(UNIVERSITÉ DE METZ)
		(UNIVERSITÉ DE METZ)
		(UNIVERSITÉ DE LILLE)
INVITÉS :		(ATS - TARBES)
	J.P. DOUCET	(CREUSOT LOIRE)

A mes parents,

A mes grands - parents,

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué en collaboration avec le Centre de Recherches Matériaux de l'Atelier de Construction de TARBES et avec le Laboratoire de Fiabilité Mécanique de la Faculté des Sciences de METZ.

Je tiens à exprimer à Monsieur l'Ingénieur Général CAPION, Directeur de l'ATS, ma très respectueuse gratitude pour m'avoir accueilli dans l'Etablissement qu'il dirige.

Monsieur FRIES, Chef du Centre de Recherches Matériaux m'a accueilli au sein de son équipe de recherche, et a permis que ce travail se déroule dans les meilleures conditions. Je le remercie sincèrement pour les encouragements qu'il m'a prodigué, l'intérêt qu'il a porté à ce travail, et sa présence dans le Jury.

Monsieur le Professeur PLUVINAGE, de la Faculté des Sciences de METZ, et Monsieur REYMANN, Ingénieur au CRM/ATS qui ont assuré la direction de ce travail et ont su me faire profiter de leurs compétences. Qu'ils trouvent ici l'expression de mes remerciements, pour leur aide précieuse, et leur attention constante tout au long de cette étude.

Je remercie également, Madame J. DUPRE, Mesdemoiselles G. LACOMBE et E. BALDASSINI, Messieurs Y. LE CAHEREC, F. DUPOIRON, B. RICHOMME et P.Y. ARNAUDAS qui ont su me faire profiter de leurs compétences et de leur expérience.

A tous les collaborateurs scientifiques, techniques et administratifs du "CRM", et plus largement de l'ATS qui m'ont fait découvrir l'apport enrichissant de leurs connaissances, et le caractère indispensable de leur fonction, je souhaite rendre un hommage particulier.

SOMMAIRE

Page

Chapître A

INTRODUCTION

A. INTRODUCTION

Les aciers de construction présentent une transition du mode de rupture en fonction de la température. L'évolution plus ou moins ra- -pide d'un mécanisme de décohésion par clivage à un mécanisme de déchi- -rure ductile et d'instabilité plastique s'accompagne d'une augmentation du facteur d'intensité de contrainte critique K_{IC} qui caractérise la ténacité à rupture du matériau en état de déformations planes.

Un certain nombre de travaux effectués depuis une vingtaine d'années montrent que la ténacité ne diminue pas seulement avec la tem- -pérature ; elle baisse aussi dans des proportions plus ou moins impor- -tantes quand la vitesse de chargement augmente.

Notre travail a pour but de déterminer la ténacité dynamique d'aciers utilisés dans des produits soumis à des sollisitations par choc. Ces résultats doivent permettre de sélectionner les matériaux les mieux adaptés à ces applications sur la base d'essais dynamiques et non uni- -quement sur des essais statiques comme c'est le cas actuellement.

Nous regroupons l'ensemble de ces valeurs sous la forme d'une courbe ($K_{IC} = f(\sigma_y)$), afin de tenir compte de la dualité des influences de la température et de la vitesse de déformation sur les caractéristi- -ques mécaniques des aciers.

D'autre part, l'étude desévolutions de la loi de comportement de ces matériaux en fonction de la vitesse de déformation ($\dot{\varepsilon} = 10^{-3}\ s^{-1}$ et $\dot{\varepsilon} = 10^{3}\ s^{-1}$) et de la température permet d'analyser la validité d'un critère local de rupture par clivage, utilisé pour la prédiction des variations de la ténacité.

Nous tenterons de montrer que l'influence conjuguée de la température et de la vitesse de déformation se traduit par une modifica- -tion de la loi de comportement. Cette modification, intervenant dans le domaine de l'écoulement plastique, est un phénomène thermiquement activé.

Chapître B

ETUDE

BIBLIOGRAPHIQUE

B. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

B.I : THEORIE DE LA PROPAGATION DES ONDES DANS LES SOLIDES.

Les premiers essais mécaniques à grande vitesse de déformation ont été réalisés en 1870 par HOPKINSON [1] qui avait mis au point untype d'appareillage fonctionnant par impact, appelé depuis " barre d'HOPKINSON ".

Mais ce n'est qu'à partir de 1950 que cette technique s'est développée sur l'initiative de KOLSKY [2]. Depuis, plusieurs dizaines de laboratoires dans le monde possédent une (ou des) barre d'HOPKINSON. Les montages différent de l'un à l'autre, bien que le principe de base soit toujours le même : les uns font de la torsion, d'autres de la traction ou de la compression.

Dans ce chapitre, nous n'aborderons que la description de la propagation des ondes dans un barreau cylindrique. La détermination des contraintes et des déformations sera exposée au même paragraphe que la description du montage.

Les ondes élastiques sont les mieux connues ; de nombreux auteurs ont consacré de longs chapitres à ce sujet, notamment KOLSKY [3], WASLEY [4], JOHNSON [5]. La théorie des ondes plastiques est par contre beaucoup moins complète [6], [7].

B.I.1) Propagation des ondes élastiques dans un barreau cylindrique

B.I.1.1) Cas d'un barreau cylindrique infini

L'impossibilité de satisfaire simultanément toutes les conditions aux limites entraîne de nombreuses difficultés dans l'obtention des solutions des équations de propagation des ondes dans un solide de dimensions finies.

Considérons donc une barre cylindrique infinie comme sur la figure 1. Soient u, v, w, les déplacements d'une particule dans le repère en coordonnées cylindriques r, θ, z,

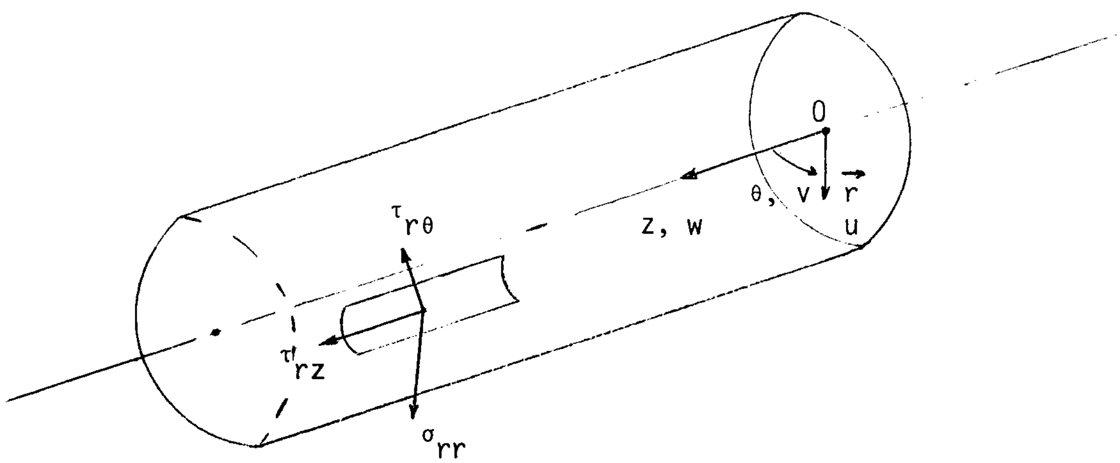


Figure 1 : Barreau cylindrique de longueur infinie.

La mécanique des milieux continus nous donne les équations du mouvement en coordonnées cylindriques.

$$(1)\quad \left\{ \begin{aligned} &\rho \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \cdot \frac{\partial e}{\partial r} - \frac{2\mu}{r} \cdot \frac{\partial \omega z}{\partial \theta} + 2\mu \cdot \frac{\partial \omega_\theta}{\partial z} \\ &\rho \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\, \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial e}{\partial \theta} - 2\mu \cdot \frac{\partial \omega_r}{\partial z} + 2\mu \cdot \frac{\partial \omega_z}{\partial r} \\ &\rho \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \cdot \frac{\partial e}{\partial z} - 2\mu \cdot \frac{\partial (r\ \omega\theta)}{\partial r} + \frac{2\mu}{r} \cdot \frac{\partial \omega_r}{\partial \theta} \end{aligned} \right.$$

avec

$$e = \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(r\,u)}{\partial r} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$\omega_r = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)$$

$$\omega_z = \frac{1}{2r}\cdot\left(\frac{\partial(r\cdot v)}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial \theta}\right)$$

$$\omega_\theta = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r}\right)$$

e : dilatation

ρ : masse volumique du matériau

ω_r , ω_θ, ω_z : rotations autour des axes orthogonaux

λ et μ : coefficients de LAME.

La loi de Hooke et les conditions aux limites, permettent de calculer les contraintes.

$$(2)\quad \left\{ \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \lambda\cdot e + 2\mu\cdot\frac{\partial u}{\partial r} &= 0 \\ \tau_{r\theta} &= \mu\cdot\left[\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial u}{\partial \theta} + r\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v}{r}\right)\right] &= 0 \\ \tau_{rz} &= \mu\cdot\left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right] &= 0 \end{aligned} \right.$$

POCHAMMER [8] et CHREE [9] ont alors proposé une bonne approche de ce cas en utilisant des équations qui décrivent un train d'ondes sinusoïdales infini :

$$(3)\qquad \begin{cases} u = U\cdot \exp\left[i\cdot\frac{2\pi}{\Lambda}\cdot(z + C_\phi\cdot t)\right] \\ v = V\cdot \exp\left[i\cdot\frac{2\pi}{\Lambda}\cdot(z + C_\phi\cdot t)\right] \\ w = W\cdot \exp\left[i\cdot\frac{2\pi}{\Lambda}\cdot(z + C_\phi\cdot t)\right] \end{cases}$$

Λ : longueur d'onde

C_ϕ : vitesse de phase

U, V, W, sont des fonctions de r et θ uniquement. Le choix approprié de ces fonctions satisfaisant aux équations de mouvement(1) et aux conditions aux limites (2) fournit l'expression des ondes longitudinales et transverses.

B.I.1.2) Cas des ondes longitudinales

Dans ce cas précis, les particules du cylindre se déplacent uniquement dans le plan rOz. On a alors V = o et U,W indépendante de θ.

On obtient alors une équation aux fréquences très complexe faisant intervenir le rayon de la barre R, ainsi que les termes ρ, Λ, λ, μ. Si on considère que le rayon de la barre est très inférieur à la longueur d'onde ($R \ll \Lambda$), on obtient une onde non dispersive de vitesse C_o.

Une meilleure approximation de l'équation aux fréquences fait apparaître des fonctions de BESSEL de première espèce d'ordre zéro et d'ordre un. Le développement en série de ces fonctions donne une valeur approchée de la forme :

$$(4)\qquad \frac{C_\phi}{C_o} = 1 - \nu^2\pi^2 \left(\frac{R}{\Lambda}\right)^2$$

avec $C_o = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$

$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$ coefficient de Poisson

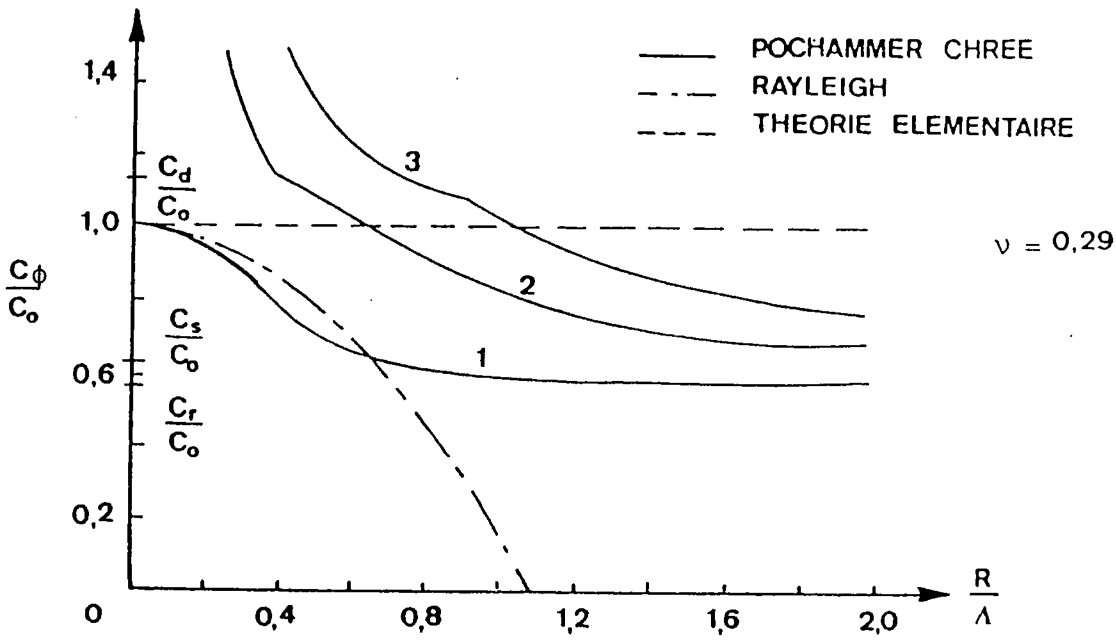


Figure 2 : Vitesse de phase C_ϕ des ondes longitudinales dans un barreau cylindrique de longueur infinie.

C_d : vitesse des ondes de dilatation

C_s : vitesse des ondes de distorsion

C_r : vitesse des ondes de surface de RAYLEIGH.

La figure 2 montre les courbes obtenues par la relation (4) pour un acier (ν = 0,29) par KOLSKY [2]. Les courbes 1,2,3, correspondent aux trois premières racines de l'équation aux fréquences calculées par DAVIES [10].

Les équations de POCHAMMER - CHREE ne satisfaisant pas les conditions aux limites dans le cas de barreaux finis, il est très difficile d'analyser le problème du choc. C'est pourquoi des solutions moins rigoureuses ont été proposées, notamment par RAYLEIGH [11].

La grande majorité des phénomènes observés au cours d'essais de choc a été trouvée, expérimentalement, en bon accord avec les théories simplifiées.

B.I.1.3 Théorie unidimensionnelle

L'écriture de l'équilibre des forces agissant sur un élément de section dx fournira l'équation unidimensionnelle de la propagation de l'onde (fig 3).

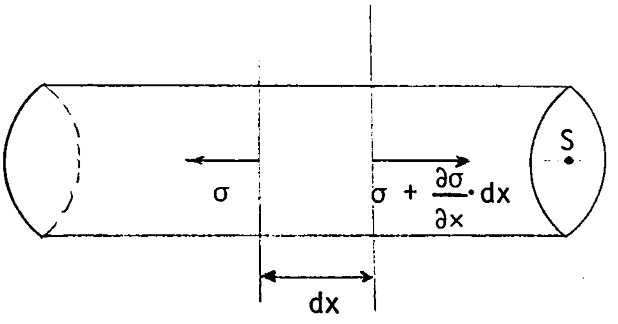


Figure 3 : Forces agissant sur un élément de section dx.

On peut écrire, d'après l'équation fondamentale de la dynamique (on suppose ici l'inertie radiale négligeable) :

$$S\cdot\frac{\partial\sigma}{\partial x}\cdot dx = \rho\cdot S\cdot dx\cdot\frac{\partial^2 l}{\partial t^2} \qquad (5)$$

où l est le déplacement d'un plan de la barre situé à une distance x de l'origine, et S la section droite de la barre.

La déformation dans l'élément du barreau est $\frac{\partial l}{\partial x}$, d'où :

$$\sigma = E \cdot \frac{\partial l}{\partial x}$$

l'équation (5) devient alors :

$$\frac{\partial^2 l}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 l}{\partial x^2} = C_0^2 \cdot \frac{\partial^2 l}{\partial x^2}$$

La solution de cette équation est du type :

$$l = f(x - C_0 t) + g(x + C_0 t) \qquad (6)$$

Il s'agit de deux ondes superposées se déplaçant en sens opposé.

A partir de cette équation, on obtient la déformation , la contrainte et la vitesse d'une particule quelconque par simple différenciation :

$$\varepsilon = \frac{\partial l}{\partial x} = f'(x - C_0 t) + g'(x + C_0 t)$$

$$\sigma = E \cdot \varepsilon$$

$$v = \frac{\partial l}{\partial t} = C_0 \cdot \left[-f'(x - C_0 t) + g'(x + C_0 t) \right]$$

Dans la situation qui nous intéresse plus particulièrement où l'onde ne se propage que dans une direction (5), on obtient :

$$|\sigma| = \rho \cdot C_0 \cdot v \qquad (7)$$

Le produit ρC_0 représentant l'impédance mécanique du matériau.

a) Réflexion sur une surface libre

Le phénomène de réflexion a lieu lorsque l'onde atteint la surface de contact entre deux milieux où l'impédance mécanique varie.

On considère le cas le plus simple où l'onde arrive normalement sur la surface libre. Cela donne les déplacements :

$$l_1 = f_1\ (C_0 t + x) \qquad \text{pour l'onde incidente}$$

$$l_2 = f_2\ (C_0 t - x) \qquad \text{pour l'onde réfléchie}$$

Comme la contrainte est nulle au niveau de la surface libre :

$$E \cdot \left(\frac{\partial l_1}{\partial x} + \frac{\partial l_2}{\partial x} \right) = E \cdot \left[f_1'\ (C\ t + x) - f_2'\ (C\ t - x) \right] = 0$$

Les deux termes étant de signe opposé, une onde de compression se rèflèchira en une onde de traction et vice-versa.

b) Réflexion sur une surface rigide (ou interface)

Lorsqu'une onde rencontre une discontinuité de section ou matériau (fig 4), (incidence normale), les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\left| \begin{aligned} & S_1 \cdot (\sigma_i + \sigma_r) = S_2 \cdot \sigma_t \\ & V_i - V_r = V_t \end{aligned} \right.$$

Soit, à l'aide de la relation (7) :

$$\sigma_t = \frac{2 \cdot S_1 \cdot \rho_2 \cdot C_2}{S_1 \cdot \rho_1 \cdot C_1 + \rho_2 \cdot S_2 \cdot C_2} \cdot \sigma_i$$

$$\sigma_r = \frac{S_2 \cdot \rho_2 \cdot C_2 - S_1 \cdot \rho_1 \cdot C_1}{S_2 \cdot \rho_2 \cdot C_2 + S_1 \cdot \rho_1 \cdot C_1} \cdot \sigma_i$$

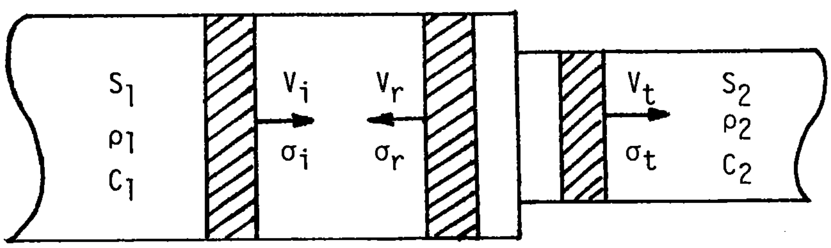


Figure 4 : Réflexion d'une onde longitudinale sur une interface

Ceci montre que pour deux barreaux identiques du même matériau en contact, l'onde incidente sera entièrement transmise.

c) Inertie radiale

Nous avons vu précédemment que, d'après POCHAMMER [8], la vitesse de propagation des ondes sinusoïdales longitudinales dépend de leur longueur d'onde. Elles vont donc subir une dispersion au cours de leur propagation. Pour appliquer les résultats de la théorie exacte à la propagation d'une onde, il faut décomposer ce signal en série de FOURIER.

DAVIES [10] a examiné le cas d'un signal longitudinal périodiquement répété et celui d'un signal infiniment court d'amplitude infinie. Il a montré que si la largeur initiale du signal est du même ordre de grandeur que le rayon du barreau, alors le si--gnal subit une distorsion au cours de la propagation. Un train d'os--cillations de fréquence importante suivait ce signal.

Déduite de celle de RAYLEIGH [11], DAVIES est alors parvenu à une équation de propagation de la forme :

$$\frac{\partial^2 l}{\partial t^2} - \nu^2 . \frac{I}{S} . \frac{\partial^4 l}{\partial x^2 \partial t^2} = C_0^2 . \frac{\partial^2 l}{\partial x^2}$$

où I est le moment d'inertie par rapport à l'axe de la barre.

L'approche tridimensionnelle du choc de deux barreaux cylindriques semi-infinis a été réalisée par SKALAK [12]. Il a obtenu un résultat (fig 5) en bon accord avec les observations de DAVIES [10] déduites de la théorie unidimensionnelle.

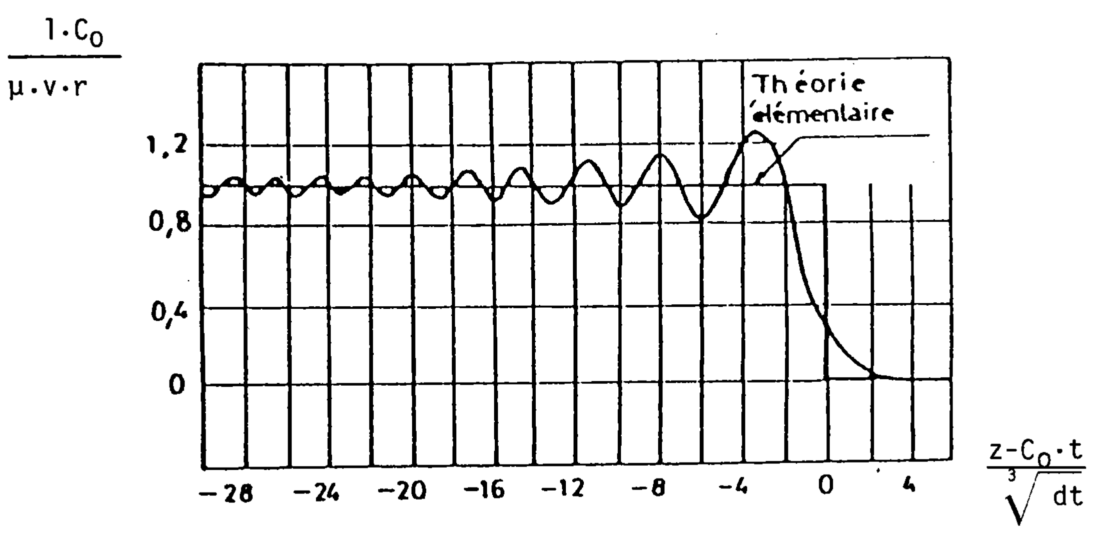


Figure 5 : Aspect du front d'onde en fonction du temps, obtenu par SKALAK.

La dispersion du front d'onde et les oscillations suivant le signal principal sont donc dues à l'inertie radiale qui est prise en compte par l'équation (4). Pour pouvoir négliger cette inertie radiale, il faut supposer que la longueur d'onde est au moins supérieure à six fois le rayon de la barre [12].

La théorie élémentaire constitue donc une bonne approche du problème de propagation d'une onde longitudinale dans un barreau bien qu'elle soit contestée [13], à cause de ses approximations, dans le cas des barres d'HOPKINSON.

B.I.2 Propagation des ondes plastiques

Malgré d'importantes évolutions, cette théorie est tout à fait incomplète ; son essor est principalement limité par l'absence de théorie physique sur la propagation des ondes plastiques, servant de base aux équations de comportement qui relient les variations de la contrainte et de la déformation lorsque la déformation plastique se produit.

Nous nous limitons ici au cas qui nous intéresse d'ondes planes et uniaxiales.

Pour résoudre le problème, il est nécessaire d'avoir une troisième équation (en plus de la conservation du moment et de la masse) entre les variables d'état. L'énergie interne qui intervient dans l'équation d'énergie n'étant pas mesurable, la majorité des chercheurs a concentré ses efforts sur l'équation de comportement. Pour cela, ils ont effectué leurs essais sur des éprouvettes minces où les variables d'état sont rapidement homogènes et ainsi ils ont négligé les phénomènes de propagation. Cette hypothèse se justifie pour un montage en barres d'HOPKINSON.

B.I.2.1 Approche de DONNELL

DONNELL [14] fut apparemment le premier en 1930 à s'intéresser à la propagation d'une onde plastique longitudinale bien que la plupart les travaux aient été réalisés après la Seconde Guerre Mondiale par TAYLOR (1946), RAKHMATULIN (1945), et DUMEZ (1950), [15], [16], [17], [18].

Une mèthode pratique utilisée par CLIFTON [19] et DUFFY [7] permet de décrire la propagation des ondes dans les barres pleines ou creuses. Pour notre cas particulier, les équations s'écrivent sous la forme :

$$(8) \qquad \left| \begin{array}{l} \hat{\rho}\cdot\dfrac{\partial v}{\partial t} - \dfrac{\partial \sigma}{\partial x} = 0 \\[2ex] \dfrac{1}{h}\cdot\dfrac{\partial \sigma}{\partial t} - \dfrac{\partial v}{\partial x} + \dot{\varepsilon} = 0 \end{array} \right.$$

où v est la vitesse moyenne d'une particule

σ la contrainte moyenne normale

h la pente de la courbe instantanée de contrainte-déformation

$\dot{\varepsilon}$ la vitesse de déformation visco-plastique

a) Théorie indépendante de la vitesse de déformation

Supposons h fonction uniquement de σ et $\dot{\varepsilon} = 0$.

Les équations (8) suffisent alors à déterminer le mouvement des ondes dans les conditions où la contrainte n'est pas décroissante. On obtient alors:

$$\left| \begin{array}{l} \sigma = \phi(\varepsilon) \\[2ex] \dfrac{\partial \sigma}{\partial t} - \phi'(\varepsilon)\cdot\dfrac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0 \end{array} \right.$$

ϕ et ϕ' sont des fonctions mathématiques

Les calculs nous donnent la vitesse des particules:

$$v = \pm\int C\cdot d\varepsilon \qquad \text{avec} \qquad C^2 = \frac{\phi'(\varepsilon)}{\rho}$$

et la contrainte :

$$\sigma = \rho \cdot \int_{o}^{\varepsilon} C^2 \, d\varepsilon = \rho \cdot \int_{o}^{v} C \, dv$$

On détermine ainsi la relation " contrainte déformation" en dynamique si la vitesse de l'onde est mesurée en fonction de la déformation ou de la vitesse des particules.

b) Théories dépendantes de la vitesse de déformation

Il en existe plusieurs qui se distingue par des hypothèses initiales différentes :

- MALVERN [20] et SOKOLOVSKY [21] ont posé h = E (module d'Young) et $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}\ (\sigma, \varepsilon^p)$ où ε^p est la déformation plastique telle que :

$$\varepsilon^p = \int_{o}^{t} \dot{\varepsilon} \, dt$$

- CRISTESCU [22] et LUBLINER [23], de leur côté, considèrent les équations (8) si $\dot{\varepsilon}(\sigma, \varepsilon^p) = o$ est la courbe contrainte-déformation sous chargement quasi-statique et h (σ, ε^p) tient compte de la déformation inélastique.

B.I.2.2 Les ondes d'accélération

Ce sont des ondes, solution des équations (8), dont l'accélération $\frac{\partial v}{\partial t}$ est discontinue en travers du front d'onde (x, t) = o (fig 6). Elles se propagent dans un état constant (σ_o, α_o) à une vitesse donnée.

$$\frac{dx}{dt} = C = \left(\frac{h}{\rho}\right)^{1/2}$$

α_0 : paramètre dépendant de l'évolution antérieure du matériau
Différentes expérience ont permis de montrer que la vitesse des ondes d'accélération est la vitesse de l'onde statique correspondante, donc h est le module d'élasticité correspondant.

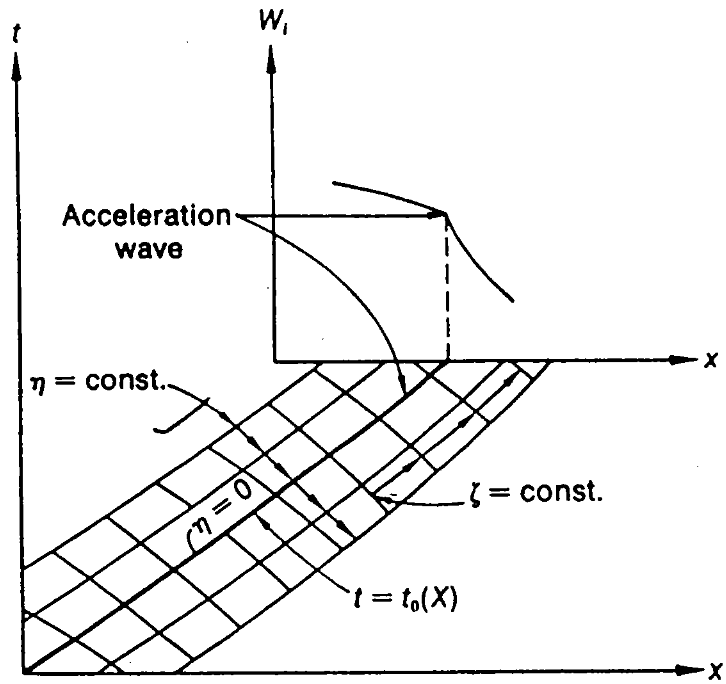


Figure 6 : Schéma d'une onde d'accélération
(CLIFTON R.J. [6])

CAMPBELL et DOWLING [24] ont observé dans l'aluminium une réduction de la vitesse de l'onde lorsque la pré-déformation plastique est importante, observation également faite par KLEPACZKO [25] dans un acier et par YEW et RICHARDSON [26] dans du cuivre.

On peut donc dire que les ondes d'accélération, se propageant dans les régions pré-déformées des échantillons métalliques, ont pour vitesse :

- soit la vitesse de l'onde élastique,

- soit une légère décroissance de cette vitesse en fonction de la pré-déformation plastique.

Dans des métaux plastiquement pré-contraints, les ondes d'accélération ne peuvent pas être décrites par une théorie indépendante de la vitesse de déformation car, dans cette dernière, h est la pente de la courbe de contrainte-déformation pour une valeur de pré-déformation donnée. Cette pente est très inférieure au module d'élasticité pour des valeurs de pré-déformation importantes.

B.I.2.3 Les ondes simples

Dans le cas de l'onde simple, les équations (8) sont des solutions possibles pour la théorie indépendante de la vitesse de déformation où $\phi = o$ et h est uniquement fonction de $[\sigma]$. Suivant cette théorie, la contrainte à l'extrémité x = o de l'échantillon à l'instant t se propage le long de la caractéristique :

$$\frac{dx}{dt} = C(\sigma) = \sqrt{\frac{h(\sigma)}{\rho_o}} \qquad (9)$$

La vitesse v des particules sur une telle caractéristique (9) est également constante :

$$v = - \int_o^{\sigma} \frac{d\sigma}{\rho C(\sigma)} \qquad (10)$$

Cette caractéristique relie l'état initial non contraint à un point dans l'onde simple où la contrainte est σ .

De nombreux travaux ont été menés, notamment sur les ondes plastiques longitudinales de compression dans les barres métalliques (travaux de BELL [27]) dans le but d'examiner la validité des équations (9) et (10) (fig 7).

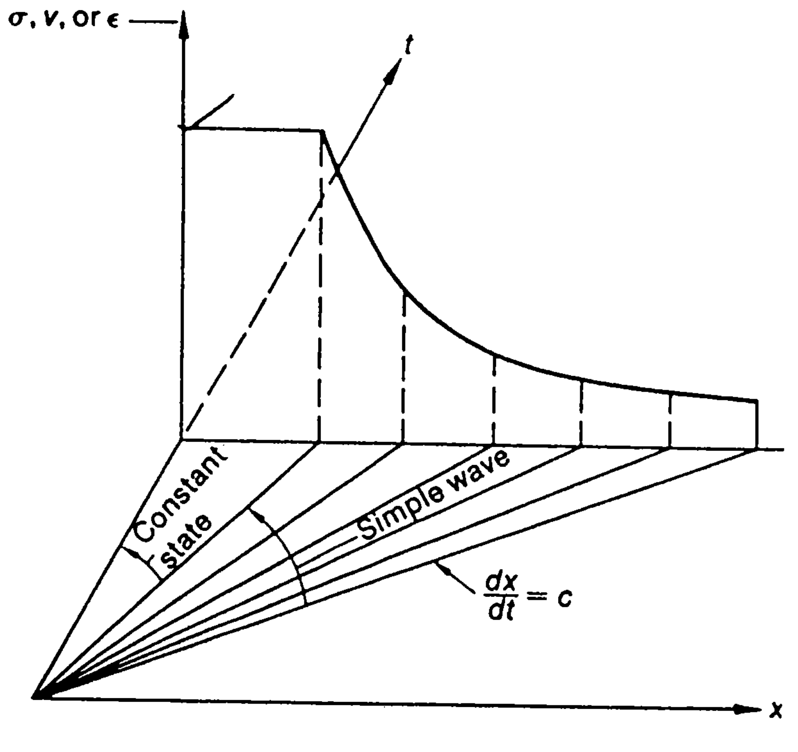


Figure 7 : Schéma d'une onde simple pour une vitesse d'impact constante (CLIFTON R.J. [6]).

B.II : GENERALITES SUR L'ESSAI CHARPY INSTRUMENTE.

Les essais de choc (ou impact testing), notamment l'essai CHARPY, sont très utilisés depuis longtemps pour caractériser la résistance à la rupture fragile des aciers. Depuis plusieurs années, cet essai a connu un nouveau développement grâce à l'instrumentation qui permet l'enregistrement de la courbe charge-temps au cours de la rupture de l'éprouvette.

B.II.1 Utilisation de l'essai CHARPY instrumenté

De très nombreux travaux ont été effectués avec cette méthode [28] à [36].
Elle permet :

- de caractériser chaque phase de la rupture d'un matériau
- de calculer la limite d'élasticité dynamique
- de calculer le facteur d'intensité de contrainte dynamique K_{Id}

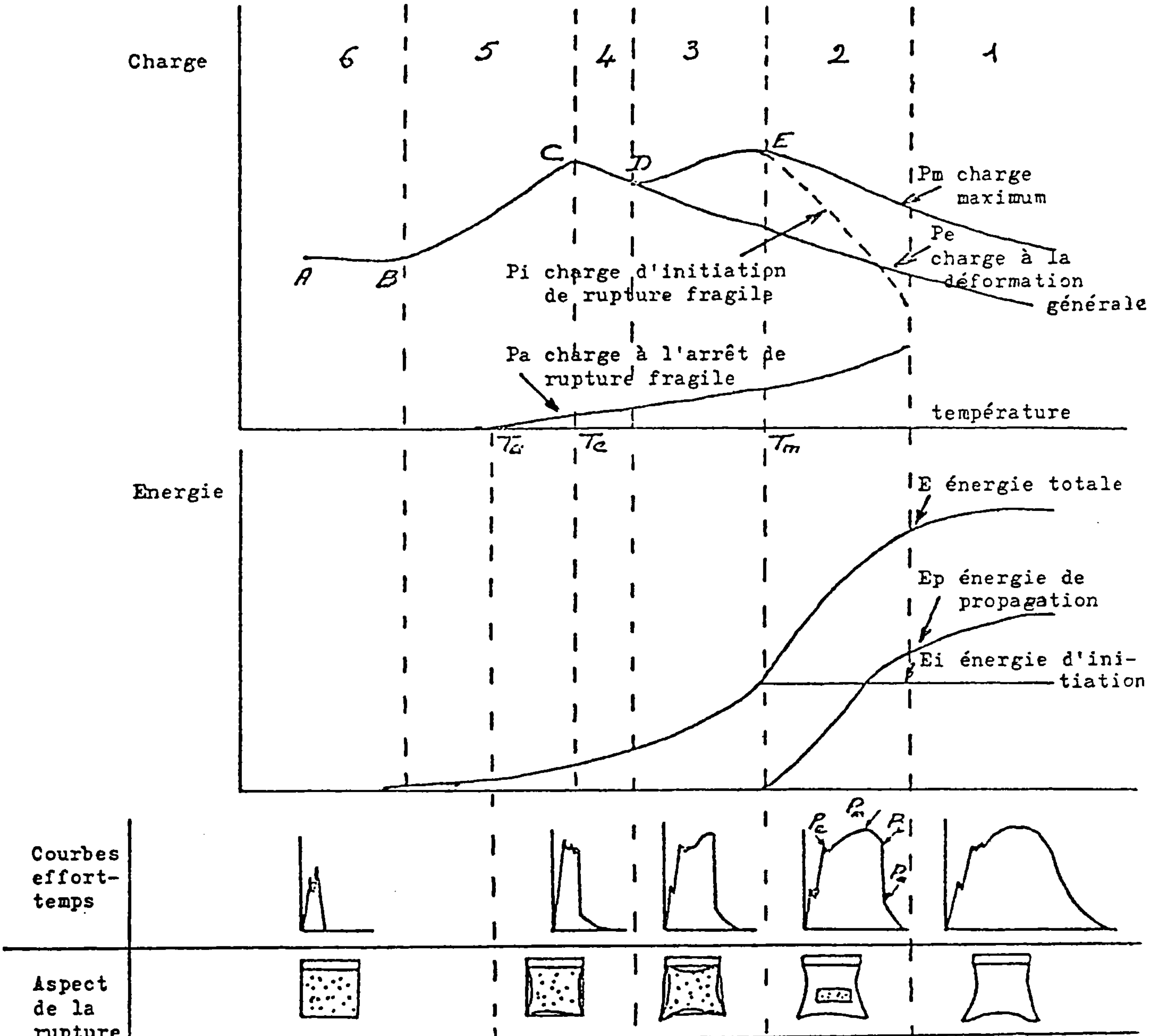
L'instrumentation d'un essai CHARPY consiste à placer sur le couteau des jauges à fils résistants permettant de mesurer l'effort au cours de la rupture d'une éprouvette. La position et l'orientation des jauges sont déterminées par une étude photoélasticimétrique du couteau.

B.II.1.1 Analyse des phénomènes de rupture

Les courbes charge-temps enregistrées permettent de tracer l'évolution des divers paramètres, charge, temps, énergie correspondant à chaque phase de la rupture, en fonction de la température d'essai. Des courbes de ce type ont été tracées par divers auteurs [28] à [36]. L'interprétation physique de chaque phase de ces courbes est la suivante (fig. 8) :

<u>région 1</u> : La rupture est entièrement ductile

<u>région 2</u> : La rupture s'amorce ductilement puis devient fragile, et se termine par la formation de lèvres ductiles qui correspondent à la rupture par cisaillement des bords de l'éprouvette.



Métalographie	Rupture par clivage rectiligne pouvant traverser des zones perlitiques. On observe également des clivages discontinus à travers un ou plusieurs grains au voisinage du trajet principal de la rupture.	Rupture par clivage ayant tendance à contourner les zones perlitiques. Dans certains cas les zones perlitiques empêchent la progression du clivage.	Rupture ductile
	Nombreuses mâcles	mâcles observés localement	
Micro-fractographie	Modèle ductile très rarement observé	Modèle de rupture semi fragile.	Modèle ductile

Fig. 8 : Tableau synoptique des résultats des essais CHARPY obtenus pour des températures variables dans la zone de transition

Le comportement est lié aux modifications de l'état de contrainte en avant de la fissure au cours de la rupture. (Type de comportement sur l'essai de la figure 9)

région 3 : La rupture s'amorce de façon ductile puis se propage ensuite de façon fragile.

région 4 : La rupture apparaît pour une contrainte critique égale à la limite d'élasticité. Elle s'amorce et se propage de manière fragile.

régions 5 et 6 : La rupture est entièrement fragile. Elle se produit pour une charge inférieure à la charge élastique.

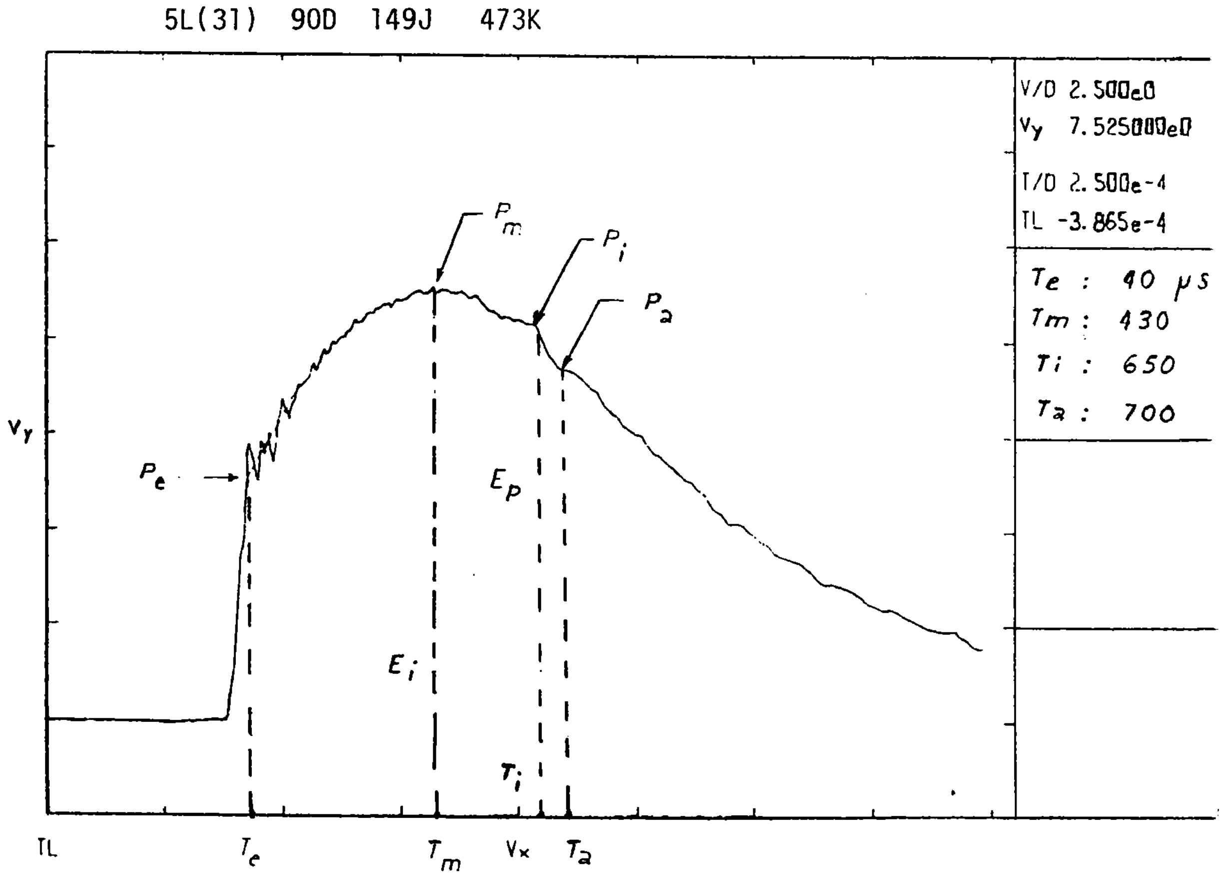


Figure 9 : Allure d'une courbe effort-temps en CHARPY.

Dans les régions 4,5 et 6 la rupture se produit lorsque la contrainte locale atteint une valeur critique appelée " contrainte critique de clivage " et notée σ_f^*. SERVER [28] propose une formule liant cette contrainte critique de clivage à la limite d'élasticité dynamique en traction R_e^d :

$$\sigma_f^* = 2{,}58 \cdot R_e^d$$

L'essai CHARPY permet de définir d'une autre façon la transition en liaison avec le phénomène physique de la rupture [37], [38].

B.II.1.2 Critères de validité de la mesure

a) Dimension des éprouvettes

Comme pendant un essai statique, les conditions pour avoir un état de déformation plane sont définies dans la norme ASTM E399 et la norme AFNOR NF A 03 180 :

$$a > 2{,}5 \cdot \left(\frac{K_{Id}}{R_e^d}\right)^2$$

K_{Id} en $MP_a \sqrt{m}$

R_e^d en MP_a

$$B > 2{,}5 \cdot \left(\frac{K_{Id}}{R_e^d}\right)^2$$

a : largeur de l'éprouvette

B : épaisseur de l'éprouvette

Pour une éprouvette CHARPY V, cette dernière expression peut se mettre sous la forme :

$$\frac{K_{Id}}{R_e^d} < 2 \qquad (\text{en } \sqrt{mm})$$

Figure 10 : Faciès de rupture d'une éprouvette CHARPY

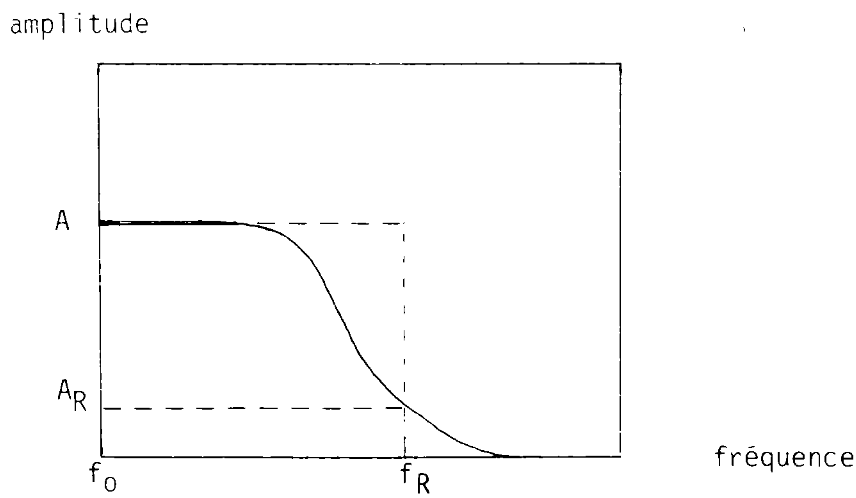


Figure 11 : Représentation des courbes de réponse en fréquence pour les composantes électrique et mécanique.

b) Réponse en fréquence et temps à rupture

IRELAND [39] et [40] a défini les conditions d'essai permettant une mesure significative lors d'un essai de choc instrumenté. Toute instrumentation pour les essais de choca une réponse en fréquence limitée. Celle-ci n'est généralement pas la valeur indiquée par le constructeur de l'appareil. Les réponses en fréquence idéale et réelle d'un appareil sont illustrées figure 11. Dans le cas idéal fR est la fréquence la plus haute pour laquelle les signaux peuvent passer à travers l'appareil sans être totalement atténués. Dans le cas réel fR est la fréquence spécifiée par les fabricants et correspond à une atténuation de l'amplitude du signal de A à A_R. La valeur la plus couramment utilisée est une atténuation de 3 dB :

$$3 \text{ dB} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\text{Volts entrée}}{\text{Volts sortie}} \right) \qquad (11)$$

soit $\text{volts}_{\text{sortie}} \simeq 0{,}7 \ \text{Volts}_{\text{entrée}}$

Cela correspond à une réduction de 30 % de l'amplitude du signal. Pour la plupart des essais de choc instrumentés, une diminution de 0,915 dB. Le temps de réponse du système, t_r, à partir de la fréquence de coupure à 0,9 dB de l'appareillage est tel que :

$$t_r = \frac{0{,}35}{f\ (0{,}9 \text{ dB})} \qquad (12)$$

Le signal d'effort ne doit pas être déformé par un filtrage dût à la chaîne de mesure, cette condition est vérifiée si :

$$1{,}5 \cdot t_r \leqslant t_f \text{ ou } te \qquad (13)$$

t_f : temps jusqu'à rupture

t_e : temps jusqu'à atteindre la charge élastique.

Les oscillations dues à l'action de la force d'inertie sur le couteau doivent être suffisament atténuées pour que la charge mesurée corresponde bien à la charge s'exerçant sur l'éprouvette. Cette condition se traduit par la relation :

$$t_f \geqslant 3 \cdot t \qquad (14)$$

Où t est la période des oscillations dues à la force d'inertie. WULLAERT [41] a defini cette période à partir des caractéristiques du mouton de l'éprouvette :

$$t = 1{,}68\ \frac{L}{C_0} \cdot \left(\frac{W}{L}\right)^{1/2} \cdot (E \cdot B \cdot C_e) \qquad (15)$$

W : largeur de l'éprouvette

L : distance entre appuis

B : épaisseur de l'éprouvette

E : module d'élasticité

C_e: rapport entre la flèche et la charge maximum

Une valeur minimale de t, peut également être spécifiée pour que l'amplitude des oscillations du signal couteau soit filtrée et entraîne un écart minimal entre l'effort sur le couteau et l'effort effectif sur l'éprouvette.

L'appareillage électronique de traitement du signal doit être choisi pour satisfaire à la condition (13). La condition (14) ne peut être remplie dans certains cas que par une diminution de la vitesse de choc. L'énergie disponible E_0 est alors elle-même réduite. La diminution de vitesse pendant la mise en charge de l'éprouvette doit cependant rester faible.

B.II.2 Influence des paramètres mécaniques

La grande dispersion existant sur un matériau lors d'un essai de résilience nécessite une comparaison de paramètres dimensionnels du mouton-pendule. Les normes AFNOR (NF - 03508) fixent des tolérances sur les éléments géométriques de la machine ; leurs variations doivent permettrent de mieux comprendre et contrôler l'im portance dispersion observée lors des essais [42].

B.II.2.1 Position du centre de percussion

Si le centre de percussion et le centre d'impact ne sont pas confondus il se crée, lors de la flexion de l'éprouvette, un moment de fusion parasite qui engendre des déformations élastiques du bras.

TABLEAU 1

Influence de la rigidité du bras

Repère du bras		Energie moyenne (J)	Ecart maxi (J)	Ecart type
A	Sans masse additionnelle	69,7	0,5	0,2
	Avec masse additionnelle	68,8	1,2	0,5
B	Sans masse additionnelle	69,3	0,3	0,15
	Avec masse additionnelle	69,2	1,3	0,7

TABLEAU 2

Epaisseur de l'éprouvette de ployage (mm)	Couteau « ISO »		Couteau « ASTM »		Ecart absolu (J)	Ecart en % par rapport à ISO
	Valeur moyenne (J)	Ecart maxi (J)	Valeur moyenne (J)	Ecart maxi (J)		
3	21,7	0,5	22,0	0,5	+0,3	+1,4
5	65,8	0,9	66,7	0,3	+0,9	+1,4
7	156,8	0,9	161,8	4,6	+5,0	+3,2

Ces phénomènes ont été mis en évidence par REVISE [42] sur deux bras de pendule, repérés A et B, de longeur identique mais de section différente. Il est necéssaire de palcer une masse aditionnelle sur les deux pendules afin de faire coīncider les deux centres d'impact et de percussion. Comme le montrent les résultats présentés dans le tableau 1, l'influence de la rigidité du bras sur la valeur moyenne de l'énergie apparaît comme négligeable.

B.II.2.2 Rayon du couteau

Les nombreuses questions relatives aux différences de résultats obtenus à partir des normes ISO R 442 et ASTM E 23 trouveront leurs réponses dans le tableau 2. Les essais ont été réalisés en acier XC 10 avec :

- 1 couteau " ISO "
  - angle au sommet : 30 °
  - rayon du couteau : 2 mm
- 1 couteau " ASTM " :
  - angle au sommet : 30 °
  - rayon du couteau : 8 mm

On constate que la différence dans les résultats obtenus est minime.

B.II.2.3 Vitesse d'impact

Elle est liée à la hauteur de chute du pendule. Les essais ont été effectués sur des éprouvettes d'épaisseur 3mm. On ne note aucune différence significative (tableau 3).

TABLEAU 3

Vitesse d'impact (m/s)	Energie mesurée (J)
5,3	21,7
3,2	21,4

TABLEAU 4

Epaisseur de l'éprouvette de ployage (mm)	Distance entre appuis (mm)						
	d = 40,02	d = 40,2			d = 40,5		
	Energie (J)	Energie (J)	Ecart (J)	Ecart (%)	Energie (J)	Ecart (J)	Ecart (%)
3	24,4	23,0	−1,4	−5,7	22,9	−1,5	−6,1
5	69,0	67,6	−1,4	−2,0	66,9	−2,1	−3,0
7	156,8	154,1	−2,7	−1,7	150,3	−6,5	−4,1

TABLEAU 5

Epaisseur de l'éprouvette de ployage (mm)	Rayon = 1,0 mm Valeur moyenne (J)	Rayon R = 0,9 mm			Rayon R = 1,1 mm		
		Valeur moyenne (J)	Ecart absolu (J)	Ecart (%) $\frac{R_1 - R_{0,9}}{R_1}$	Valeur moyenne (J)	Ecart absolu (J)	Ecart (%) $\frac{R_1 - R_{1,1}}{R_1}$
3	21,7	21,4	−0,3	−1,4	20,6	−1,1	−5,1
5	65,5	64,9	−0,6	−0,9	64,1	−1,1	−1,7
7	148,6	148,9	+0,3	+0,2	146,1	−2,5	−1,7

TABLEAU 6

Epaisseur de l'éprouvette (mm)	R = 0,9 mm		R = 1,0 mm		R = 1,1 mm	
	F maxi (kN)	Flèche (mm)	F maxi (kN)	Flèche (mm)	F maxi (kN)	Flèche (mm)
3	0.90	21,0	0,95	20,8	0.92	22,4
5	3,0	23.1	2,95	23,2	2,85	23,9
7	6,47	22,6	6,50	22,9	6,29	23,0

TABLEAU 7

Epaisseur de l'éprouvette (mm)	Excentration e = 0 mm Energie (J)	Excentration e = 0,5 mm			Excentration e = 1,00 mm		
		Energie (J)	Ecart absolu (J)	Ecart en (%)	Energie (J)	Ecart absolu (J)	Ecart en (%)
3	24,4	23,7	−0,7	−2,9	22,7	−1,7	−7,0
5	69,0	68,1	−0,9	−1,3	65,9	−3,1	−4,5
7	156,8	155,8	−1,0	−0,6	152,8	−4,0	−2,6

B.II.2.4 Distance entre les appuis

La norme française donne une tolérance de 0,5 mm sur une distance entre appuis de 40 mm. L'energie de flexion diminue lorsque la distance d'entre les appuis augmente. L'écart relatif en % est d'autant plus fort que l'energie de flexion est faible (tableau 4).

B.II.2.5 Rayon des appuis

Pour mieux mettre en évidence l'influence de ce paramètre, des mesures effort-déplacement ont été réalisées pour chacun des essais. L'effort maximal et la flèche de l'éprouvette ont été mesurés. (tableau 5 et 6). Les différences ne sont pas négligeables et montrent le rôle important du rayon des appuis sur la valeur de l'energie mesurée. Les appuis, s'opposant à l'action du pendule par l'intermédiaire de l'eprouvette, provoquant une empreinte d'autant plus importante sur celle-ci que la réaction des appuis est importante et que le rayon est petit.

B.II.2.6 Positionnement des éprouvettes

Il est indépendant du mouton-pendule lui-même mais les résultats (tableau7) montrent son énorme importance.

B.II.3 Comportement de l'éprouvette

B.II.3.1 Aspect des courbes de contrainte

RUIZ à réalisé différentes études [47], [48], dans ce domaine et a ainsi pu mettre en évidence l'important problème que représente l'état des contraintes et la propagation des ondes dans l'éprouvette. Les figures 12 et 13 donnent l'allure des franges photoélastiques lors d'un essai CHARPY; RUIZ a sélectionné un nombre de figures qui représentent les phases importantes:

- développement des ondes de contrainte près du point d'impact.
- Les ondes de contraintes atteignent l'entaille.

- chargement autour de l'entaille
- chargement total de l'éprouvette et réflexion sur les supports.

Le phénomène représenté (fig 13) se produit dans un temps relativement court (≈ 200 µs). Après cette période, le mouton commence à vibrer, l'échantillon continue à se déformer par charge d'inertie, les ondes de compression sont réfléchies en ondes de traction sur les surfaces libres causant ainsi la perte de contact entre l'éprouvette et les supports.

B.II.3.2 Interprètation

Les ondes de contrainte, originaires du point d'impact, se propagent de manière symétrique jusqu'à ce qu'elles atteignent le fond de l'entaille (fig 12 a,b). A cet instant, elles se réfléchissent : le champ de contrainte du côté de l'entaille est essentiellement de traction tandis qu'il est de compression du côté chargement. Il est à noter l'absence de franges caractérisant le mode I (boucles symétriques de chaque côté de l'entaille,(fig 12 - d). La figure (12 - b) permet d'observer l'interaction entre les ondes amorcées au point de chargement et les ondes diffractées en fond d'entaille. Ce diagramme reste quasiment inchangé jusqu'à la figure (12 - d) où l'on voit des boucles de mode I se développant depuis la figure (12-c). Cette croissance coïncide avec le temps où les modes de flexion atteignent les supports et où l'échantillon commence à fléchir. Dès que la flexion augmente, les boucles de mode I croissent (fig 12 - e). Dans les premières étapes du chargement, l'éprouvette CHARPY ne respecte absolument pas l'état de contraintes caractérisé par une solution de type I de WESTERGAARD [49].

En fait, il est possible de distinguer trois phases dans la déformation d'une éprouvette CHARPY. La première phase est gouvernée par l'interaction entre les ondes incidente et diffractée. Dans la deuxième phase, les ondes de flexion commencent à se déplacer de l'intérieur des supports. Dans la troisième phase, les ondes de flexion provoquent un chargement de traction en mode I de l'entaille.

B.II.4 Conclusion

Les effets d'inertie ont une influence importante sur le

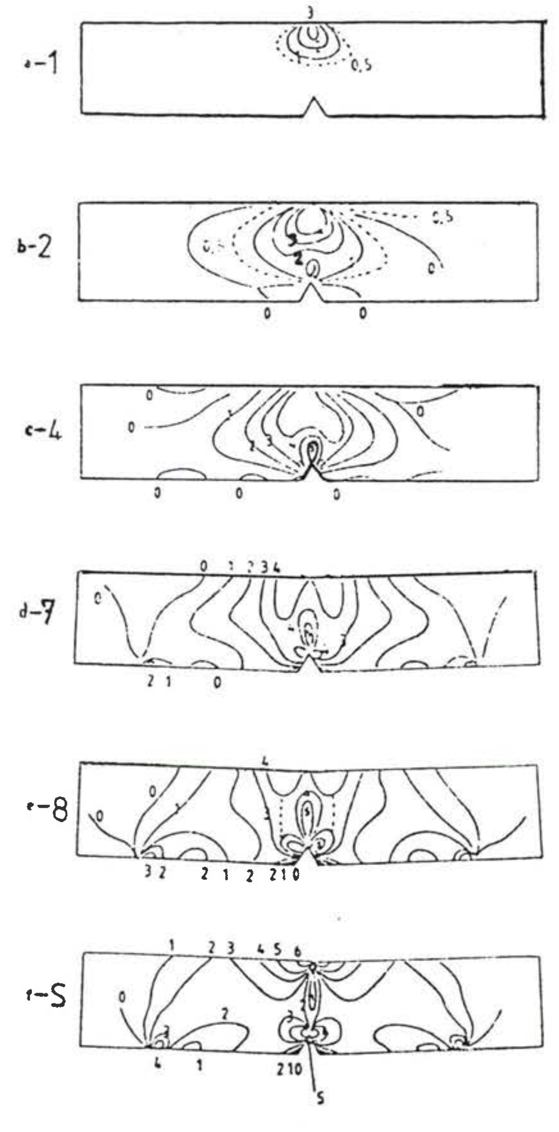


Figure 12 : Schéma de développement des ondes de contraintes pour une éprouvette CHARPY.

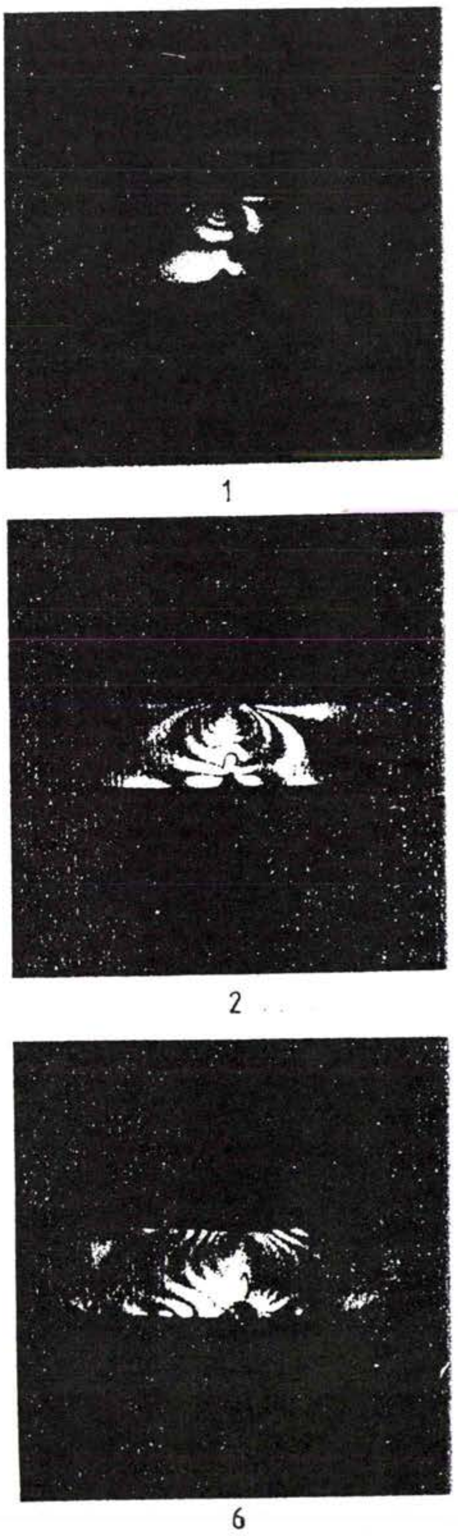


Figure 13 : Franges photoélastiques d'une éprouvette CHARPY.

comportement d'échantillons entaillés, en particulier au tout début du phénomène d'impact. En conséquence, l'interprétation des courbes de chargement obtenues peut être très difficile et la détermination des valeurs de tenacité dynamique K_{Id} devient très souvent incertain voire impossible [43] à [47].

B.III : GENERALITES SUR L'ESSAI EN BARRES D'HOPKINSON

Depuis quelques années, les dispositifs en barres d'HOPKINSON [1] ont eu une utilisation très variée. Les systèmes à éprouvettes entaillées proposées par KOLSKY [2], pour des essais sur les propriétés de compression ou de traction des matériaux à des vitesses de déformation supérieures à $10^3 s^{-1}$, sont les plus couramment utilisés [50], [51], [52], [53].

B.III.1 Théorie de la propagation des ondes appliquée aux barres d'HOPKINSON

B.III.1.1 Chargement par train d'ondes

L'utilisation du principe de chargement par train d'ondes a fait l'objet de nombreuses études. COSTIN et DUFFY [54] utilisent une explosion engendrant une onde de traction qui va solliciter un barreau entaillé et préfissuré annulairement. KLEPACZKO [55] sur l'aluminium, DAMBRINE [56] et GARNIER [57] sur les aciers utilisent par contre une onde de compression pour solliciter en mode I une éprouvette WLCT dérivée de l'éprouvette du type CT. Ruiz [58], pour sa part, utilise une petite éprouvette CT chargée par un coin (fig 14)

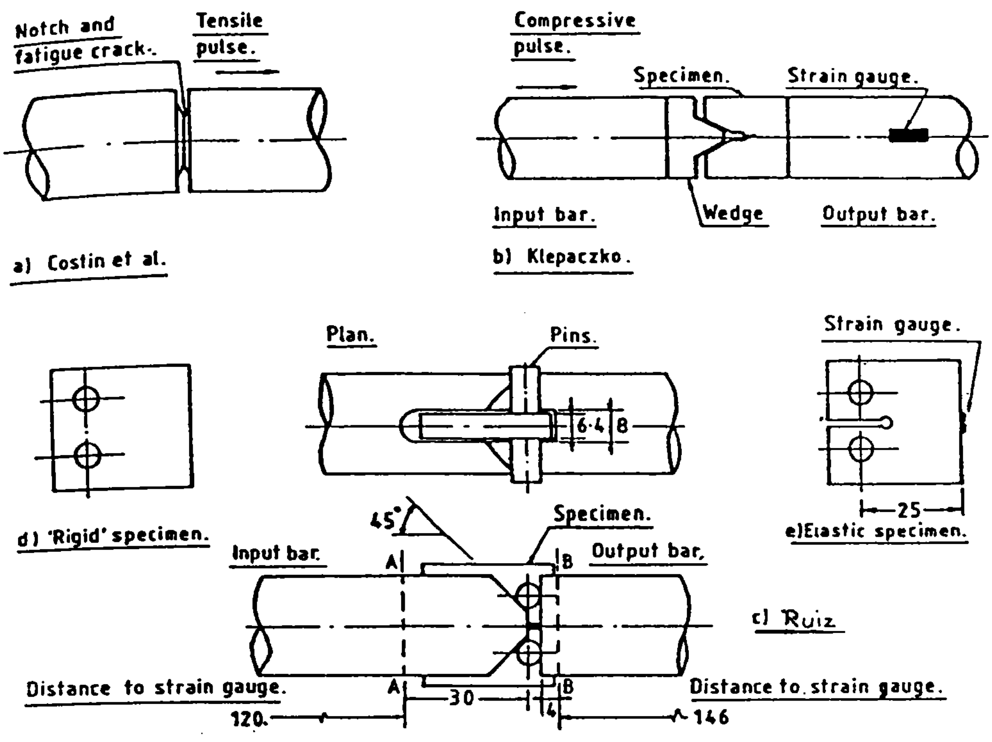


Figure 14 : Configuration des essais et des éprouvettes.

L'échantillon (1) est placé entre deux barres dites incidente et transmettrice (4). Un projectile de même diamètre que la barre (3) est envoyé sur celle-ci à une vitesse donnée V_0. L'impact du projectile sur la barre incidente (3) crée une de compression longitudinale qui se propage le long de cette barre. L'amplitude de déformation longitudinale incidente $_I(t)$est mesurée par un pont de jauges (5) puis amplifiée et enregistrée sur un oscilloscope. A l'interface avec le coin, une partie de l'onde incidente est réfléchie en onde de traction - $_R(t)$ et l'autre partie est transmise, après maintes réflexions dans l'éprouvette, dans la barre (4) en onde de compression $_T(t)$. Cette dernière est mesurée par le pont de jauges (6), amplifiée puis enregistrée. L'enregistrement de ces trois ondes fournit ainsi toutes les informations sur le charge--ment et la rupture de l'échantillon. L'analyse de ces ondes est décrites par KOLSKY [2] puis KLEPACZKO [59].

B.III.1.2 <u>Détermination des contraintes et déformations dans l'éprouvette</u>

a) <u>éprouvette de loi de comportement (fig.16)</u>

Soient U_A et U_B les déplacements des extrémités des barres incidente et transmettrice ; le déplacement du coin par rapport à l'éprouvette peut s'écrire en fonction du temps :

$$\delta(t) = U_A(t) - U_B(t)$$

Or d'après la théorie unidimensionnelle (§B I 13), nous pouvons déterminer :

$$U_A(t) = C_0 \int_0^t \left[\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t) \right] . dt$$

$$U_B(t) = C_0 \int_0^t \varepsilon_T(t) . dt$$

La condition d'équilibre étant : $\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t) = \varepsilon_T(t)$

d'où $\delta(t) = - 2.Co \int_0^t \varepsilon_R(t) . dt$

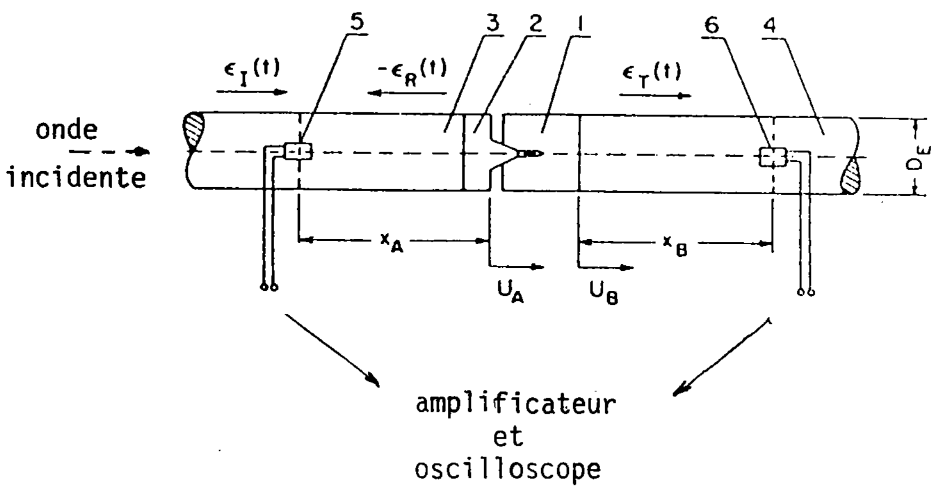


Figure 15 : Schéma des barres d'HOPKINSON.
Modèle de KLEPACZKO.

Soit une déformation moyenne dans l'échantillon de :

$$\bar{\varepsilon}(t) = \delta(t) \div lo$$

où lo est la longueur initiale de l'éprouvette

$$(16) \qquad \bar{\varepsilon}(t) = \frac{-2.C_0}{lo} \int_0^t \varepsilon_R (t).\, dt$$

Par ailleurs, les forces agissant sur chaque côté de l'échantillon sont telles que :

$$P_1 (t) = E.S. [\varepsilon_I (t) + \varepsilon_R (t)]$$

$$P_2 (t) = E.S. \; \varepsilon_T (t)$$

où S et E respectivement sont la section et le module d'Young des barres. La charge moyenne subie par l'éprouvette est donc :

$$\bar{P} (t) = \frac{1}{2} . \left[P_1 (t) + P_2 (t) \right]$$

$$(17) \qquad \bar{P} (t) = E.S. \varepsilon_T (t)$$

b) <u>éprouvette de ténacité (fig 17)</u>

Le même raisonnement s'applique au calcul de la charge moyenne. Si le point critique où la fissure commence à se propager peut être détecté sur l'onde ε_T (t) on calcule la charge critique et K_{IC}.

Fig. 16 : Détail d'une éprouvette de loi de comportement en place pour le montage des barres d'Hopkinson.

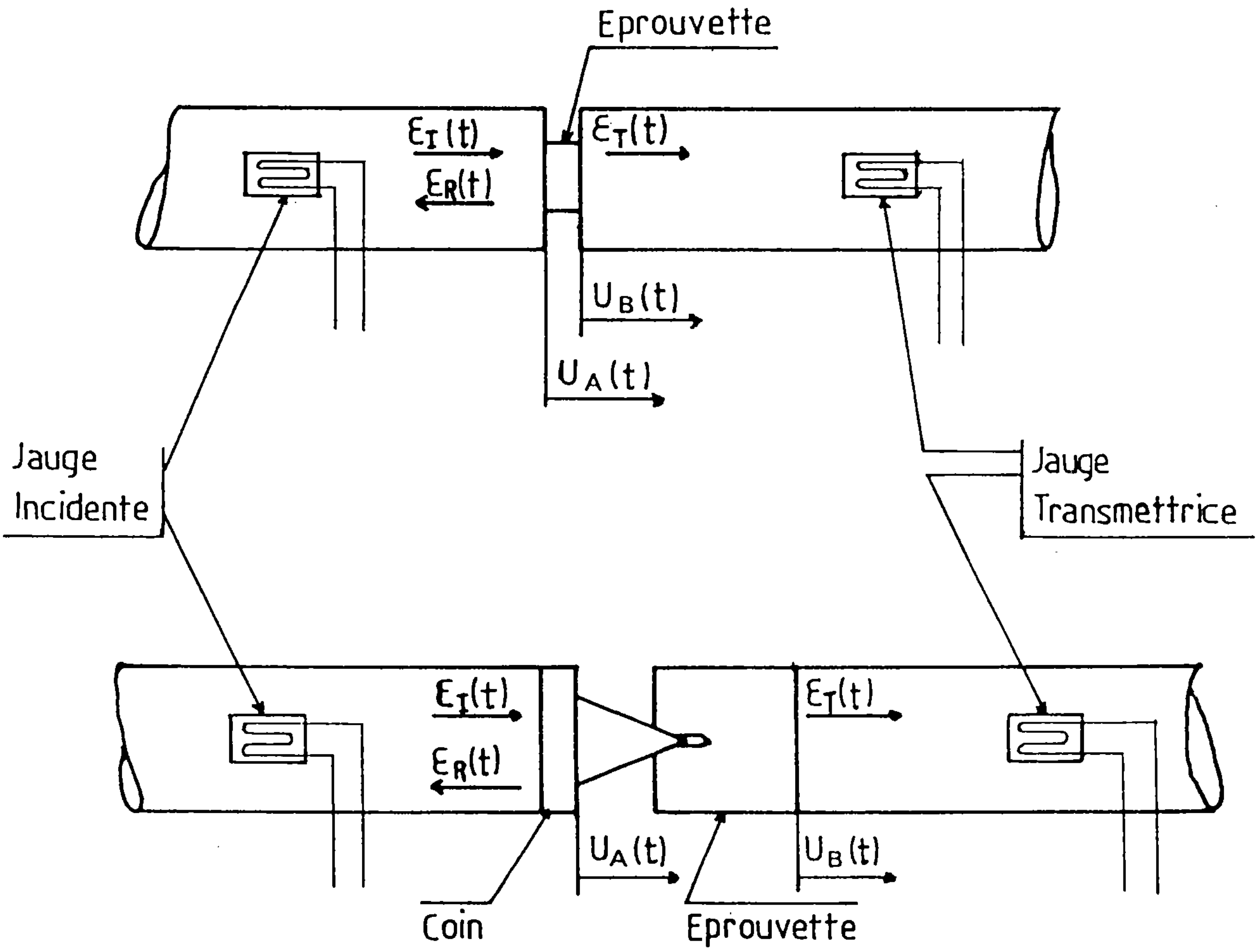


Fig. 17 : Détail d'une éprouvette WLCT en place sur le montage des barres d'Hopkinson.

B.III.1.3 Conditions de validité des essais et limitation de la méthode

a) Conditions d'épaisseur et de ligament

Elles sont imposées par la norme, ASTM E 399 afin que l'essai se déroule toujours en état de déformation plane :

$$(W - a) \text{ et } B \geqslant 2,5 \cdot \left(\frac{K_{1c}}{\sigma_y}\right)^2$$

où B est l'épaisseur de l'éprouvette et (W -a) la longueur du ligament.

b) instabilité des fissures aux grandes vitesses

La condition pour qu'une fissure instable puisse croître sous une impulsion de contrainte n'est pas clairement connue. Les phénomènes sont effectivement très compliqués en raison de la singularité de contrainte en fond de fissure et de la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation.

Des solutions mathématiques caractérisant l'évolution du facteur d'intensité de contrainte, en fonction du temps, ont été obtenues par plusieurs auteurs [60], [61], [62], pour une impulsion unique de chargement.

SIH, EMBLEY et RAVERA [63] ont étudié la solution du chargement dynamique d'un échantillon par un créneau de contrainte rectangulaire (fig 18). L'hypothèse, basée sur le fait que la fissure se propage dans un champ de contraintes décroissant, suppose, que le déplacement de la fissure est arrêté quand $K_{I\ dyn}$ est inférieur à K_{IC} et que l'incrément de fissure est petit.

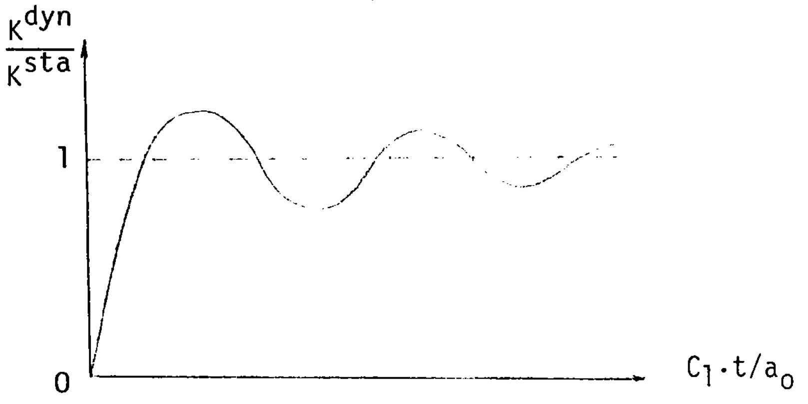


Figure 18 : Variation de la fonction K^{dyn}/K^{sta} avec le temps pour une fissure chargée par un créneau (en pointillé) d'après SIH et EMBLEY.

Le minimum de temps nécessaire pour déclencher l'instabilité est le temps nécessaire T_o (temps d'incubation) pour former la zone d'élaboration de la rupture jusqu'à un stade critique :

$$\frac{C_1 . T_0}{a^*} = g\left(\frac{a}{a^*}\right)$$

avec $$a^* = \frac{K_{1c}}{\pi . \sigma_0}$$

σ_0 : contrainte de rupture appliquée

C_1 : célérité des ondes dans le matériau

Pour des fissures courtes, les oscillations caractéristiques décroissent très rapidement, et dans ce cas on peut considérer que le facteur d'intensité de contraintes effectif est proche de sa valeur en statique. Dans un dispositif de barres d'HOPKINSON, la longueur de fissure est équivalente à celle d'une fissure courte. Une solution quasi-statique peut donc être admise.

c) solution quasi-statique

KALTHOFF et SHOCKEY [64] montrent expérimentalement que la longueur de fissure n'intervient pas sur le front de montée en contrainte.

Cette constatation est montrée sur la figure 19 que nous pouvons diviser en trois régions :

. $$a_0 > \frac{C_1 . T_0}{1,6}$$

La durée du créneau est plus faible que le temps d'incubation et la fissure n'est pas soumise suffisamment longtemps pour se propager d'une façon instable. Il n'y a pas rupture bien que la contrainte dynamique dépasse la contrainte statique.

$$\cdot \quad \frac{C_1.To}{20} < a_0 < \frac{C_1.To}{1,6}$$

on y constate une croissance de K dyn avec l'augmentation de la longueur de fissure.

$$\cdot \ a_0 < \frac{C_1.To}{20}$$

La solution dynamique est très proche de la solution statique car la courbe dynamique est amortie.

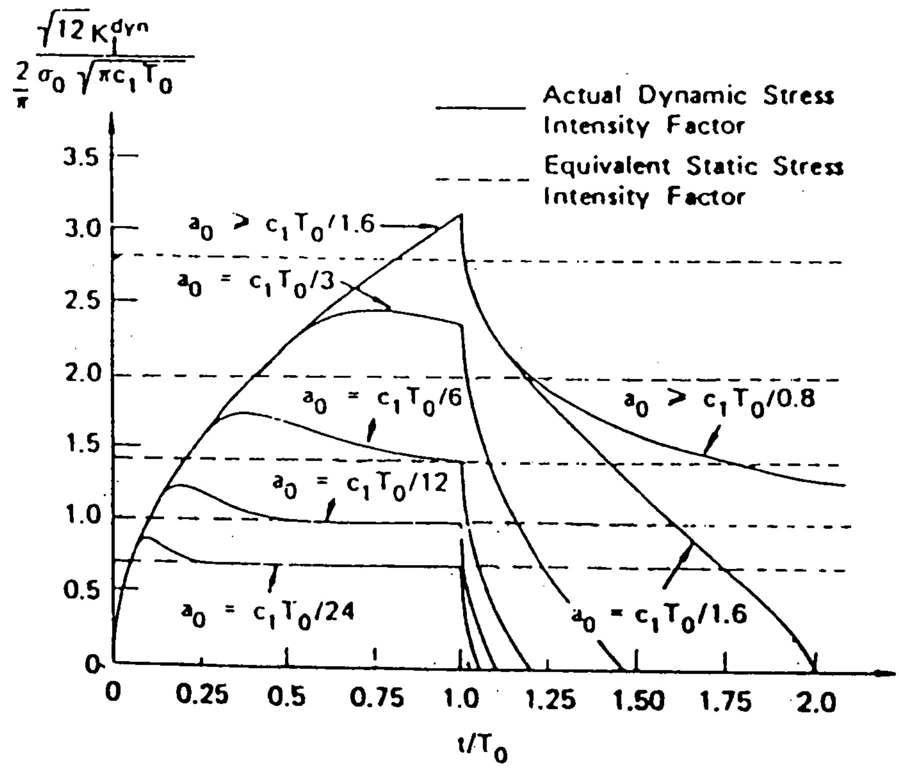


Figure 19 : Variation du facteur d'intensité de contrainte dynamique avec le temps pour différentes longueurs de fissure, d'après KALTHOFF et SHOCKEY.

B.III.2 Effet de l'inertie de l'éprouvette

B.III.2.1 Loi de comportement

DAVIES et HUNTER [65] ont montré qu'en première approximation, la contrainte réelle dans l'échantillon, pour le cas d'un échantillon cylindrique (fig. 3), pouvait s'écrire :

$$\sigma_S = \sigma + \rho_S \cdot \left(\frac{1}{6}\, l^2 - \frac{1}{8}\, \nu^2 \cdot d^2 \right) \cdot \ddot{\varepsilon} \qquad (18)$$

où σ est la contrainte mesurée, ρ_S la densité de l'échantillo ν son coefficient de Poisson, l et d sa longueur et son diamètre. Les effets d'inertie seront négligés si σ_S est voisin de σ , donc si :

$$\left(\frac{1}{6} \cdot l^2 - \frac{1}{8} \cdot \nu^2 \cdot d^2 \right) \cdot \ddot{\varepsilon} = 0 \qquad (19)$$

L'observation d'un essai permet de constater :

- dans une premier temps (quelques microsecondes), le matériau subit une très forte accélération de déformation ($\ddot{\varepsilon} \neq 0$) ; il faut donc :

$$\frac{l}{d} = \sqrt{\frac{3}{4}} \cdot \nu$$

- dans la deuxième étape, la vitesse de déformation est quasiment constante donc $\ddot{\varepsilon} \simeq 0$ quelles que soient les dimensions de l'éprouvette.

B.III.2.2 Ténacité

Selon KLEPACZKO [66], le phénomène d'inertie vient de deux sources différentes : l'accélèration longitudinale et l'accélèration transversale de l'éprouvette lors de l'ouverture par le coin.

Pour évaluer l'inertie transversale, il considère que l'échantillon s'ouvre et se déforme élastiquement . La réaction transversale agissant sur le coin dans la direction y s'écrit :

$$d\,Rym = \rho_s \,.\, H.B.\, aym \left(\frac{x}{W}\right)^2 .\; dx \qquad (20)$$

$$Rym = \frac{1}{3}\, \rho_s \,.\, H.B.W.\, a_{ym} \qquad (21)$$

où H est la hauteur de l'éprouvette, x l'abscisse des points de l'échantillon suivant l'axe des barres et a_{ym} l'accélèration transversale.

Or la relation cinématique suivante :

$$a_{ym} = \frac{dV_{ym}}{dt} = \frac{dV_x}{dt} .\; tg\, \frac{\alpha}{2} \qquad (22)$$

(α est l'angle du coin)

$$\text{et} \quad \frac{dV_x}{dt} = -\,2.Co\, \frac{d\varepsilon_R}{dt} \qquad (23)$$

permettent d'écrire l'inertie due à l'accélération transversale.

$$R_x^T = 2.\ Rym \cdot tg \frac{\alpha}{2} \qquad (24)$$

$$R_x^T = - \frac{4}{3} \rho\ s \quad C_0 \quad HBW\ (tg\frac{\alpha}{2})^2 \ \frac{d\ \varepsilon_R}{dt} \qquad (25)$$

D'autre part, la réaction est telle que :

$$R_x^L = 2 \cdot \rho_s \cdot C_0 \cdot HBW \cdot \frac{d\ \varepsilon_T}{dt} \qquad (26)$$

Pour le calcul de K_{IC}, la force est mesurée directement sur la face B et l'inertie longitudinale se trouve automatiquement éliminée. R_x^L n'influe donc pas sur la ténacité.

La phase de chargement où il faut prendre en considération la réaction transversale correspond au front de montée de l'onde réfléchie. Si la rupture intervient en dehors de cette période, les effets d'inertie sont négligeables car l'accélération est nulle.

B.III.3 Comportement dispersif d'un montage en barres d'HOPKINSON

B.III.3.1 Formulation du problème

L'assimilation de la propagation des ondes à une onde unidimensionnelle, dans un dispositif en barres d'HOPKINSON, est source d'erreur. YEUNG WYE KONG [67] avance que la mauvaise interprètation du système d'enregistrement par jauges a deux causes différentes.

La réponse rapide de l'installation de jauges peut se révéler inadaptée aux déformations de surface dynamiques. De plus, les effets tridimen--sionnels et l'aire de non-contact entre barre et échantillon, pour l'allongement radial de l'éprouvette lors de grandes déformations, jouent un rôle important.

YEUNG WYE KONG propose une approche de "différences-finies" pour résoudre les équations exactes de l'élasticité. Il considère une barre circulaire semi-infinie de rayon a (fig 20). La surface latérale de la barre est unbord libre et l'extrémité de la barre est soumise à une compression axiale caractérisée par P(r,0,t)·H(t) (H(t) est la fonction de Heaviside).

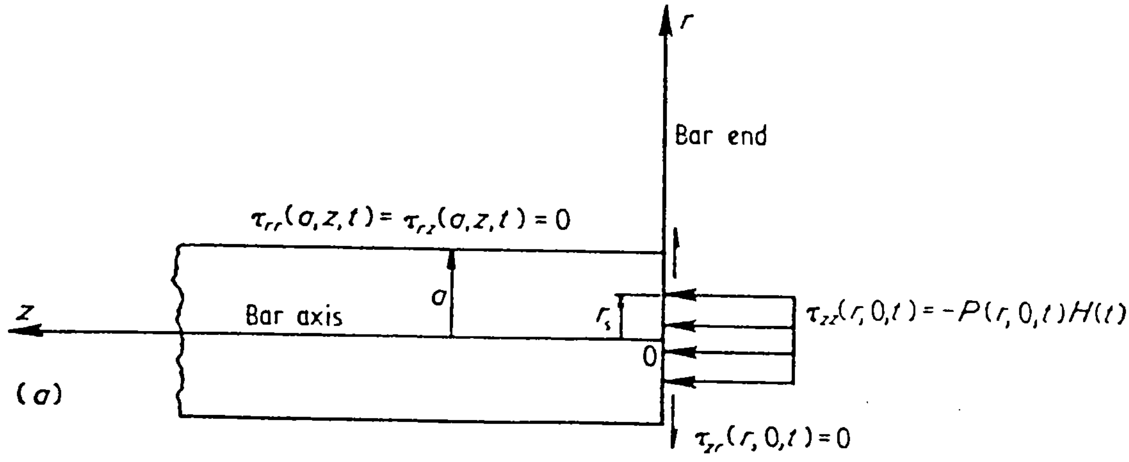


Figure 20 : Conditions aux limites pour un montage en barres d'HOPKINSON

B.III.3.2 Equations du mouvement

Les équations du mouvement sont les suivantes :

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 U_r}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\cdot\frac{\partial \Delta}{\partial r} + 2\mu\cdot\frac{\partial \omega_\theta}{\partial z} \tag{27}$$

$$\rho\cdot\frac{\partial^2 U_z}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\cdot\frac{\partial \Delta}{\partial r} - \frac{2\mu}{r}\cdot\frac{\partial (r\ \omega_\theta)}{\partial r} \tag{28}$$

avec
$$\Delta = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot U_r)}{\partial r} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \tag{29}$$

$$2\omega_\theta = \frac{\partial U_r}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial r} \tag{30}$$

λ et μ sont les constantes de LAME

a) <u>conditions initiales (t = o)</u>

$$U_r = U_z = \frac{\partial U_r}{\partial t} = \frac{\partial U_z}{\partial t} = 0 \tag{31}$$

b) <u>conditions aux limites</u>

- sur l'axe de la barre (r=o)

$$U_r = o \quad \text{et} \quad \frac{\partial U_z}{\partial r} = o$$

- au bout de la barre (z=o)

$$\tau_{zz} = - P\ (r,o,t) \cdot H(t)$$

$$\tau_{zr} = o$$

- sur la surface latérale (r=a)

$$\tau_{rr} = \tau_{rz} = o$$

B.III.3.3 Résultats de la méthode

Cette méthode a permis de constater les phénomènes suivants :

- Les solutions numériques ont montré que, pour les cent premières microsecondes de propagation, la théorie d'onde unidimensionnelle peut se révêler inadéquate à représenter le comportement de chargement de la barre.

- dans certaines conditions, l'onde de déformation est précédée d'un pic associé au premier mode d'oscillation. Ce pic peut donner lieu à une mauvaise interprétation et à une valeur exagérée de la limite élastique (phénomène constaté expérimentalement [57])

- La comparaison avec les résultats expérimentaux a donné de bons résultats.

B.III.4 Conclusion

Les méthodes de chargement par train d'ondes permettent d'obtenir des vitesses de montée en charge élevées ($\dot{K} \simeq 10^6$ M $P_a \sqrt{m}.s^{-1}$).

La norme ASTM étant relativement stricte, il faut faire très attention aux conditions d'essais, notamment dans le cas des aciers. Cela limite également le nombre de matériaux trop ductiles pouvant être testés par cette méthode.

Enfin, comme dans le cas de l'essai CHARPY, l'analyse des ondes enregistrés reste délicate.

Chapitre IV : RESULTATS COMPARATIFS CHARPY-HOPKINSON

Comme il a déjà été indiqué précédemment, la charge à la rupture dynamique est sensiblement plus faible qu'en statique pour la plupart des aciers. Les méthodes expérimentales mettant en oeuvre des essais par choc ou par impact sont actuellement très répandues notamment l'essai CHARPY instrumenté ou le montage en barres d'HOPKINSON. Cependant il n'existe, à notre connaissance, que très peu de travaux [68,69,70] présentant des résultats comparatifs de ténacité obtenus avec un "mouton CHARPY" instrumenté et avec un dispositif de chargement par train d'ondes ; le faible écart entre les vitesses de montée en charge (d'un ordre 10) est peut-être une des raisons de ce désintéressement apparent.

B.IV.1 Travaux de DUFFY

B.IV.1.1 Méthodes expérimentales

a) Essais CHARPY

Les essais CHARPY instrumentés ont été réalisés en utilisant la procédure présentée en référence [71]. Les vitesses d'impact utilisées allaient de 0,98 à 1,98 m/s et étaient contrôlées de façon à avoir les mêmes temps à rupture pour chaque essai. La vitesse de chargement obtenue, était de l'ordre de $2{,}2.10^5$ $MP_a\sqrt{m}.s^{-1}$. Avant essai les échantillons étaient préfissurés sur un dispositif de flexion trois points avec un facteur d'intensité de contrainte maximum, K_f (max), inférieur à 17,6 $MP_a\sqrt{m}$. Les rapports de la profondeur de fissure (a) à l'épaisseur de l'éprouvette (W) étaient compris entre 0,38 et 0,50.

b) Essais dynamiques BU

Cette technique a été développée à l'Université BROWN(BU) (Providence, U.S.A.) depuis une dizaine d'années et est dérivée du montage en barres d'HOPKINSON ; elle permet d'obtenir des vitesses de chargement d'environ $2,2.10^6$ $MP_a \sqrt{m}.s^{-1}$. L'échantillon consiste en une barre ronde de 25,4 mm de diamètre et de longueur 1020 mm avec une entaille circonférentielle à 660 mm du bout de chargement de la barre. L'entaille est usinée de telle façon que ses faces soient parallèles et son rayon faible. La fissuration par fatigue est effectuée en flexion rotative. On obtient alors un chargement alterné en tension et en compression de chaque point le long du front de fissure.

Le chargement dynamique du domaine préfissuré est réalisé au moyen d'une impulsion de traction provoquée à un bout de la barre par la détonation d'une charge explosive. Des jauges de déformation collées sur la barre et un système de franges d'interférence de MOIRE sont utilisés pour déterminer

- la contrainte moyenne à rupture
- le déplacement d'ouverture de fissure (COD) en fonction du temps.

Une description plus détaillée de cet essai est donnée en référence [54].

c) Essais réalisés

Les essais d'amorçage de rupture dynamique ont été effectués sur deux sortes d'aciers : 1018 CRS (genre XC18) et 4340 (genre 35 NCD 16). Les échantillons utilisés en CHARPY et ceux utilisés en BU n'ont pas été tirés de la même barre d'acier 4340, mais le traitement thermique reçu a été le même : normalisé à 871°C pendant une heure, austénitisé à 843°C pendant une heure, trempé à l'huile et revenu à 316°C pendant une heure. La composition chimique des aciers est donnée table 8.

Matériel	C	Mo	P	S	Si	Ni	Cr	Mo	Fe
4340.Heat a (BU)	0,41	0,79	0,012	0,008	0,24	1,80	0,75	0,23	remainder
4340.Heat b	0,41	0,80	0,012	0,004	0,24	1,85	0,81	0,22	remainder
1018 CRS	0,18	0,71	0,020	0,022	-	-	-	-	remainder

Tableau 8 : Composition chimique des aciers utilisés par DUFFY [68].

Les essais sur le CHARPY couvraient une gamme de température de -101°C à +107°C alors que pour les essais dynamiques (BU) les températures variaient entre -157°C et +107°C, pour l'acier 1018 CRS. Pour le 4340, les n'ont été réalisés qu'à température ambiante.

B.IV.1.2 Résultats

Le tableau 9 fournit les résultats de ténacité dynamique pour l'acier 4340. On constate une bonne corrélation entre les valeurs obtenues en CHARPY et en dynamique mais ce n'est pas très significatif ; les essais n'ayant été faits qu'à une seule température.

La comparaison est beaucoup plus significative avec les résultats de l'acier 1018 CRS (fig 21 et 22). Les modes d'amorçage de rupture sont également notés sur les courbes ; désignation élastique et élasto-plastique s'est faite sur l'apparence des courbes charge-déplacement (BU) et charge-temps (CHARPY).

Instrumented Charpy			BU		
Test NO.	K_1(MN-m$^{-3/2}$/s)	K_{1c}(MN-m$^{-3/2}$)	Test No	K_1(MN-m$^{-3/2}$/s)	K_1(MN-m$^{-3/2}$)
1	2.2×10^5	58.3	1	2.2×10^6	61.3
2	2.2×10^5	57,3	2	2.2×10^6	56,0
3	2.2×10^5	59,4	3	2.2×10^6	62,0
			4	2.2×10^6	55,3
			5	2.2×10^6	50,6
			6	2.2×10^6	52,3

Tableau 9 : Résultats de rupture dynamique de l'acier 4340 pour le CHARPY instrumenté et la méthode BU.

Jusqu'à la température ambiante, les deux méthodes donnent des valeurs de ténacité très voisines; au-dessus de la température ambiante, on constate un écart entre les valeurs avec une transition plus raide et un niveau ductile supérieur en CHARPY.

DUFFY pense qu'une partie de cette différence aux hautes températures est due :

- aux différences de définition du point d'amorçage de la rupture.
- aux conditions de contraintes planes existant sur une portion substantielle du front de fissure; en effet, dans le cas des éprouvettes CHARPY, la fissure croise une surface libre sur deux côtés de l'échantillon.

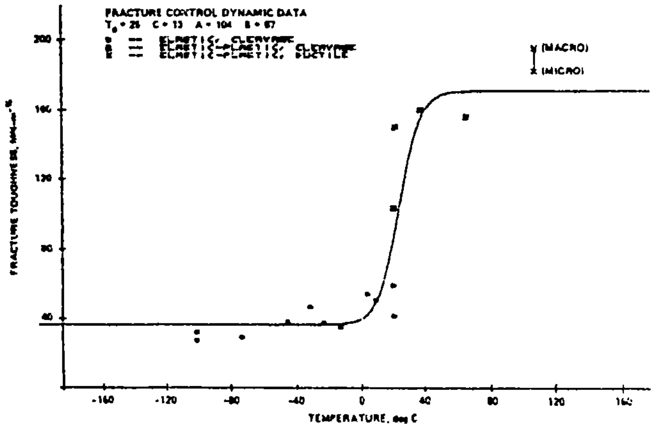


Figure 21 : Résultats de ténacité CHARPY pour l'acier 1018 CRS.

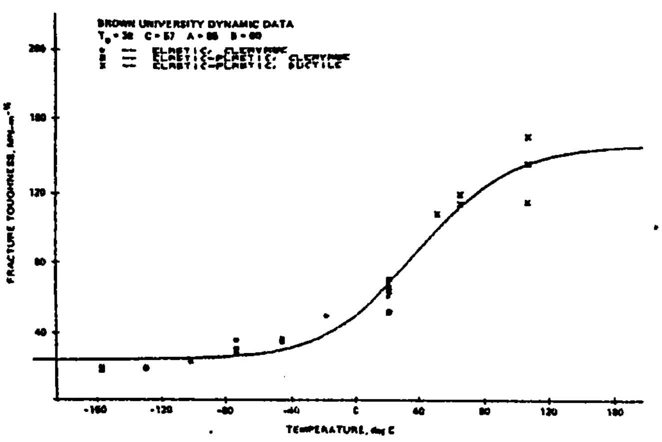


Figure 22 : Résultats de ténacité dynamique (BU) pour l'acier 1018 CRS.

B.IV.1.3 Conclusion

En définitive, on constate une similitude des deux méthodes dans les zones fragile et de transition. Pour le niveau ductile, les valeurs de ténacité "CHARPY" sont plus importantes ; l'explication proposée par DUFFY est une différence d'amplitude des contraintes triaxiales présentes en fond de fissure, entraîne des valeurs différentes de J_{IC} [72], [73].

B.IV.2 Travaux de BILEK

B.IV.2.1 Méthodes expérimentales

a) Essais CHARPY

Ils ont été effectués dans une gamme de température très large (-196°C à +25°C) en accord avec la norme ASTM correspondante et comme décrite par HOLZMANN [74]. La vitesse de montée en charge obtenue est de l'ordre de $\dot{K} = 10^5$ MPa$\sqrt{m}$/s^{-1}.

b) Essais dynamiques

Pour obtenir une vitesse de chargement ($\dot{K}_I$) très élevée, BILEK a modifié la technique des barres d'HOPKINSON suivant la procédure proposée par KLEPACZKO [66], [75]. Le dispositif expérimental et la géomètrie de l'échantillon sont exposées sur les figures 23 et 24. Le principe de fonctionnement du montage est identique à celui décrit au chapitre précédent ($\dot{K} = 10^6$ MPa$\sqrt{m}$/s).

c) Essais réalisés

L'étude portait sur un seul acier, mais soumis à sept traitements thermiques différents dans le but d'obtenir sept microstructures différentes et d'examiner la dépendance de la ténacité dynamique vis à vis de celles-ci. La composition chimique de l'acier est donnée par le tableau 10 ci-dessous :

C	Mn	P	Si	S	Cr	Ni	Mo	Cu
0,13	0,61	0,10	0,28	0,007	2,39	0,22	0,95	0,05

Tableau 10 : Composition chimique de l'acier utilisé par BILEK [69].

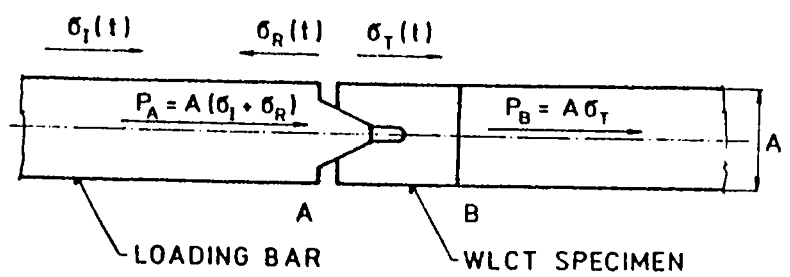


Figure 23 : Dispositif expérimental pour les mesures de K_{Id}.

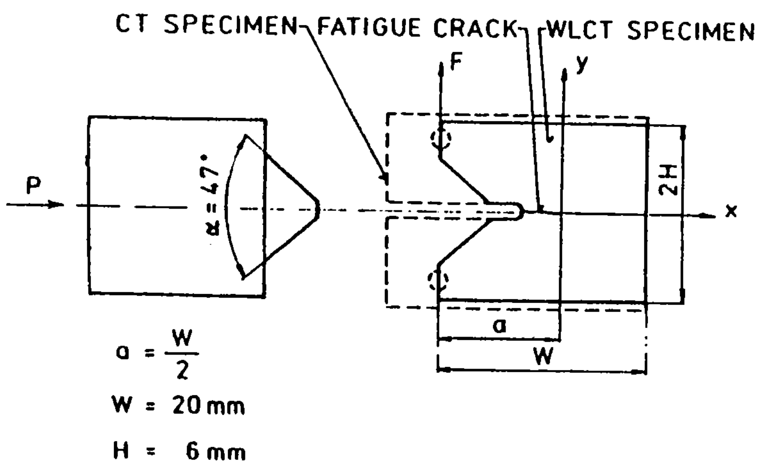


Figure 24 : Géomètrie de l'éprouvette WLCT.

Les différents traitements thermiques sont regroupés dans le tableau 11 [76].

Microstructure	Heat treatment	Nil ductility temperature NDT, °C	Static yield stress MPa
MI	As received	-15	444
MII	Q, 940°C/water	-25	1001
MIII	Q,T 940°C/water/550°C	-15	1034
MIV	Q,T 940°C/water/640°C	-35	729
MV	Q,T 940°C/water/720°C	-50	572
MVI	Normalizing 940°C/air T 720°C	-15	524
MVII	Normalizing 940°C/air T 780°C	-30	385

Tableau 11 : Description des conditions microstructurales initiales.

Les essais ont été réalisés dans une plage de températures allant de -196°C à +25°C.

B.IV.2.2 Résultats

En analysant les données de ténacité à rupture (fig. 25,26), on constate différents types de comportement. Mais la faible diminution de K_{Id} entre les deux types d'essais ne peut pas être interprétée clairement en terme d'augmentation de K_I (fig. 27). Cependant, on peut faire quelques observations sur le comportement des différentes microstructures. Pour les structures MI, MIV, MVII, les valeurs de K_{Id} "CHARPY" représentent le minimum des courbes $K_{Id}(K)$. Cette conclusion est également valable pour MV (martensite revenue) et MVI (bainite) en dessous de la NDT. Inversement, si la température est supérieure à la NDT, ce sont les valeurs de $\dot{K} = 10^6$ MPa$\sqrt{m}$/s qui sont les plus faibles. Pour les structures martensitiques MII et MIII, les valeurs de K_{Id} "CHARPY" sont au-dessous des valeurs à $\dot{K} = 10^6$ MPa$\sqrt{m}$/s.

B.IV.2.3 Conclusion

En général, il apparait que les résultats des essais CHARPY représentent une bonne approximation pour le minimum de résistance à l'amorçage de fissures dynamiques.

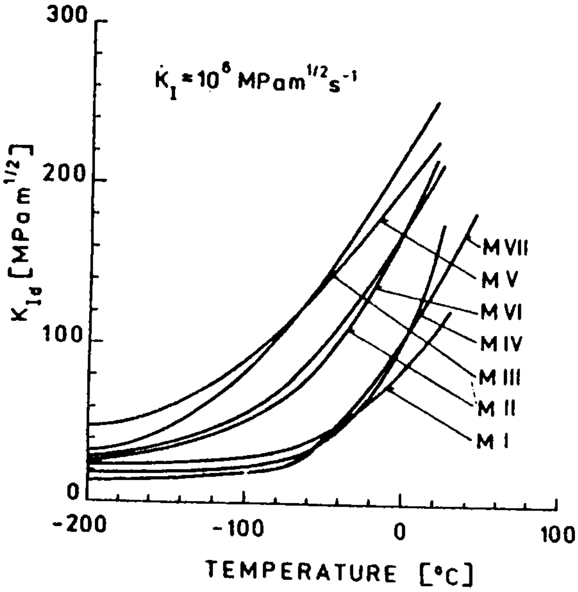


Figure 25 : Résultats de K_{Id} sur barres d'HOPKINSON, d'après BILEK [76].

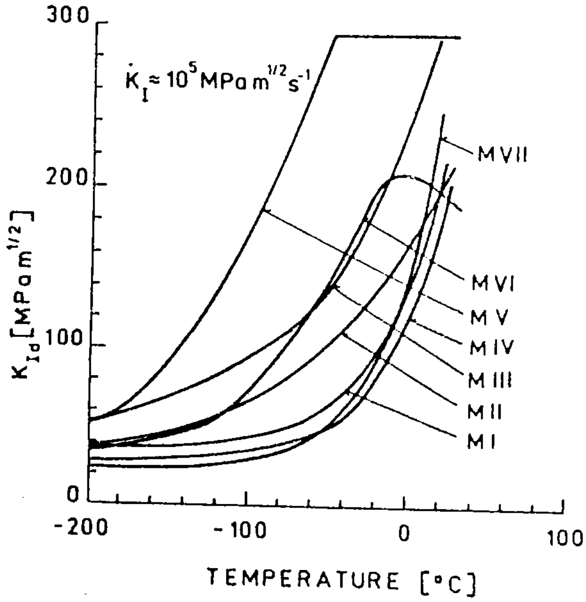


Figure 26 : Résultats de K_{Id} sur CHARPY instrumenté.

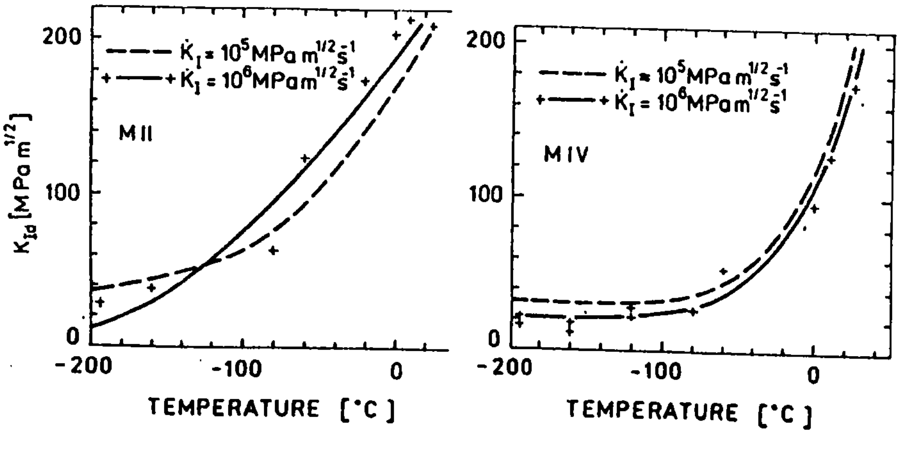


Figure 27 : Comparaison des résultats de K_{Id} pour deux microstructures

B.IV.3 Travaux de PLUVINAGE-MARANDET

B.IV.3.1 Méthodes expérimentales

a) Essais CHARPY

Les essais de ténacité dynamique en flexion par choc ont été réalisés sur un mouton pendule instrumenté, au moyen d'éprouvettes CHARPY-V préfissurées par fatigue, conformément à la norme AFNOR A03-161. Les vitesses de chargement obtenues étaient telles que :

$$4 \cdot 10^4 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s} < \dot{K} < 3 \cdot 10^5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$$

b) Essais dynamiques

Le procédé de mise en charge par train d'ondes au moyen d'une barre d'HOPKINSON est le plus couramment utilisé pour obtenir des vitesses de chargement $\dot{K}$ voisines de 10^6 MPa$\sqrt{\text{m}}$/s. Le dispositif utilisé découle de la méthode de KLEPACZKO et nous le verrons plus en détail au chapître C I.

Les essais ont porté sur des éprouvettes compactes de type WLCT 20 (fig. 24) prélevées en sens travers (entaille radiale) aux trois quarts de l'épaisseur d'une virole.

La préfissuration en fatigue a été éxécutée à l'aide d'un coin sur un pulsateur servo-hydraulique (fig. 28).

c) Essais réalisés

L'étude a porté sur un acier SA 508 Cl.3 (genre 16MND5) utilisé dans les cuves de réacteurs nucléaires. Sa composition chimique est la suivante :

C	Mn	Si	S	P	Ni	Cr	Mo	Cu	Co	V
0,16	1,3	0,25	0,004	0,01	0,7	0,2	0,51	0,08	0,02	0,01

Le traitement thermique subi est un traitement de qualité (austénitisation à 875°C, trempe à l'eau agitée, revenu à 650°C, refroidissement lent) suivi d'un traitement de simulation du détensionnement après soudage (chauffage lent jusqu'à 610°C, maintien à 610°C pendant 8h, refroidissement lent).

Les essais ont été réalisés pour des températures variant de -196°C à l'ambiante.

B.IV.3.2 Résultats

Les courbes de transition de la ténacité K_{IC} ou K_{JC} déterminées aux différentes vitesses de chargement K sont présentées sur la figure 29. La figure30 regroupe les deux courbes précédentes ainsi que d'autres, réalisées à des vitesses beaucoup plus faibles. On constate que les essais réalisés sur barres d'HOPKINSON donnent des valeurs de K_{Id} inférieures à celles obtenues en CHARPY. Dans le cas particulier des essais "HOPKINSON", on enregistre des ruptures brutales par clivage en régime quasi-élastique depuis -196°C jusqu'à l'ambiante alors qu'une transition abrupte du mécanisme de rupture apparait entre -20°C et -10°C, pour les essais "CHARPY".

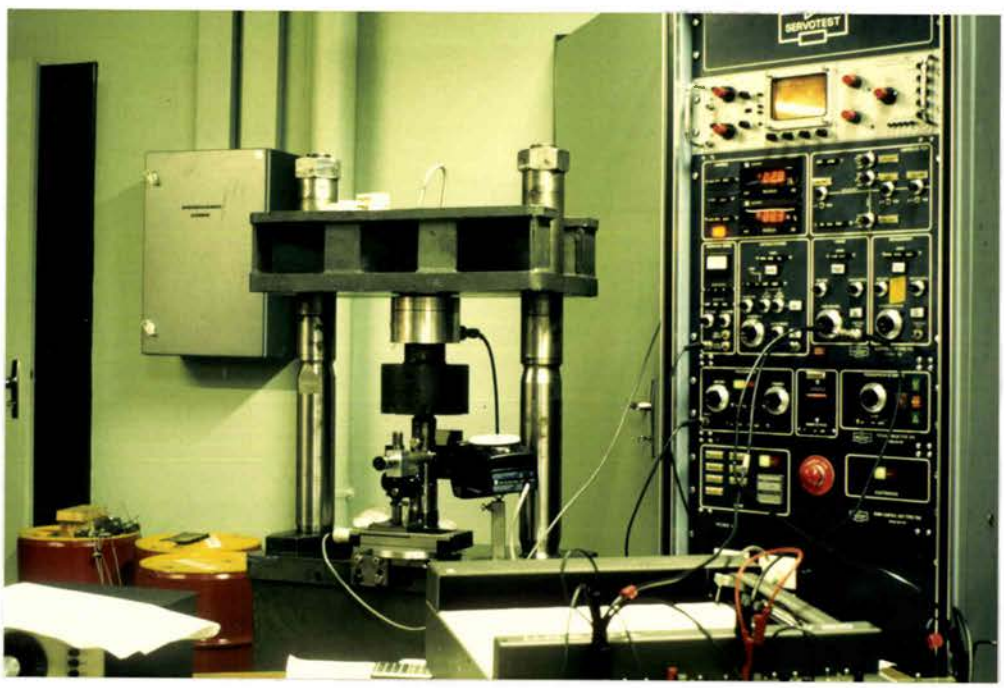
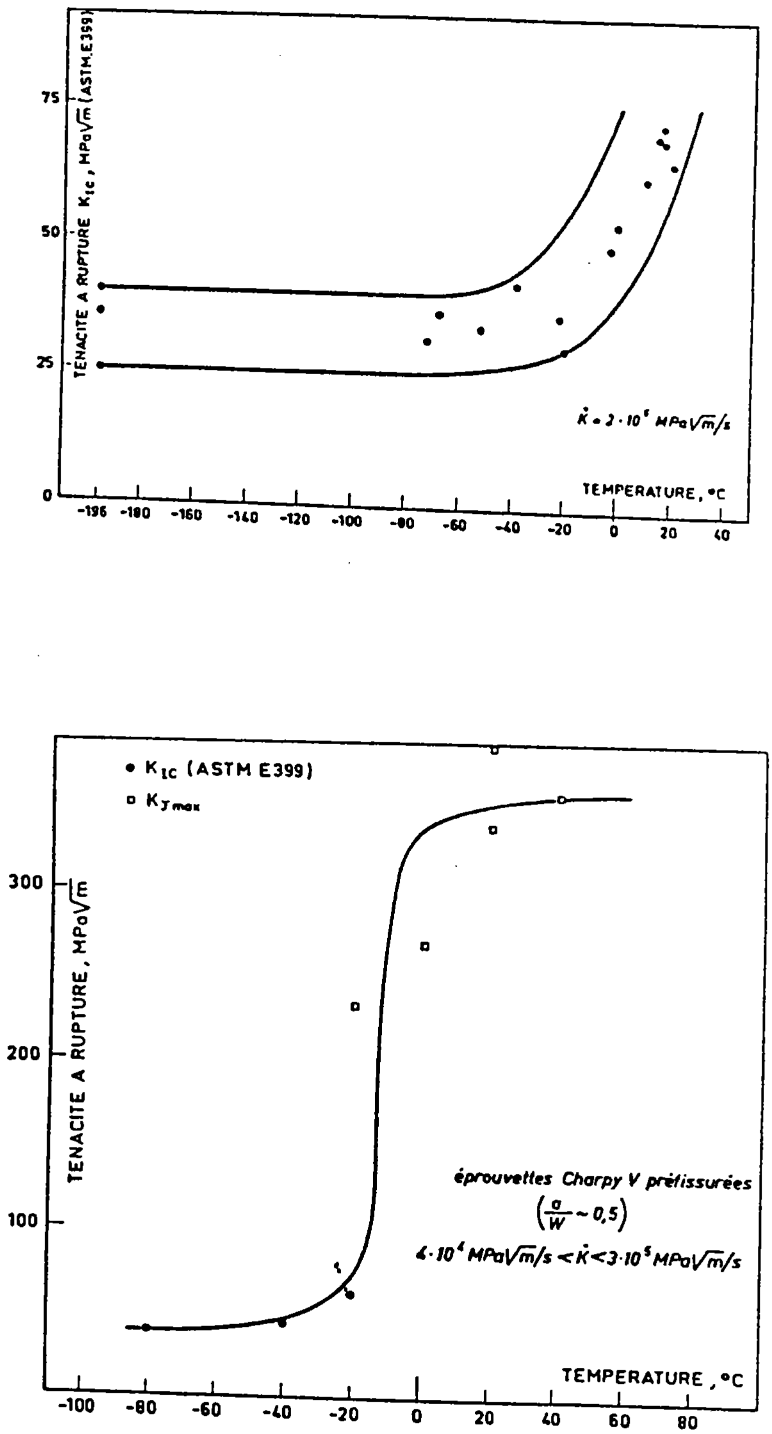


Figure 28 : Machine servo-hydraulique de fissuration des éprouvettes WLCT.



<u>Figure 29 :</u> - Courbes de transition de la ténacité K_{Ic} sous chargements dynamiques

B.IV.3.3 Conclusion

Il apparait que les valeurs de ténacité obtenues à $\dot{K} = 2 \cdot 10^6$ MPa$\sqrt{m}$/s représentent un minimum pour les courbes de K_{Id}. Il est clairement établi ici que les variations de ténacité en fonction de la température et de la vitesse de déformation conduisent à une augmentation de la température de transition.

B.IV.4 Conclusions

Au vu de ces trois études, la conclusion sur l'utilisation de l'une ou l'autre des deux méthodes reste assez délicate à tirer. D'un côté, BILEK [69] préconise l'utilisation du CHARPY pour obtenir les valeurs minimales de K_{Id}; d'un autre côté, MARANDET [70] pense qu'il vaut mieux utiliser un montage en barres d'HOPKINSON; enfin, DUFFY [68] estime que les deux méthodes sont similaires dans la zone fragile et dans le domaine de transition.

Dans leurs études, BILEK et MARANDET ont également analysé l'influence de la vitesse de déformation et de la température sur la ténacité du matériau selon le modèle de RITCHIE, KNOTT et RICE [77]. De leurs travaux, il ressort que K_{Id} n'est pas uniquement contrôlé par la contrainte critique de clivage, σ_c, et la distance critique X_0 mais aussi par un temps d'incubation nécessaire au démarrage de la fissure.

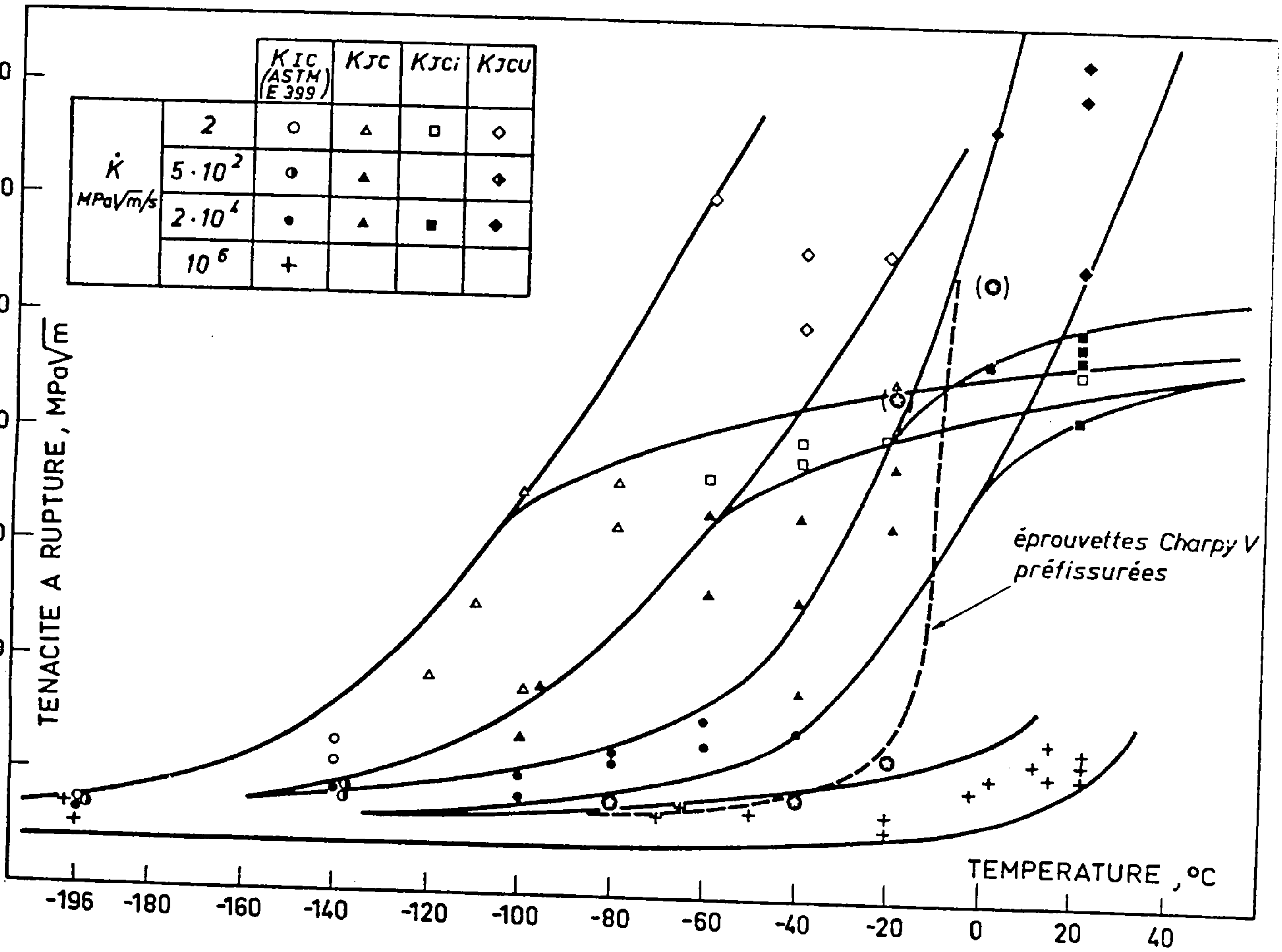


Figure 30: Influence de la température et de la vitesse de chargement sur la ténacité à rupture K_{Ic} ou K_{Jc} du matériau.

B.V : PROGRES REALISES DANS L'ESSAI CHARPY INSTRUMENTE

Nous venons de voir deux méthodes d'essais de détermination de ténacité dynamique qui ont fait l'objet d'un nombre d'études sans cesse croissant. Deux raisons essentielles sont à la base de l'attention des chercheurs dans ce domaine :

- Les nécessités accrues de la sécurité des constructions aéronautique, ponts, nucléaire, plate-formes;
- le développement des études sur la mécanique de la rupture. Toutefois, dans le progrès de ces techniques, d'importantes mises au point restent encore à faire.

Il est apparu maintenant essentiel de caractériser la ténacité dynamique des matériaux K_{IC} (K) dans une large gamme de vitesse d'augmentation du facteur d'intensité de contrainte $\dot{K}$ [55]. La difficulté essentielle actuellement est qu'il n'existe aucun dispositif expérimental permettant de balayer d'une façon continue le spectre de K entre 1 et 10^7 $MP_a \sqrt{m}/s$. Plusieurs techniques doivent être successivement utilisées : les machines électro-hydrauliques à boucles asservies, les pendules instrumentés et les dispositifs de chargement par train d'ondes. La tendance actuelle est au perfectionnement de ces trois types de méthodes.

B.V.1 Généralités

Nous avons vu au chapitre B II les inconvénients rencontrés dans l'utilisation d'un mouton CHARPY instrumenté. Parmi ceux-ci, nous rappelerons les problèmes de forces d'inertie et de vibrations dûs aux différences de déplacement entre le marteau et l'échantillon ; les problèmes de détermination de K_{IC} dans la zone de transition où il a une brusque variation entre la région de clivage installé et la région où l'amorçage ductile se produit.

Ce sont surtout ces deux points qui ont fait l'objet d'amélioration récentes :

- La réduction des forces d'inertie peut être obtenue en attachant l'échantillon au marteau. C'est la méthode de l'essai inversé telle que la propose TALJA [78];[79] ; toutefois cette méthode n'est utilisable qu'à la température ambiante. (fig 31).

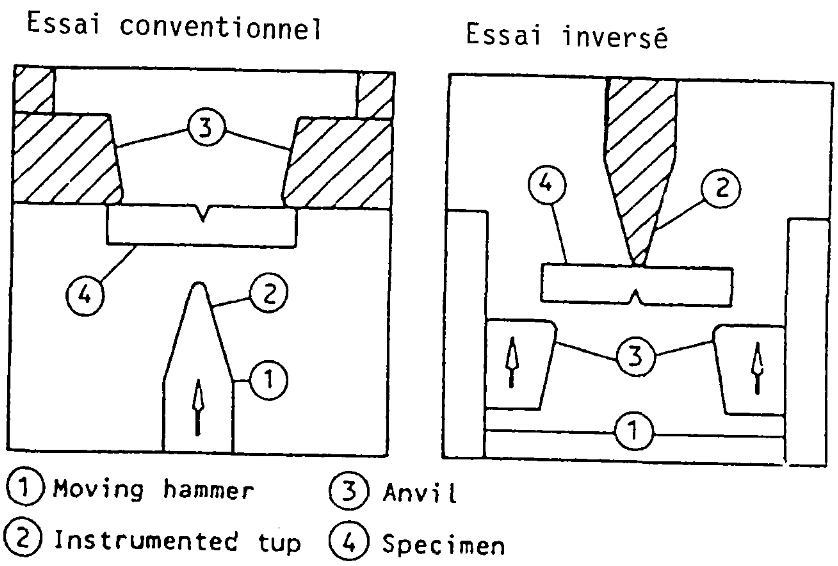


Figure 31 : Description des géomètries conventionnelle et inversée, pour un essai CHARPY [78].

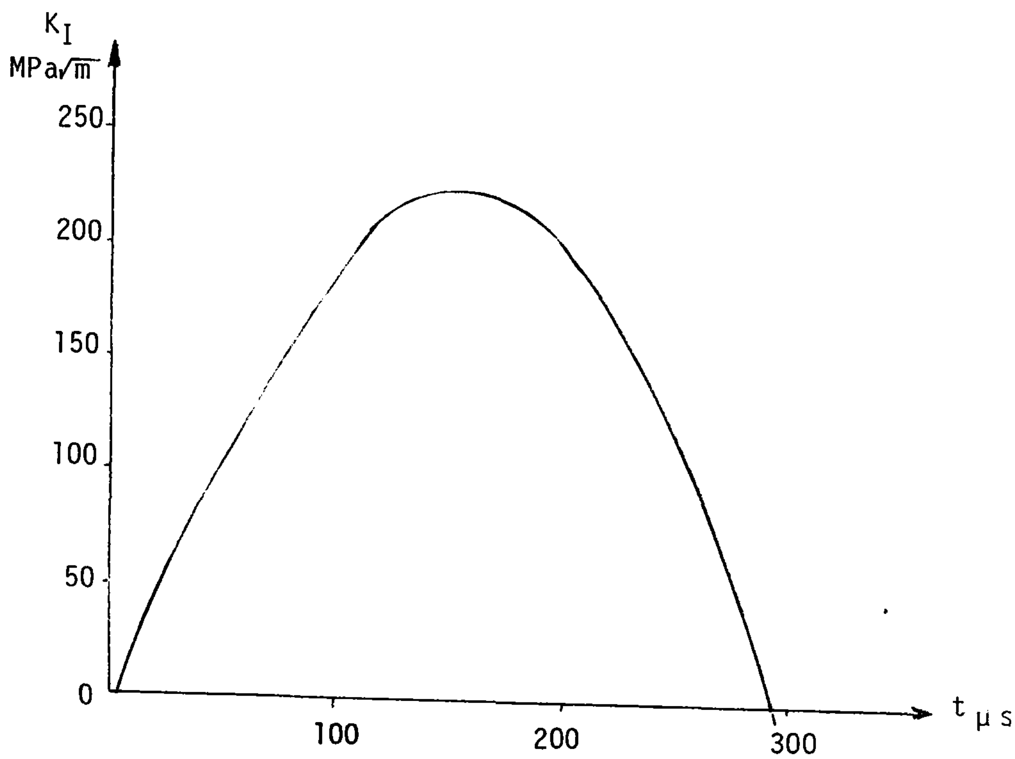


Figure 32 : Technique de flexion 1 point et courbe de réponse à l'impact correspondante [80].

- L'utilisation d'échantillon non rapportés comme dans la méthode de flexion 1 point proposée par KALTHOFF [80], (fig 32).

- Le facteur d'intensité de contrainte à la pointe d'une fissure a été mesuré expérimentalement sur une éprouvette en cours de chargement par BOHME et KALTHOFF [46]. Ces auteurs ont utilisé une méthode d'ombres optiques des caustiques photographiées à grande vitesse, soit par rèflexion, sur des échantillons d'aciers, soit par transmission sur des échantillons de résine époxy . Ils ont pu ainsi comparer l'évolution au cours du temps :

- du facteur d'intensité de contrainte à la pointe de fissure.
- de la position des extrémités de l'éprouvette
- de la charge relevée sur le couteau.

L'importance des forces d'inertie nécessite une analyse purement dynamique pour la détermination du facteur d'intensité de contrainte. C'est dans ce but que KALTHOFF a proposé le concept de courbe de réponse à l'impact [46], [81], [82], [83].

B.V.2 Courbes de réponse à l'impact

B.V.2.1 Principe de base du concept de réponse à l'impact

a) Rappels

Au cours de travaux antérieurs, KALTHOFF et WINKLER [44], [84] ont analysé le phénomène d'impact par réalisation d'essais avec des échantillons préentaillés. Dans tous ces essais, les conditions étaient les mêmes (vitesse d'impact, couteau, géomètre de l'échantillon...) seules les conditions d'initiation de fissure étaient variables. Il existait une courbe unique du facteur d'intensité de contrainte critiques avaient les valeurs différentes correspondantes, suivant cette courbe, aux temps d'amorçage de rupture. Ce comportement a également été examiné par LOSS [11].

b) Méthode de mesure

La réponse mécanique de l'échantillon durant l'impact est déterminée au cours de pré-expériences. En utilisant une méthode d'ombre optique de caustiques en reflexion avec un acier à haute résistance approprié, le facteur d'intensité de contrainte dynamique est établi en fonction du temps, K_I^{dyn} (t). Cette courbe est appelée courbe de réponse à l'impact. La ténacité dynamique pour un acier donné est ensuite déterminée en réalisant un essai d'impact et en mesurant le temps à rupture correspondant. La valeur de la ténacité est obtenue à partir de la courbe de réponse et du temps à rupture mesuré, tf, par la relation (fig 33) :

$$K_{Id} = K_I^{dyn} \quad (t = t_f) \qquad (32)$$

B.V.2.2 Détermination des courbes de réponse à l'impact

a) Méthode d'ombre optique de caustiques

Cette méthode, introduite par MANOGG en 1964 [86] et étendue par THEOCARIS en 1970 [87], est un simple outil expérimental pour la détermination des facteurs d'intensité de contrainte. Elle est particulièrement bien adaptée pour l'étude des problèmes complexes de rupture telle que la rupture dynamique. Elle a été appliquée par KALTHOFF [44], [88] dans des problèmes d'arrêt de fissure et d'instabilité de fissure et utilisée pour établir les courbes de réponse à l'impact.

a.1) Principe

Le principe physique de la méthode d'ombre optique de caustiques est exposé sur la fig 34. La surface réfléchissante d'une éprouvette entaillée (de préférence plus large qu'une éprouvette CHARPY-V) est mise en charge, et éclairée par un faisceau lumineux parallèle. L'éprouvette est photographiée par une caméra focalisée sur un plan image virtuel, situé derrière l'éprouvette. La figure 34 b montre une coupe transversale de l'échantillon en fond de fissure pour un matériau transparent. Etant donnée la concentration de contrainte, l'épaisseur de l'éprouvette et l'indice de réfraction du matériau, vus par le faisceau lumineux, L'aire entourant le fond de fissure agit alors comme une lentille divergente et les rayons lumineux sont déviés vers l'extérieur. Par conséquent, sur le plan image

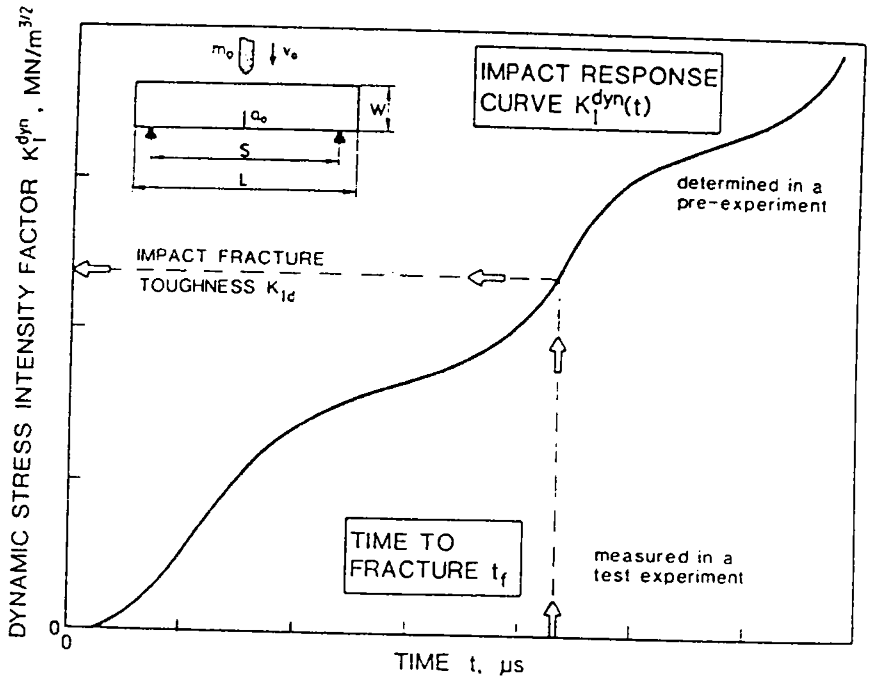


Figure 33 : Détermination de la ténacité dynamique K_{Id} par les courbes de réponse à l'impact.

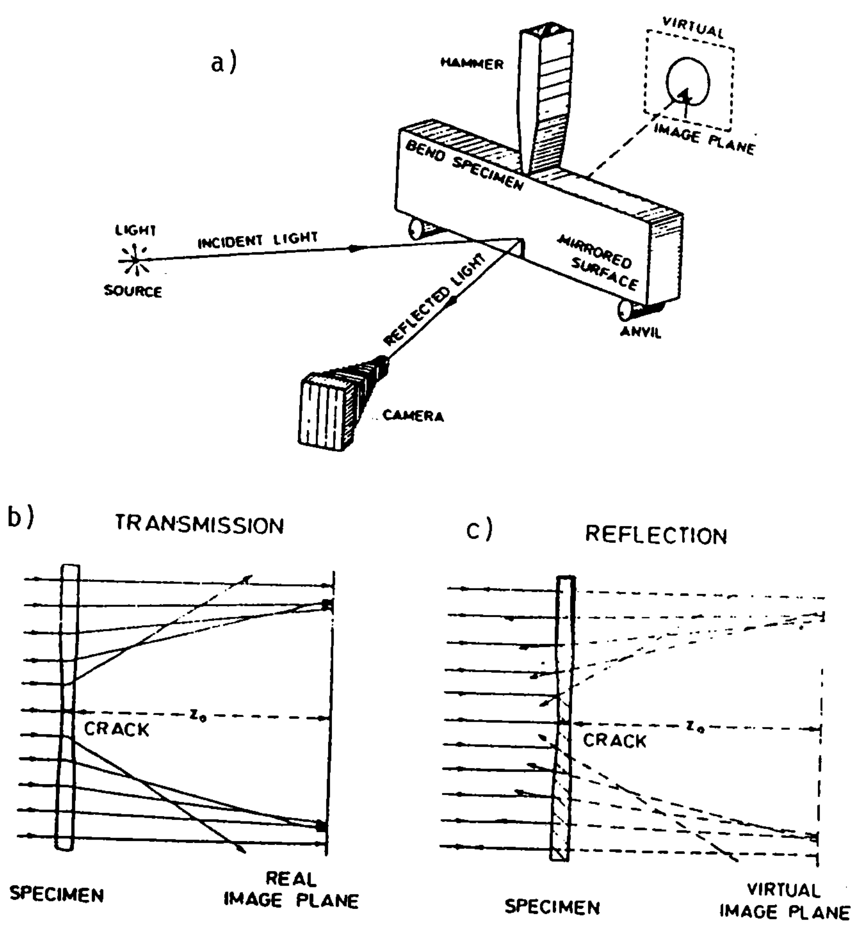


Figure 34 : Principe physique de la méthode des caustiques.

à une distance z_0 derrière l'éprouvette, on observe une zone d'ombre entourée par une région de concentration de lumière (la caustique).Pour un matériau non transparent (fig 34c), les rayons lumineux près du fond de fissure sont déviés vers la ligne centrale. Une prolongation des rayons lumineux réfléchis sur un plan image virtuel à une distance z_0 derrière l'échantillon donne une configuration lumineuse identique à celle obtenue en transmission. Une caustique similaire est alors établie.

a.2) Formule d'évaluation du facteur d'intensité de contrainte [88]

Le rayon lumineux qui traverse le plan objet (l'éprouvette) au point $P(\vec{r})$ est dévié d'un vecteur $\vec{W}$ et coupe le plan image en $P'(\vec{r}')$:

$$\vec{r}' = \vec{r} + \vec{W} \qquad (33)$$

Quantitativement, le vecteur $\vec{W}$ est déterminé par les variations de longueur du chemin optique Δs, dans le plan objet (fig. 35):

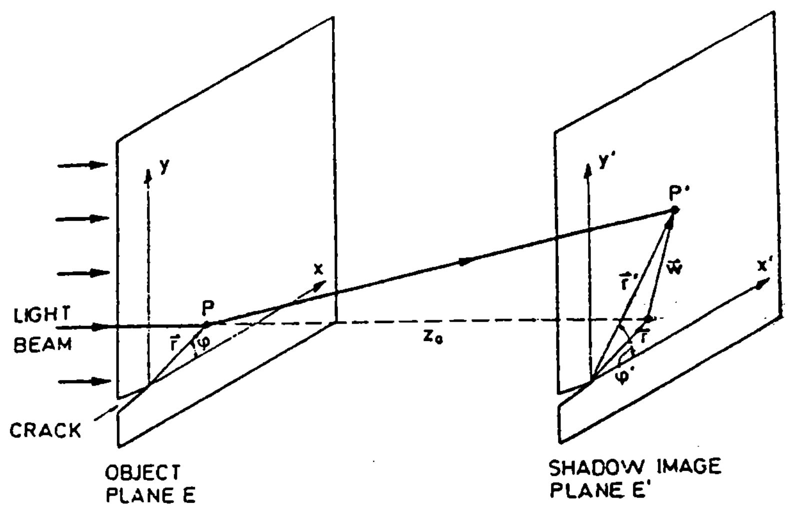


Figure 35 : Tracé des points P du plan objet E sur le plan image E'.

$$\vec{W} = -z_0 \cdot \mathrm{grad}\ \Delta s(r,\phi) \qquad (34)$$

avec $z_0 < 0$ pour la transmission
$z_0 > 0$ pour la réflection

Une condition nécessaire et suffisante pour obtenir la courbe de la caustique est d'égaler à zéro le Jacobien des équations (33) et (34), c'est à dire:

$$\frac{\partial x'}{\partial r}\cdot\frac{\partial y'}{\partial \phi} - \frac{\partial x'}{\partial \phi}\cdot\frac{\partial y'}{\partial r} = 0 \qquad (35)$$

Les contraintes à fond de fissure sous chargement en mode I sont données par la formule de IRWIN - WILLIAMS :

$$\left\{\begin{array}{l}
\sigma_r = \dfrac{K_I}{2\pi r}\cdot\dfrac{1}{4}\left(5\cos\dfrac{\phi}{2} - \cos\dfrac{3\phi}{2}\right) + a_2\cdot\cos^2\phi \\
\sigma_\phi = \dfrac{K_I}{2\pi r}\cdot\dfrac{1}{4}\left(3\cos\dfrac{\phi}{2} + \cos\dfrac{3\phi}{2}\right) + a_2\cdot\sin^2\phi \\
\tau_{r\phi} = \dfrac{K_I}{2\pi r}\cdot\dfrac{1}{4}\left(\sin\dfrac{\phi}{2} + \sin\dfrac{3\phi}{2}\right) - a_2\cdot\dfrac{1}{2}\cdot\sin 2\phi
\end{array}\right. \qquad (36)$$

Avec cette distribution de contraintes, les équations (32) et (33) de--viennent pour un matériau isotrope :

$$(37) \quad \left|\begin{array}{l}
x' = r\cdot\cos\phi + \dfrac{K_I}{2\pi}\cdot z_0\cdot d_{eff}\cdot c\cdot r^{-3/2}\cdot\cos\dfrac{3\phi}{2} \\
y' = r\cdot\sin\phi + \dfrac{K_I}{2\pi}\cdot z_0\cdot d_{eff}\cdot c\cdot r^{-3/2}\cdot\sin\dfrac{3\phi}{2}
\end{array}\right.$$

avec $-\pi \leqslant \phi \leqslant +\pi$

d_{eff} : épaisseur de l'échantillon

$c = \dfrac{A+B}{2} - \nu\cdot B$ en déformation plane

A,B : constantes du matériau (quand il y a réflexion A=B=0

ν : coefficient de POISSON

En appliquant l'équation (34), on obtient :

$$r = r_0 = \left[\frac{3}{2}\cdot\frac{K_I}{2\pi}\cdot c\cdot z_0\cdot d_{eff}\right]^{2/5} \qquad (38)$$

Le diamètre maximum D de la caustique (perpendiculaire à la direction de la fissure) peut être déterminé par :

$$D = f \cdot r_0 \tag{39}$$

où f est une valeur numérique (Tableau 12).

$$K_I = \frac{2 \cdot \sqrt{2\pi}}{3 \cdot f^{5/2} \cdot c \cdot d_{eff} \cdot z_0} \cdot D^{5/2} \tag{40}$$

t' [μs]	t"= f(t') [μs]	t' [μs]	t"= f(t') [μs]	t' [μs]	t"= f(t') [μs]
0	0	100	118	200	198
2	0	102	119	202	202
4	2	104	118	204	204
6	4	106	117	206	207
8	6	108	115	208	210
10	9	110	115	210	212
12	13	112	115	212	212
14	17	114	115	214	213
16	20	116	116	216	213
18	24	118	118	218	214
20	28	120	120	220	216
22	30	122	122	222	219
24	33	124	124	224	222
26	35	126	126	226	225
28	36	128	128	228	230
30	38	130	129	230	233
32	39	132	130	232	236
34	40	134	131	234	239
36	42	136	132	236	241
38	43	138	134	238	243
40	45	140	136	240	244
42	46	142	138	242	245
44	47	144	141	244	245
46	46	146	145	246	245
48	45	148	148	248	245
50	45	150	152	250	245
52	46	152	155	252	245
54	49	154	157	254	245
56	53	156	159	256	246
58	57	158	161	258	249
60	61	160	164	260	251
62	65	162	166	262	253
64	69	164	169	264	255
66	72	166	172	266	257
68	73	168	175	268	258
70	73	170	177	270	260
72	72	172	180	272	261
74	70	174	183	274	262
76	69	176	185	276	265
78	68	178	187	278	267
80	69	180	188	280	269
82	70	182	188	282	272
84	75	184	187	284	275
86	81	186	186	286	277
88	88	188	185	288	280
90	94	190	186	290	282
92	100	192	187	292	284
94	106	194	189	294	286
96	111	196	192	296	288
98	116	198	195	298	289

Tableau 12 : Détermination de la fonction de temps f.

Pour les matériaux anisotropes, on obtient le même type de relation mais avec deux caustiques,donc deux diamètres D_0 et D_i. Le facteur d'intensité de contrainte K_I peut donc être déterminé à partir du diamètre D de la caustique.

Nous venons de voir que les équations (38) à (40) ne dépendent pas du coefficient du second ordre a_2 (éq.35). Avec d'autres techniques optiques telles que la photoélasticimètrie, les franges isochromatiques autour du fond de fissure sont fortement perturbées par ce coefficient. La détermination de K_I peut alors devenir très compliquée. L'aspect de la caustique n'est cependant pas influencé par cet effet, comme nous le montre la figure 36.

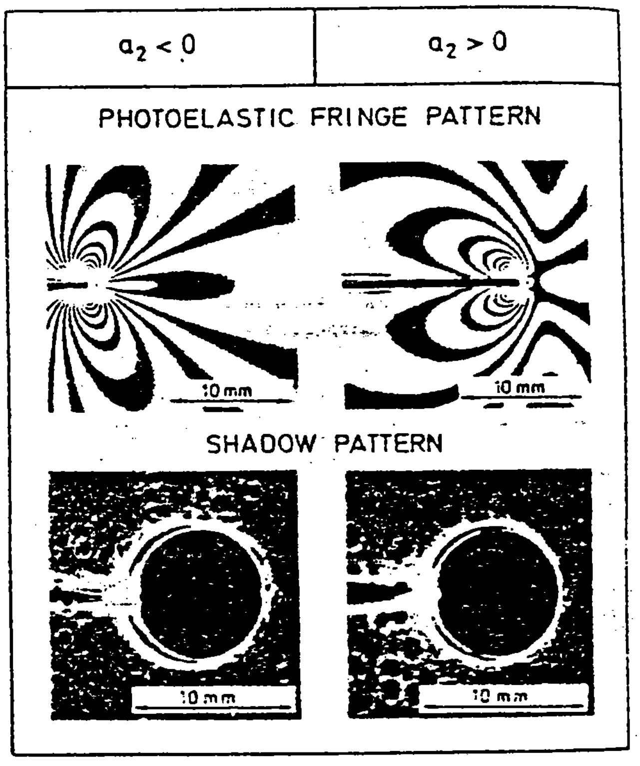


Figure 36 : Influence du terme du second ordre a_2.

b) Détermination de la ténacité par les courbes de réponse à l'impact

L'instrumentation de l'échantillon près du fond de fissure prouve la facilité d'établir des courbes de réponse à l'impact avec des éprouvettes CHARPY [89]. Au cours d'essais statiques préalables, le signal obtenu à partir d'une jauge de déformation collée en fond de fissure est calibré en fonction du facteur d'intensité de contrainte. Le signal représente alors une bonne mesure du facteur d'intensité de contrainte dynamique en fond de fissure.

La figure 37 illustre les courbes de réponse à l'impact obtenues sur des échantillons CHARPY avec une longueur de fissure initiale a=5 mm et à différentes vitesses d'impact V_0.

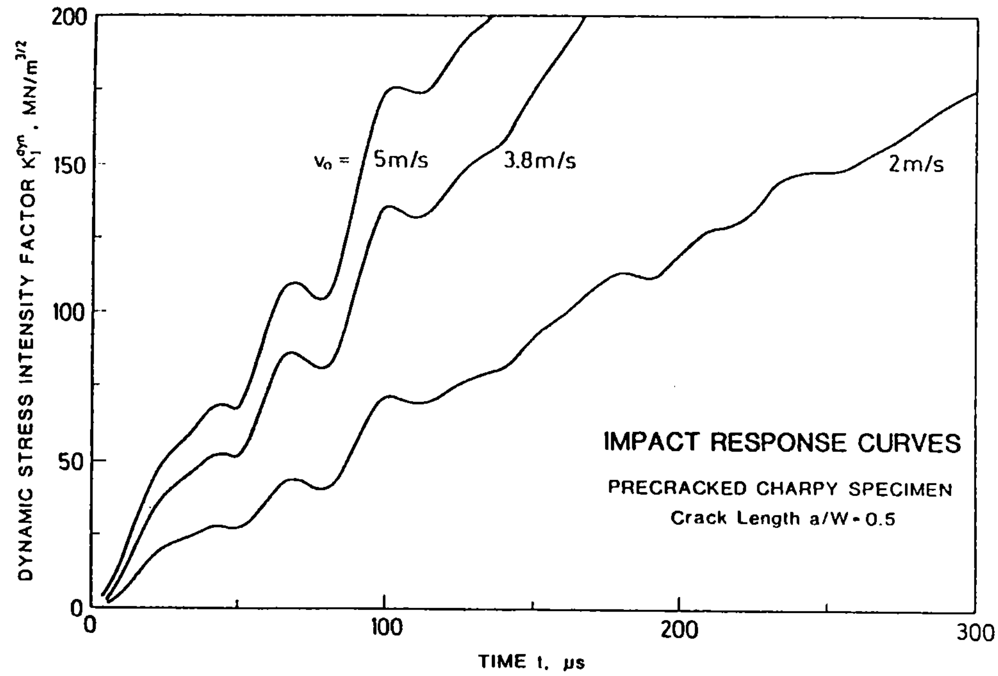


Figure 37 : Courbes de réponse à l'impact pour une éprouvette CHARPY à différentes vitesses d'impact.

Pour augmenter la capacité de charge portante de l'éprouvette, des entailles très ouvertes, au lieu de fissure de fatigue, ont été réa--lisées. On constate que les sont similaires pour des vitesses d'impact différentes; les facteurs d'intensité de contrainte dépendent donc liné--airement de la vitesse d'impact V_0. Les courbes de réponse à l'impact peuvent être décdites mathématiquement par une relation simple; la figure 33 montre une dépendance linéaire de K_I par rapport au temps, avec des corrections dynamiques imposées. Cette relation reste identique pour des longueurs de fissures telles que

$$4{,}5 \text{ mm} < a < 5{,}5 \text{ mm}$$

En pratique, on utilise la relation :

$$K_I^{dyn} = R \cdot V_0 \cdot t'' \qquad (41)$$

où $t'' = f(t')$ donné dans le tableau 12

$$t' = g(t) = t \left\{1 - 0{,}62 \cdot \left(\frac{a}{w}\right) - 0{,}5 + 4{,}8 \cdot \left(\frac{a}{w}\right) - 0{,}5\right\}^2$$

avec $R = 301 \text{ GN/m}^{5/2}$

a : longueur de fissure

w : épaisseur de l'éprouvette

V_0: vitesse d'impact

t : temps mesuré

f : fonction de corrections dynamiques

g : fonction de variation de longueur de fissure

Cette valeur de R est une constante de raideur déterminée pour une complaisance de la machine d'impact de $C_M = 8{,}1\ 10^{-9}$ m/N. Si cete complaisance est différente, on multiplie R par le terme de correc--tion :

$$1{,}276 \Big/ \left[1 + \frac{0{,}276\ C_M}{8{,}1\ 10^{-9}}\right] .$$

Des méthodes pour déterminer la complaisance du pendule sont données dans la référence [90].

L'équation (40) décrit les courbes deréponse à l'impact pour pratiquement toutes les conditions d'essais, avec une précisionsuffisante pour respec-

-ter les normes de sécurité dans les constructions de structure.

c) Détermination du temps à rupture

Le temps à rupture d'une éprouvette est obtenu à partir des signaux de deux jauges de déformation non calibrées :

- une sur le couteau du pendule
- une sur le côté du fond de fissure

La variation du signal de la jauge collée sur le couteau marque le début du phénomène d'impact. Le début de propagation de fissure, par contre, est indiqué par le saut rapide de charge enregistré par la jauge de déformation en fond de fissure. Le temps à rupture, t_f, est l'intervalle entre les deux signaux comme l'indiquent les oscillogrammes de la figure 38 :

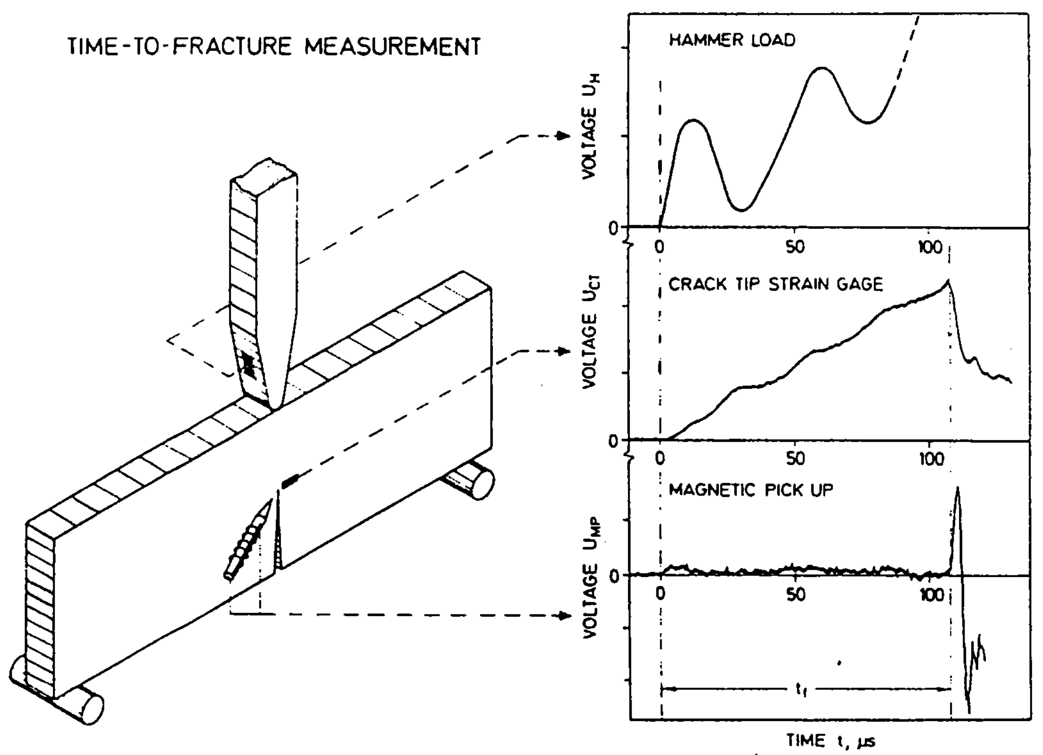


Figure 38 : Mesure du temps à rupture pour une éprouvette CHARPY préfissurée.

Si l'éprouvette a été magnétisée avant l'essai avec un perma--nent, l'accélération du fond de fissure va engendrer un signal magnétique au début de la propagation rapide. Cette méthode permet de déterminer l'instant auquel la fissure devient instable [91]. Le signal est récupéré par une bobine située en fond de fissure, près de la surface de l'échan--tillon. La figure 38 compare ce signal magnétique d'amorçage de fissure au signal de la jauge de déformation placée en fond de fissure. Ce procédé est très intéressant car il ne nécessite pas une instrumentation impor--tante.

B.V.2.3 Avantages et limites de la méthode

La mesure de la ténacité K_{Id} à l'aide des courbes de réponse à l'impact présente plusieurs avantages sur la méthode quasi-statique con--ventionnelle ASTM [92]. Cette technique est une évaluation entièrement dynamique ; les effets cinétiques sont pris en compte à chaque instant de l'impact. La méthode est alors applicable à toutes les conditions ex--périmentales, notamment pour des temps à rupture très faibles ($t_f < 3\tau$). Le procédé est particulièrement bien adapté pour des à grande vitesse d'impact et pour des matériaux fragiles.

Le domaine d'application est toutefois limité par les conditions de fléchissement car l'unicité de la courbe de réponse à l'impact dispa-rait en présence de grandes déformations plastiques.

De plus, cette méthode ne requiert pas une instrumentation calibrée du couteau, qui est habituellement une condition préalable dans les essais d'impact. Le temps à rupture peut être déterminé à partir de signaux obtenus par des instrumentations non calibrées du couteau et de l'éprouvette. L'instrumentation de l'échantillon peut même être évitée en captant le signal magnétique généré par la fissure au moment de l'insta--bilité de rupture.

B.V.3 Conclusion

La détermination des facteurs d'intensité de contrainte par la méthode des courbes de réponse à l'impact représente le plus gros progrès réalisé en ténacité dynamique , ces dernières années.Le procédé de mesure consiste en deux opérations séparées :

- l'obtention de la courbe de réponse à l'impact, $K_I^{dyn}(t)$, qui est établie par la méthode des taches optiques de caustiques.

- la mesure du temps à rupture qui est réalisée lors d'essais d'impact effectués avec l'acier étudié.

Finalement, la détermination de la courbe de réponse à l'impact est l'opération la plus compliquée à réaliser mais elle n'a besoin d'être effectuée qu'une seule fois. Une formule approchée a été établie et s'ap--plique à différentes conditions expérimentales.

L'obtention de la ténacité dynamique K_{Id} nécessite seulement une mesure simple et rapide du temps à rupture.

Cependant, dans des conditions de grandes déformations plasti--ques, les temps à rupture sont générallement longs et il est nécessaire d'utiliser l'évaluation quasi-statique. On peut donc dire que les deux procédés ont leur domaine d'application spécifique et se complètent mutuellement.

Chapître C

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Chapître C I : METHODES EXPERIMENTALES

C.I.1) Dispositif en barres d'HOPKINSON

C.I.1.1) Chaîne de mesure

Le montage utilisé est celui existant au Laboratoire de Fiabilité Mécanique de la faculté de METZ (figures 39,40). Comme nous l'avons vu au chapître B III, le principe de fonctionnement est assez simple mais les moyens de mesure qu'il nécessite demandent beaucoup de soins et de précautions. Deux points doivent être respectés de facon impérative : un alignement parfait des barres et une liberté totale de leur déplacement axial.

a) Mesure des contraintes

Elle s'effectue par une méthode classique utilisant des jauges de déformation de 120Ω montées en pont de WHEATSTONE. Ces jauges sont collées sur les barres incidente et transmettrice à quelques dizaines de centimètres des faces en contact avec l'échantillon. Les signaux sont amplifiés par des ponts d'extensométrie (par exemple SEDEME TS 106)puis enregistrés sur un oscilloscope à mémoire (par exemple NICOLET 4094). Le traitement des courbes est ensuite réalisé par voie informatique.

L'évolution de l'onde de contrainte ainsi que la durée de l'impulsion (liée à la longueur du projectile) ont été largement étu--diées par DORMEVAL et STELLY [93] et DAMBRINE [94].

b) Déformations

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.a du chapître B III le calcul des déformations s'effectue directement à partir des enregis--trements force-temps et plus particulièrement de l'onde réfléchie.

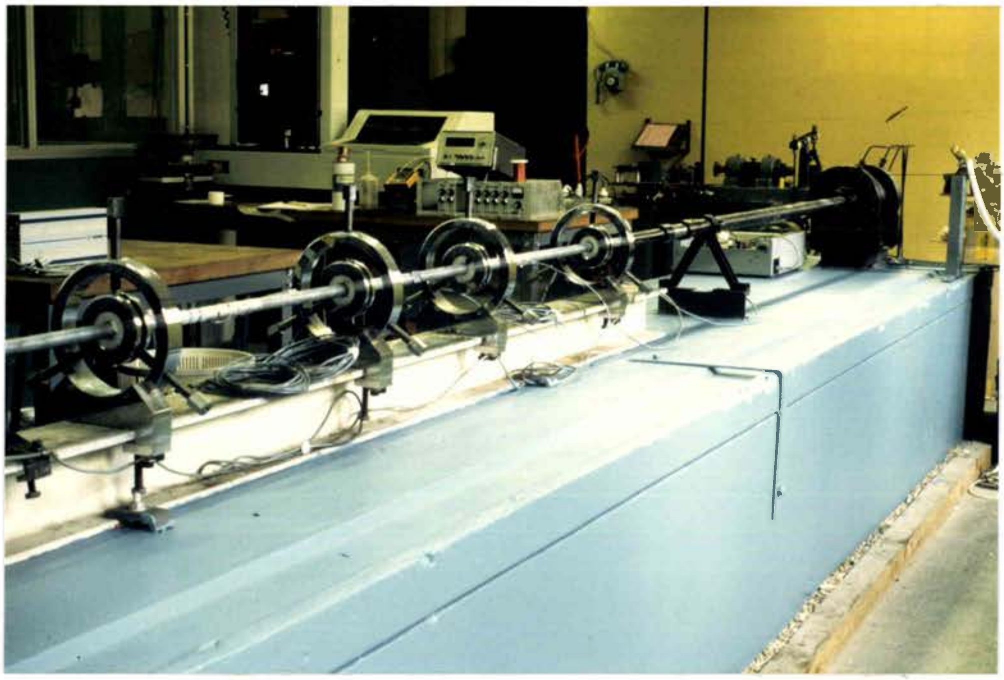


Figure 39 : Barres d'HOPKINSON en compression utilisés pour nos essais.

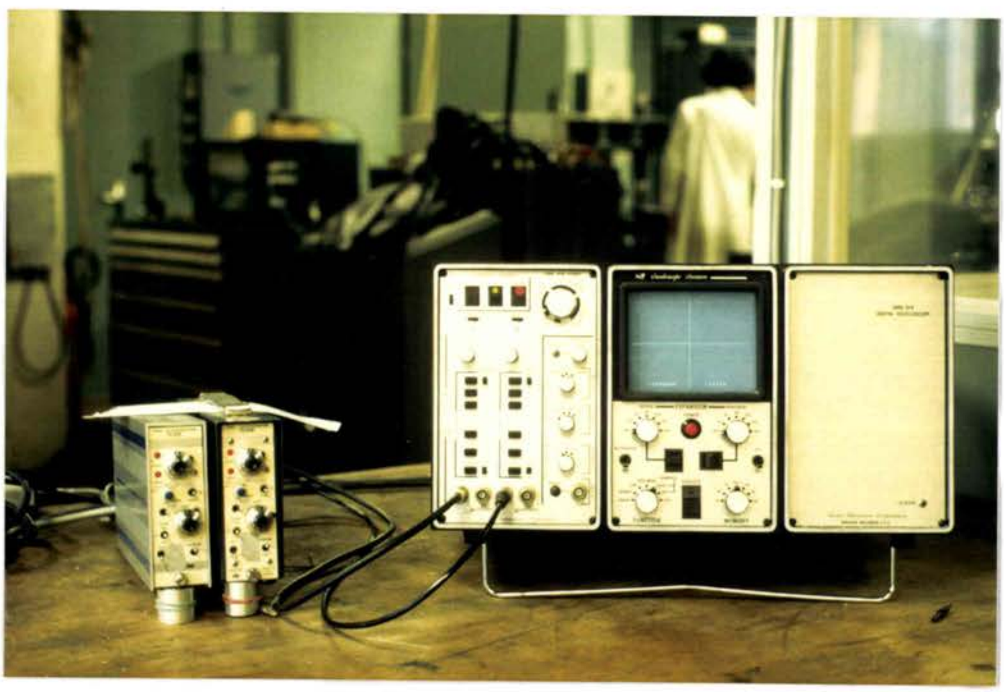


Figure 40 : Chaîne de mesure associée aux barres d'HOPKINSON.
(amplificateurs et oscilloscope à mémoire).

C.I.1.2) Calibration des barres

Les tirs de calibration sont effectués barres en contact (sans coin, ni éprouvette) et on mesure les amplitudes des ondes inci- -dentes et transmises. Un bon alignement des barres se traduit par la transmission intégrale de l'onde de compression à la deuxième barre.

a) Etalonnage du pont de jauges

Le principe est d'imposer, à l'aide du pont d'extensomètrie, une variation de résistance ΔR correspondant à une déformation connue. La sortie du pont étant reliée à un voltmètre, on s'impose une tension; on aura alors la correspondance déformation-tension. L'équation des ondes élastiques donne la liaison contrainte-tension :

jauge longitudinale : $\sigma = E \cdot \varepsilon$

jauge transversale : $\sigma = \nu \cdot E \cdot \varepsilon$

donc $\sigma = 2(1+\nu) E \cdot \varepsilon$

b) Calibration des barres

Connaissant le rapport déformation-tension, une simple lecture de l'amplitude de l'onde transmise ou réfléchie permettra de calculer la déformation et donc la contrainte correspondante.

C.I.1.3) Inertie de l'éprouvette

En suivant les calculs de KLEPACZKO [66], on note que la réac- -tion transversale intervient pendant le front de montée de l'onde réflé- -chie. Si la rupture se produit en dehors de cette période, les effets d'inertie sont nuls car l'accélération $\frac{d\varepsilon_R(t)}{dt}$ est nulle.

La quasi- totalité de nos essais répondent à ces conditions, hormis quelques essais à très basse température où le temps à rupture est de 18µs pour une durée du front de montée de l'onde de 20µs.

Par un calcul d'erreur, KLEPACZKO [66] a déterminé une incer-
-titude de 6% sur la valeur de ténacité. Nous négligerons donc ces effets d'inertie dans nos expérience. Cependant pour des vitesses supérieures à 10^6 MPa$\sqrt{m}$/s, il est préférable de réaliser une analyse complète des ondes de contraintes.

C.I.1.4) Effets du frottement lors du chargement

Pour un essai de ténacité, l'angle au sommet du coin ($\alpha = 45°$) et le coefficient de frottement μ entre le coin et l'éprouvette influent sur la force transmise. La valeur de ce coefficient a été mesurée stati-
-quement par KLEPACZKO [95] en en comparant les efforts nécessaires pour obtenir un même déplacement en traction et en compression. Ce coefficient, indépendant de la vitesse de déformation, a une valeur de $\mu = 0,12$ dans le cas d'éprouvettes en acier lubrifiées par une graisse au bisulfure de molybdène.

C.I.1.5) Vérification de la solution quasi-statique

Pour nos essais nous avons les valeurs suivantes :

$$C_1 = 5690 \text{m/s} \qquad a_0 = 10^{-2} \text{m} \qquad T_0 = 100 \mu\text{s}$$

$$\text{donc} \qquad a_0 = \frac{C_1 . T_0}{56,9} < \frac{C_1 . T_0}{20}$$

D'après ce que nous avons vu au paragraphe BIII 1.3.c, nous pouvons dire que nous sommes donc dans le domaine quasi-statique.

C.I.1.6) Géomètrie des échantillons

Les éprouvettes utilisées pour déterminer les lois de compor-
-tement sont des petits cylindres de diamètre 10mm pour des hauteurs de 3mm (fig. 41). Les dimensions suivent les conditions de DAVIES et HUNTER vues au paragraphe BIII 2.1.

Les éprouvettes de ténacité sont du type WLCT, dérivées de celles du type CT recommandées par la norme ASTM E 399; le chargement par un coin d'angle au sommet de 45° (fig. 42).

La fonction de complaisance de l'échantillon a été calculée par la méthode des éléments finis à l'aide du maillage de la figure 43.

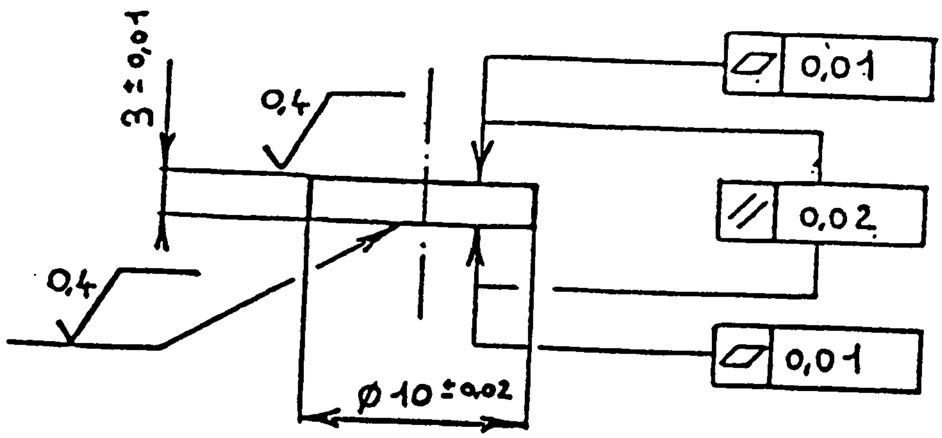


Figure 41 : Dimensions des éprouvettes de compression utilisées sur barres d'HOPKINSON.

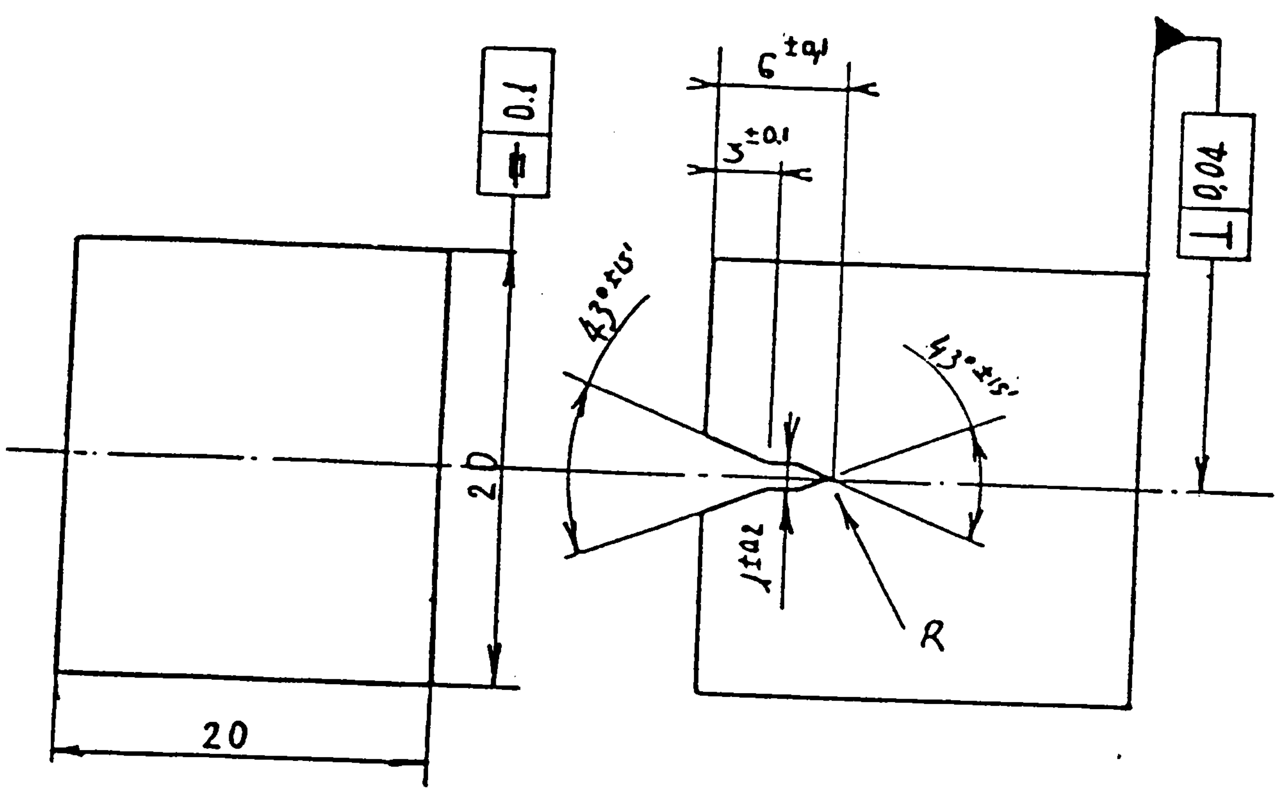


Figure 42 : Dimensions des éprouvettes WLCT.

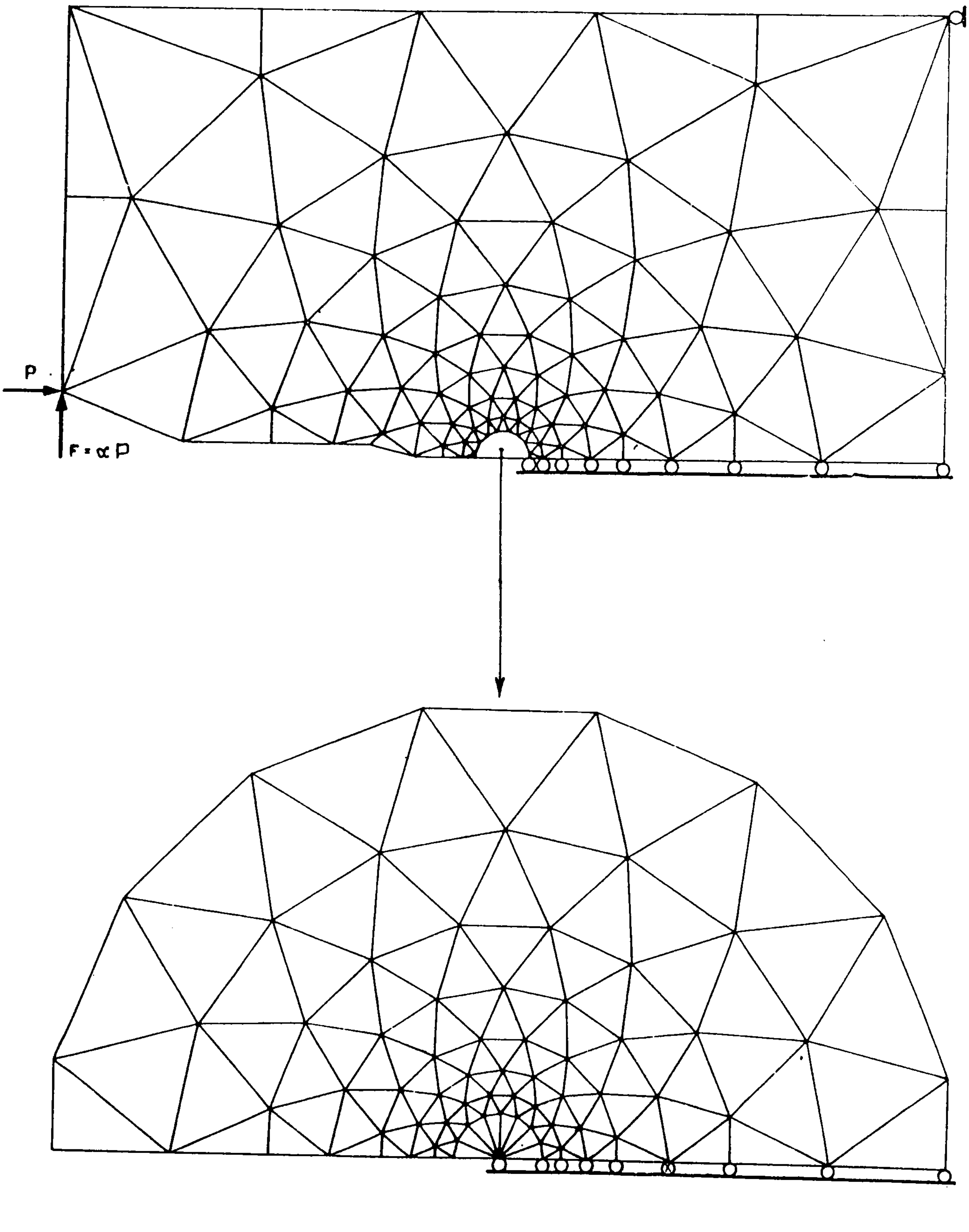


Figure 43 : Maillage de l'éprouvette WLCT utilisé pour le calcul aux éléments finis.

Cette fonction dépend du coefficient de frottement; pour le cas corres--pondant à nos essais où =0,12 le polynôme obtenu (fig. 44) est :

$$Y\left(\frac{a}{w}\right) = -14,38\left(\frac{a}{w}\right)^{1/2} + 150,04\left(\frac{a}{w}\right)^{3/2} - 392,08\left(\frac{a}{w}\right)^{5/2} + 487,61\left(\frac{a}{w}\right)^{7/2} - 193,34\left(\frac{a}{w}\right)^{9/2} \qquad (42)$$

Les éprouvettes ont été préalablement fissurées par fatigue sur machine hydraulique asservie (SERVO-TEST), dans les conditions suivantes :

mode de contrôle : déplacement du piston

signal sinusoïdal de fréquence 60 Hz

rapport de charges : $R_S = 0$

longueur de fissure : a = 10 mm

Il est impératif de cycler sous lubrification abondante en dégageant le coin de l'éprouvette à chaque cycle.

C.I.1.7) Charges et déformations subies par les éprouvettes

a) Limite élastique

Nous avons vu prédemment que, lors d'un essai de compression dynamique, la déformation instantanée de l'échantillon était proportion--nelle à l'onde réfléchie et que la charge (donc la contrainte) était proportionnelle à l'onde transmise. Par élimination du temps entre ces deux valeurs, on obtient la loi de comportement $\sigma = f(\varepsilon)$.

La limite élastique est déterminée pour une déformation de 0,2%.

La containte moyenne dans l'échantillon est telle que :

$$\sigma = \left(\frac{D}{d}\right)^2 \cdot E \cdot \varepsilon_T \qquad (43)$$

où D et d sont respectivement le diamètre de la barre incidente et celui de l'éprouvette.

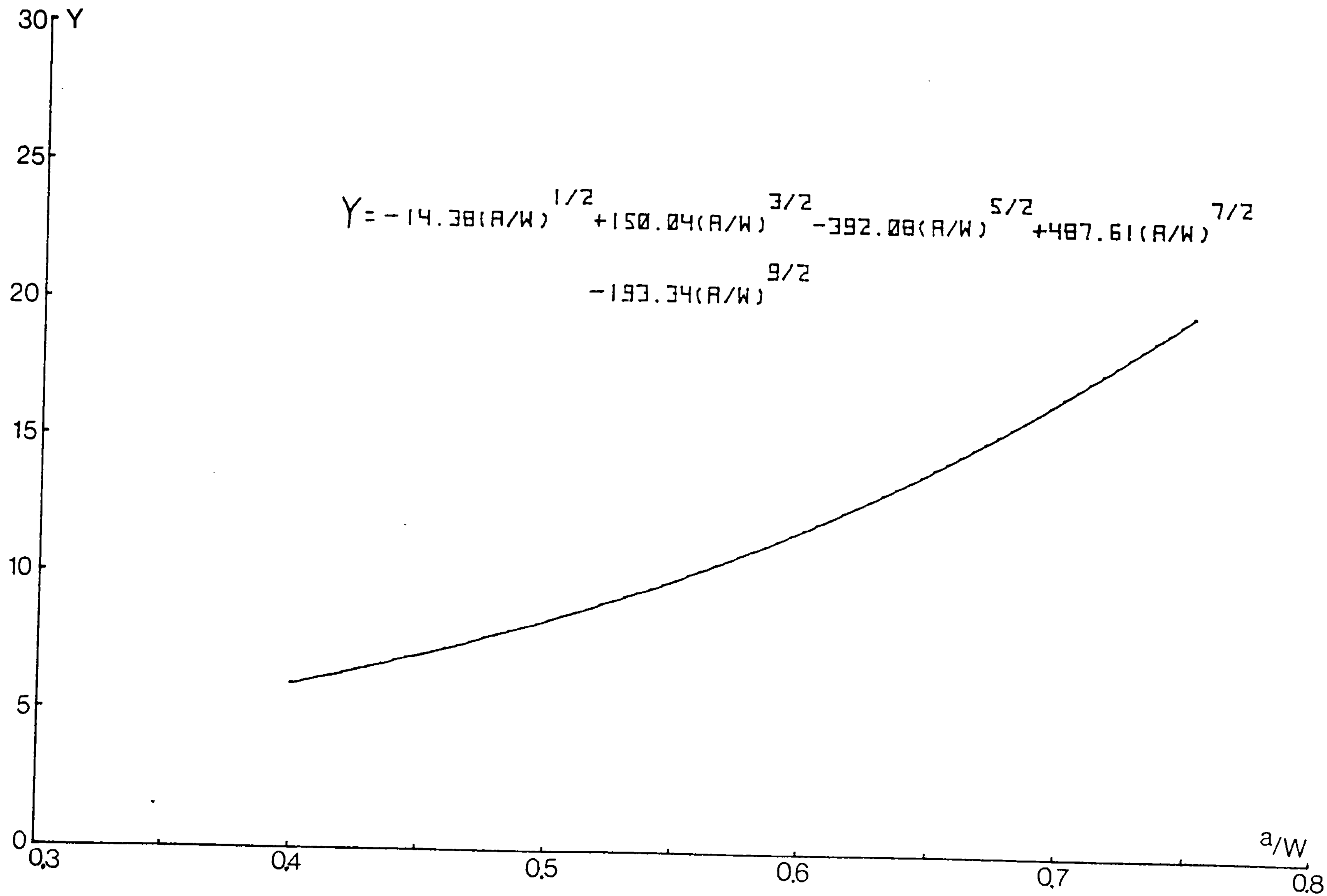


Figure 44 : Courbe de complaisance de l'éprouvette WLCT

b) Ténacité

La ténacité est déterminée à partir des enregistrements charge-temps.

La charge P appliquée sur le coin est reliée à la force d'ouverture de l'éprouvette, F, par la relation :

$$F = \frac{P}{2\ \mathrm{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right) + \mathrm{arctg}\ \mu}$$

La charge critique F_C, correspondant à l'ouverture de l'échan- -tillon, est déterminée par la méthode de la sécante de pente inférieure de 5% à la pente de la portion rectiligne de la courbe.

Le calcul du facteur d'intensité de contrainte critique (K_{IC}) est donné dans la norme AFNOR NF-A03180 :

$$K_Q = \frac{F_C}{B \cdot W} \cdot Y\left(\frac{a}{w}\right)$$

On aura $K_{IC} = K_Q$ si :

$$\left.\begin{matrix} B \\ W-a \end{matrix}\right\} \geqslant 2{,}5 \cdot \frac{K_Q}{y}^{2}$$

$$\frac{P_{max}}{P_C} < 1{,}1$$

C.I.2) Mouton pendule CHARPY

C.I.2.1) Chaîne de mesure

L'appareillage utilisé est celui existant au Centre de

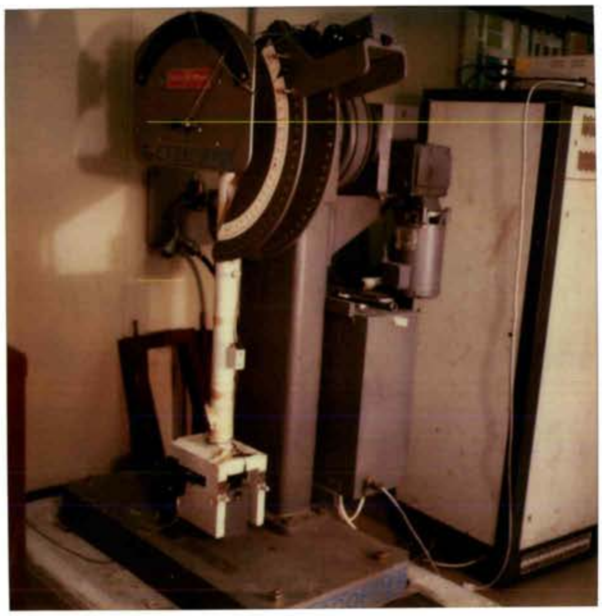


Figure 45 : Mouton pendule CHARPY instrumenté.

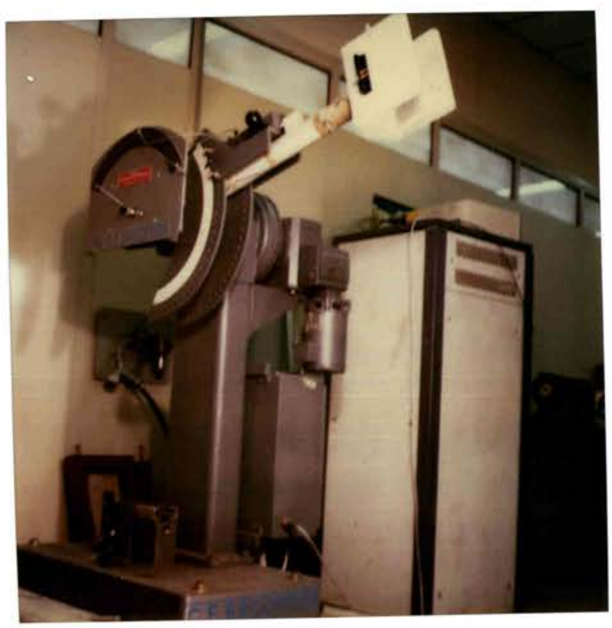


Figure 46 : Mouton pendule CHARPY instrumenté.

Recherches Matériaux (CRM) de l'Atelier de Construction de TARBES (A.T.S.) (fig. 45, 46). Comme le dispositif de barres d'HOPKINSON, le fonctionne--ment est très simple dans son principe, mais il nécessite également beaucoup de précautions dans sa mise en oeuvre et dans son interprêtation.

Le pendule utilisé est un appareil TINIUS-OLSEN Modèle 74 de 360 Joules, sur lequel il est également possible de réaliser des essais de traction par choc. La vitesse de montée en charge est de l'ordre de $\dot{K} = 4 \cdot 10^5$ MPa$\sqrt{m}$/s.

La chaîne de mesure est composée des éléments suivants :

jauges : ce sont des jauges de déformation de 350Ω montées en pont de WHEATSTONE. Elles sont collées à quelques centimètres de la pointe du couteau et de chaque côté de celui-ci (fig. 47).

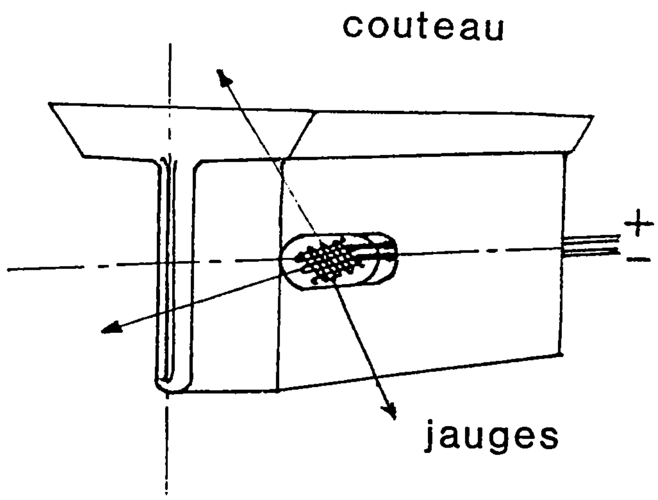


Figure 47 : Direction et position des jauges sur le couteau CHARPY.

temporisation : il s'agit d'un petit montage servant à mettre sous tension les jauges au moment du lancement du bras et pendant une durée réduite. Cela permet d'alimenter avec une tension de 5 Volts sans risque de détérioration de celles-ci par effet JOULE.

conditionneur VISHAY 2310 : il assure la mise sous tension du pont de jauges, l'amplification du signal et le réglage du zéro du pont.

oscilloscope NICOLET 4094 : il met le signal en mémoire et peut enregistrer jusqu'à quatre courbes sous de 4000 points chacune.

Sa mémoire totale est de 16 K-octets et sa fréquence maximum est de 2 MHz.

lecteur de disquettes NICOLET XF-44/1 : il sert à stocker toutes les courbes enregistrées sur l'oscilloscope. Une disquette pré-programmée par NICOLET permet d'effectuer différents calculs, notamment le calcul d'aire sous la courbe et le tracé de l'énergie en fonction du temps.

C.I 2.2) Etalonnage du couteau

a) étalonnage statique

Il a été réalisé sur une machine de traction-compression INSTRON Nous avons soumis le couteau à des chargements connus allant de 0 à 1500 daN, puis enregistré la valeur du signal de tension donné par les jauges. Le phénomène obéissant à une loi linéaire, il est facile d'obtenir le facteur de proportionnalité (fig. 48).

Cette opération a été réalisée pour différentes tensions d'ali--mentation des jauges, ainsi que pour différentes vitesses de déplacement de la traverse (* pour 0,5 mm/mn et + pour 5 mm/mn).

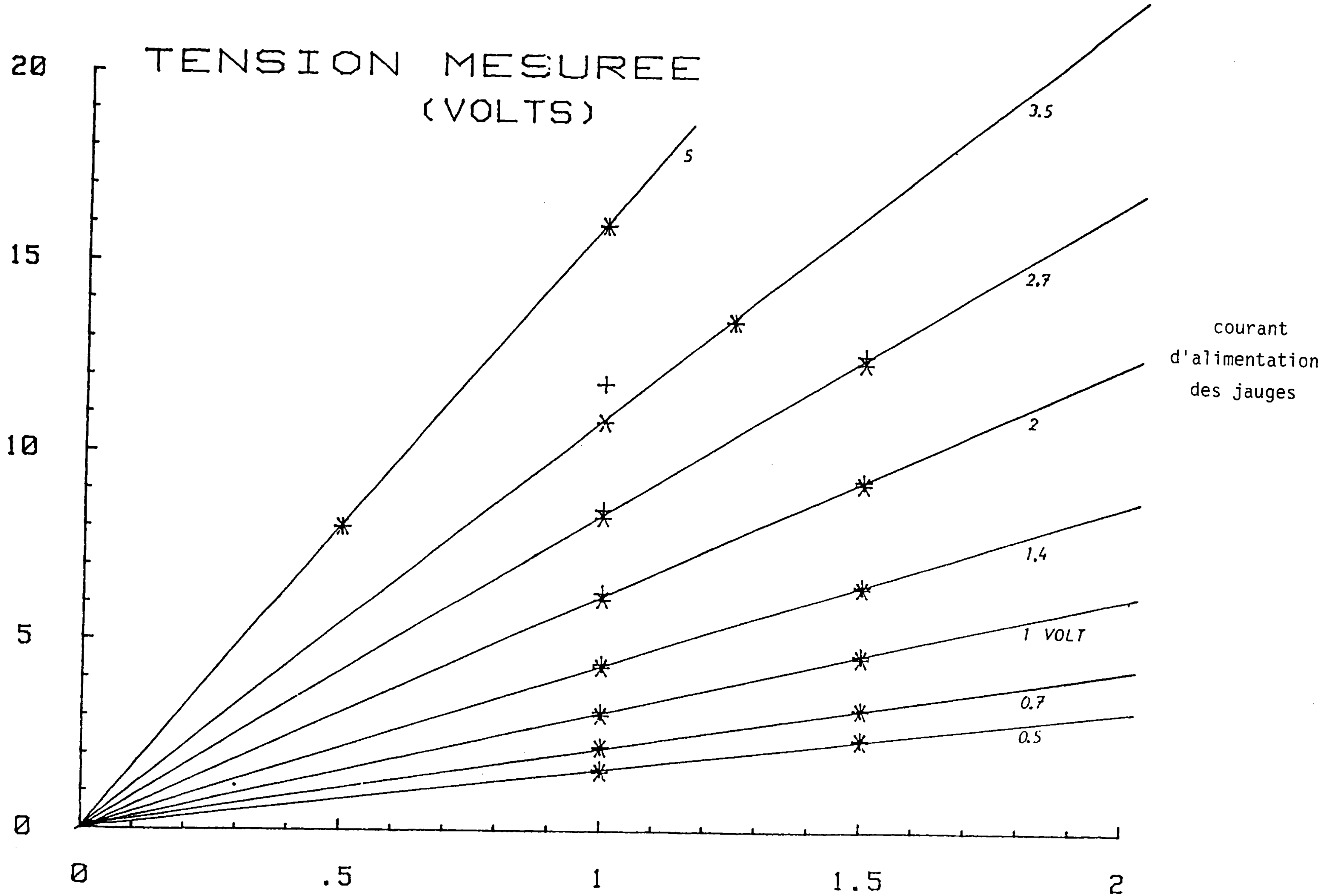
Nos essais ayant été effectués avec une alimentation de 5 volts la correspondance est de 619 N pour 1 volt.

b) étalonnage dynamique

Cet étalonnage s'appuie sur une série d'essais; les conditions sont les suivantes :

- tension des jauges = 5V en courant continu car en alter--natif le temps de stabilisation des jauges était supé--rieur au temps séparant le départ du bras et le choc du marteau pour des énergies inférieures à 250 Joules.
- gain de l'amplificateur = 40
- sensibilité de l'oscilloscope = 10 Volts

Afin de tenir compte du ralentissement du couteau au cours du choc, AUGLAND a établi la formule :



<u>Figure 48</u> - Courbe d'étalonnage statique du couteau CHARPY.

$$E_a = 2 \cdot E_0 \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{E_1}{E_0}} \right)$$

E_a : énergie initiale du marteau

E_1 : énergie lue sur le mouton

A : aire sous la courbe effort-temps

En traçant les points expérimentaux sur une courbe E_a = f(A on obtient le coefficient de proportionnalité K (figure 48 b).

Nous obtenons une droite d'équation E_a = K·A ; dans notre c nous avons K = 36976,8 J/V·s , soit pour 1 Volt une correspondance de $\frac{36976,8}{5,68}$ = 651 daN.

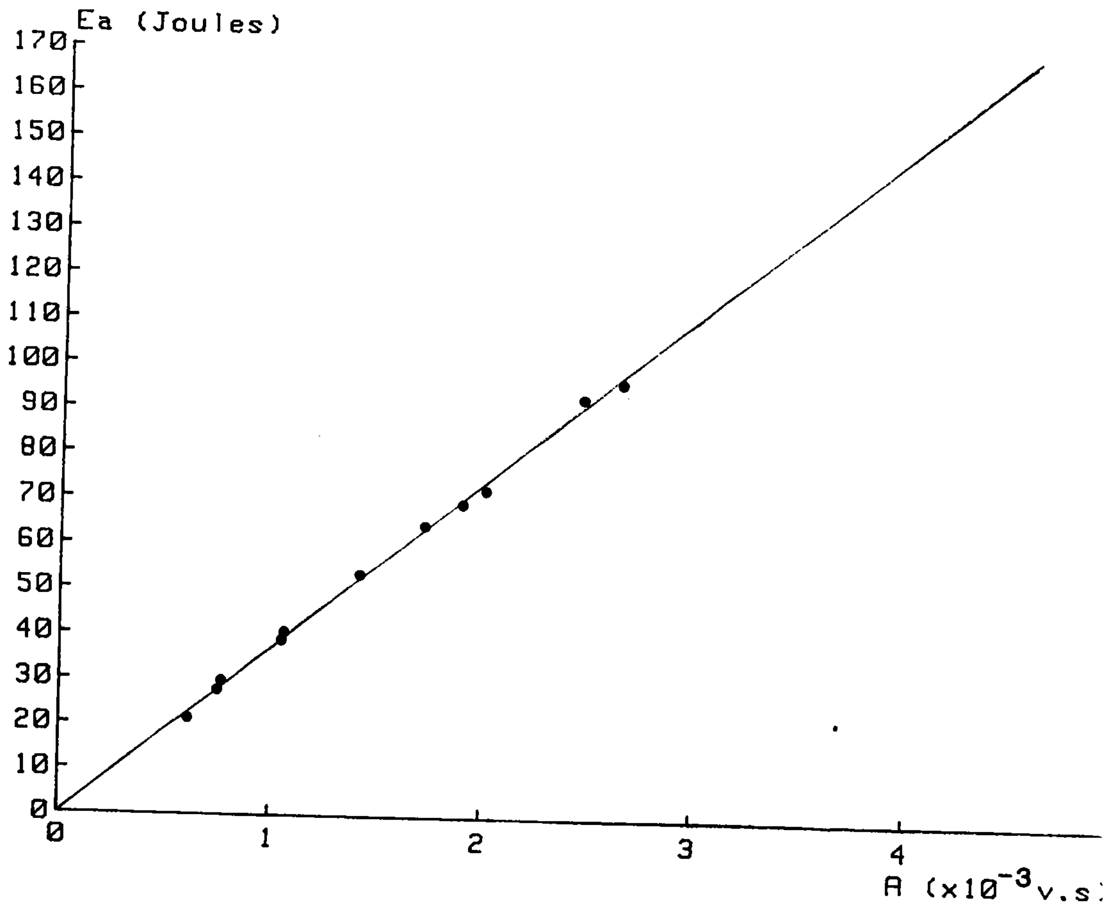


Figure 48 b) : Etalonnage dynamique du couteau CHARPY.

C.I.2.3) Géomètrie des éprouvettes

Elles sont de type CHARPY-V et correspondent à la norme NF A 03-161 (fig. 49):

avec
- L : distance entre les appuis $40 + {}^{0,5}_{0}$ mm
- B : épaisseur de l'éprouvette $10 \pm 0,11$ mm
- W : largeur de l'éprouvette $10 \pm 0,06$ mm
- a : longueur de l'entaille $2 \pm 0,06$ mm

Les échantillons étaient ensuite fissurées, en flexion trois points, sur une machine de fatigue CREUSOT-LOIRE (fig. 50). Le charge-ment se fait par un excentrique dans les conditions suivantes :

- contrôle de charge
- signal sinusoidal de fréquence 25 Hz

La fonction de complaisance correspondant à l'éprouvette de ré-silience à entaille en V est :

$$Y\left(\frac{a}{W}\right) = 11,58\cdot\left(\frac{a}{W}\right)^{1/2} - 18,42\cdot\left(\frac{a}{W}\right)^{3/2} + 87,18\cdot\left(\frac{a}{W}\right)^{5/2} - 150,66\cdot\left(\frac{a}{W}\right)^{7/2} + 154,8\cdot\left(\frac{a}{W}\right)^{9/2} \quad (44)$$

C.I.2.4) Calcul des charges, des énergies et de la ténacité

Comme nous l'avons vu au paragraphe BII 1 (fig. 2), l'inter-prêtation de la courbe donne les valeurs remarquables suivantes :

- déformation élastique jusqu'à une charge P_e qui peut être reliée à la limite élastique en traction [96] :

$$\sigma_{yd} = P_e \cdot \frac{L}{B(W - a)^2 \cdot 1,21}$$

- déformation plastique de l'éprouvette de P_e à la charge maximum P_m.
- propagation ductile de la rupture jusqu'à P_i où apparait la **rupture fragile.**
- propagation de la fissure par clivage correspondant à une chute brutale de P_i à P_a.

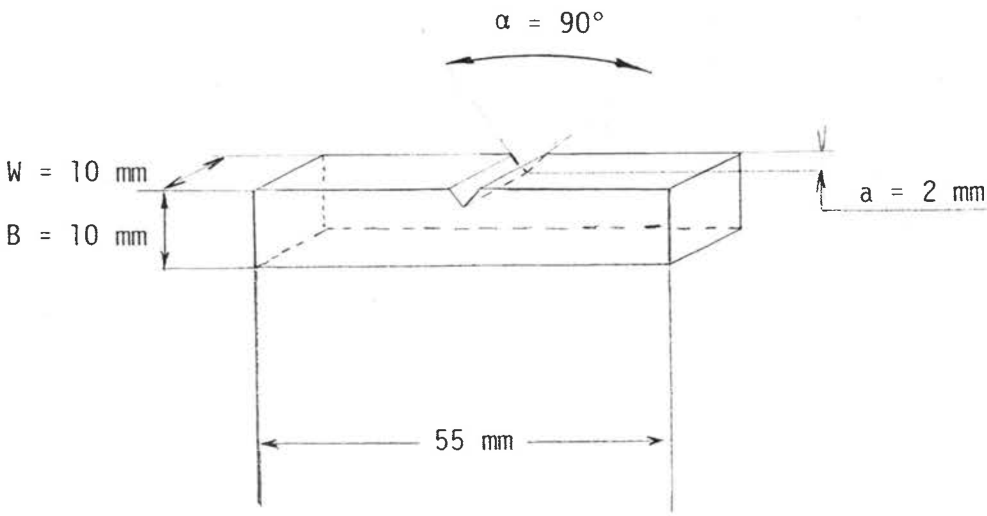


Figure 49 : Dimensions d'une éprouvette CHARPY-V.

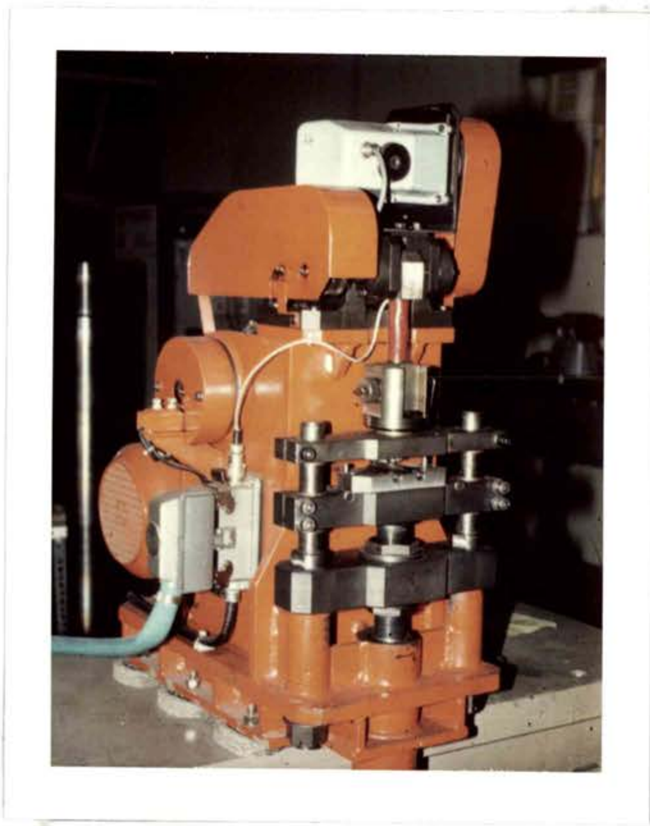


Figure 50 : Machine de fatigue type CREUSOT-LOIRE pour fissuration d'éprouvettes CHARPY-V.

. la rupture fragile cesse à la charge P_a; la fin de rupture est ductile.

Les énergies sont déterminées par un calcul d'aire sous la courbe, effectué par un micro-ordinateur HP 9845.

La mécanique linéaire élastique de la rupture permet de cal--culer K_{Id} si la rupture a lieu élastiquement en déformation plane :

$$K_{Id} = \frac{P \cdot Y\left(\frac{a}{W}\right)}{B \cdot \sqrt{W}}$$

C.I.2.5) <u>Mesure des déformations</u>

La déformation x de l'éprouvette au temps t après le choc peut s'écrire grâce à la deuxième équation du mouvement :

$$x = \int_0^t \left(V_0 - \frac{1}{m_0} \int_0^t F \cdot dt \right) \cdot dt$$

V_0 : vitesse du couteau au moment de l'impact

m : masse du couteau

F : charge

Si on admet, comme l'a fait KOBAYASHI [31], que la vitesse du couteau décroit linéairement avec le temps après le choc, on a :

$$x = \left(V_0 - \frac{1}{2m_0} \int^t F \cdot dt \right) \cdot t$$

C.I.2.6) <u>Vérification de la solution quasi-statique</u>

Pour les essais que nous avons effectués, nous allons des valeurs extrêmes :

C_1 = 5690 m/s $\qquad$ T_0 = 80 µs $\qquad$ a_0 = 4 mm

a_0 = 7 mm

$$\cdot \quad a_0 = \frac{C_1 . T_0}{153{,}8} < \frac{C_1 . T_0}{20}$$

$$\cdot \quad a_0 = \frac{C_1 . T_0}{65} < \frac{C_1 . T_0}{20}$$

Même pour des fissures très longues, nous restons dans le domaine quasi-statique.

Nous devons également vérifier la condition du temps à rupture définie par IRELAND [90]. Les enregistrements des courbes charges-temps permettent de déterminer la période t des oscillations engendrées par les forces d'inertie. Dans nos essais, nous avons $t \simeq 30\mu s$; cela donne un temps à rupture t_f tel que :

$$t_f \geqslant 3 \cdot t$$

$$t_f \geqslant 90\ \mu s$$

Cette condition est toujours remplie, même au cours d'essais de matériaux fragiles.

C.I.3) Machine de compression statique

La machine utilisée est une machine de traction-compression INSTRON (modèle 1195) (fig. 51) . Une cellule de charge de 500 daN ou 10 000 daN permet d'enregistrer l'effort.

Nous n'avons réalisé que des essais de compression statique où la vitesse de déformation valait environ $5 \cdot 10^{-4}\ s^{-1}$. Un dispositif d'adaptation de capteur permettait d'obtenir la variation d'épaisseur de l'échantillon (fig. 52).

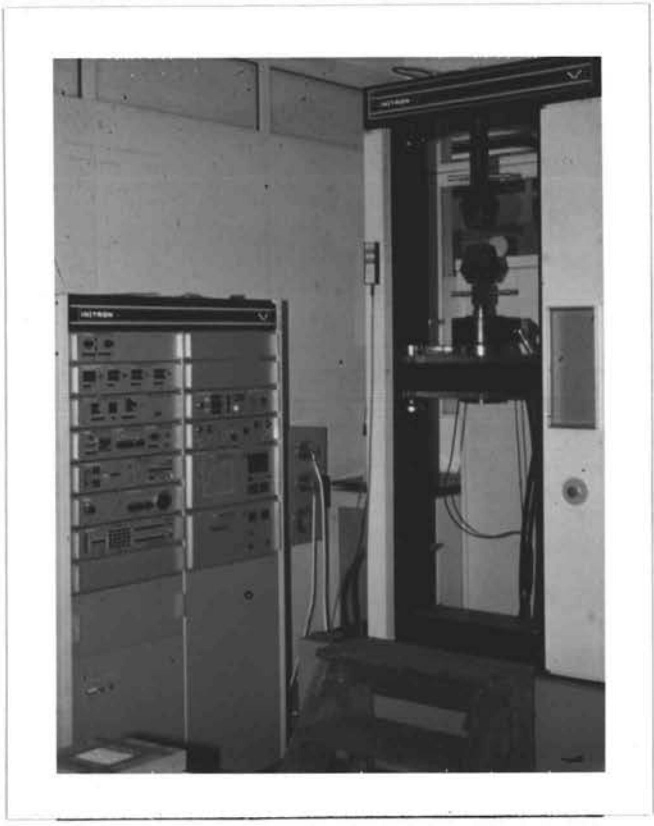


Figure 51 : Machine de traction-compression INSTRON

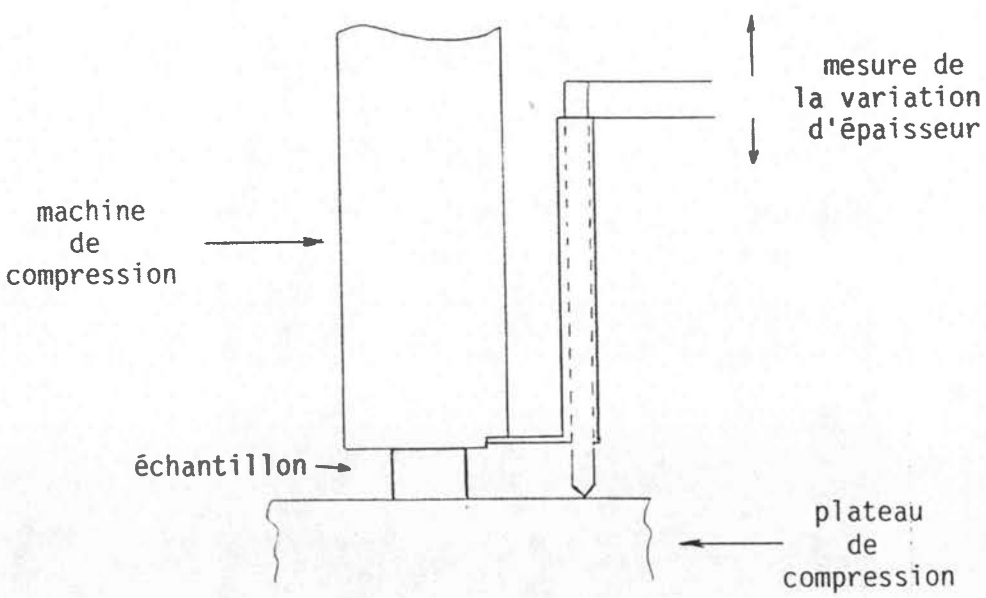


Figure 52 : Dispositif d'adaptation du capteur.

Chapitre C II : MATERIAUX ETUDIES

Les essais de caractérisation dynamique que nous avons effec-tués ont porté sur cinq nuances d'aciers de construction utilisés dans les fabrications d'armement terrestre. Il s'agit des aciers :

20 MB 5 (deux coulées)
XC 35
36 NCDV 12
28 NCD 6
30 CND 8

Nous avons utilisé deux coulées d'acier 20 MB 5 car une des deux avait été déclarée mauvaise au niveau réception de l'ATS. Nous avons alors voulu voir s'il était possible de les distinguer à l'aide d'essais dynamiques.

Les aciers 20MB5 et XC35 sont utilisés pour la fabrication par forgeage de corps d'obus de gros calibre. L'acier 36NCDV12 est utilisé pour la fabrication de tubes de canons ; une nuance très voisine (35NCDV12) a largement été étudiée [57],[94].

Les deux aciers sont étudiés pour leurs applications sur des blindages de véhicules. Les traitements thermiques effectués sur ces aciers, ainsi que les caractéristiques mécaniques obtenues, sont détail-lées plus loin dans le présent chapitre.

C.II.1) Compositions chimiques

Les analyses quantitatives ont été effectuées par spectrométrie d'émission à étincelle (appareillage JOBIN et YVON JY3) afin de vérifier que les nuances retenues étaient conformes aux normes AFNOR.

Les différentes compositions chimiques sont données dans le tableau 13 :

éléments en % / nuance	C	S	P	Mn	Si	Ni	Cr	Mo	V	Cu	Al	B	Co
20MB5 coulée 1	0,18	0,013	0,015	1,12	0,207	0,135	0,12	0,024	-	0,307	0,051	0,0037	-
20MB5 coulée 2	0,20	0,017	0,022	1,061	0,196	0,158	0,192	0,028	-	0,328	0,048	0,0037	-
XC 35	0,35	0,015	0,026	0,732	0,311	0,219	0,19	0,086	-	0,376	-	-	0,032
36NVDV12	0,3655	0,003	0,0083	0,622	0,326	3,226	1,113	0,412	0,1115	0,075	-	-	-
28NCD6	0,296	0,004	0,01	0,69	0,283	1,478	1,304	0,46	0,074	0,183	0,051	-	0,043
30CND8	0,292	0,015	0,016	0,542	0,316	1,863	2,073	0,546	0,063	0,053	0,051	-	0,06

Tableau 13 : Composition chimique des aciers utilisés pour nos essais.

C.II.2) Traitements thermiques

Les aciers 20MB5 et XC 35 ont été étudiés en deux temps. Dans une première partie, ils ont été testés à l'état brut de réception (recuit) ; ils ont ensuite subi un traitement thermique identique à celui des obus :

- austénitisation à 900°C (XC35) ou 940°C (20MB5)
- trempe à l'eau
- revenu à 460°C pendant 2h (XC35) ou 2h30 (20MB5)

Pour les aciers 28NCD6 et 30CND8, le traitement thermique a été réalisé sur les lopins :

- austénitisation à 900°C
- trempe à l'air, sous tas
- revenu de 2h à 500°C pour le 28NCD6, l'acier ne subissant pas de revenu.

C.II.3) Caractérisation métallurgique

Après polissage et attaque au nital, nous avons effectués des examens micrographiques sur les échantillons traités.

C.II.3.1) Acier 20MB5 recuit

La figure 53 rend compte de la microstructure observée en microscopie optique. Le sens longitudinal se retrouve lorsqu'on observe la structure métallographique. La matrice ferritique est cisaillée par des bandes de grains perlitiques.

La dimension moyenne des précipités (grains de perlites) est respectivement de 30µm et 40µm pour les sens travers et long. On remarque que la coulée 1 présente un mélange de petits et de gros grains.

a) sens long

b) sens travers

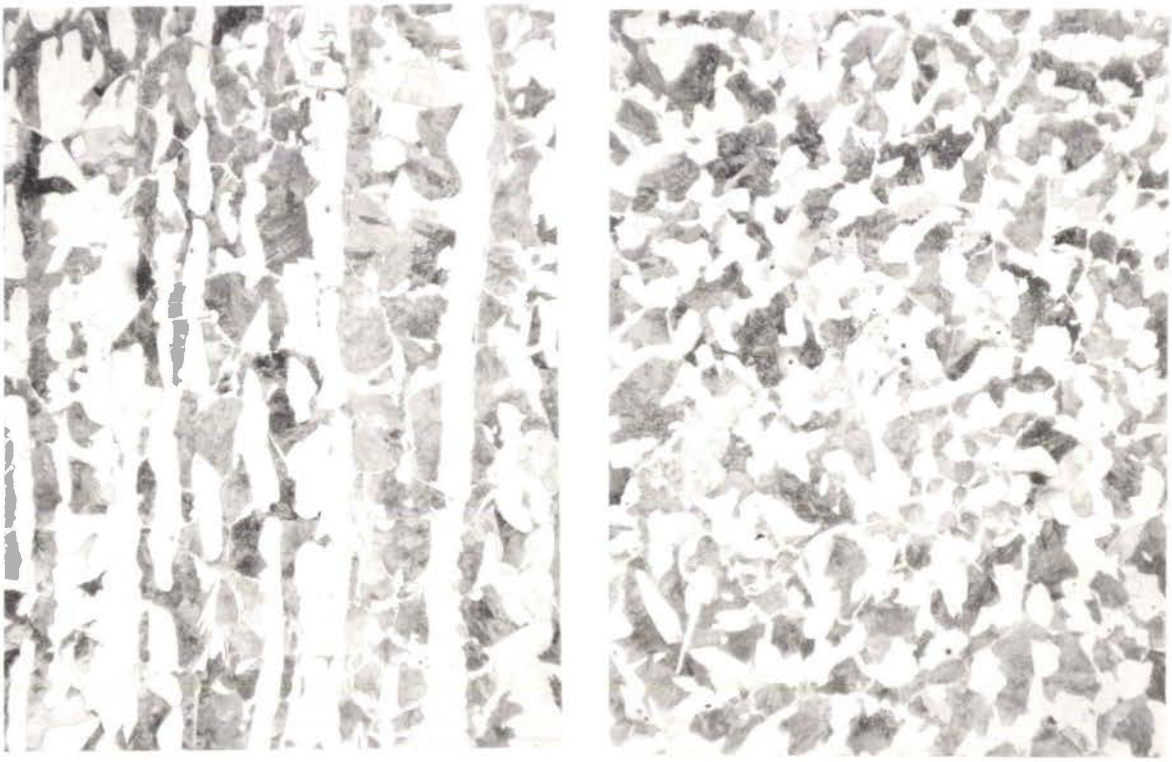
Figure 53 : Etat microstructural de l'acier 20MB5 recuit (Grossissement 50)

3.2) Acier XC 35 recuit

La structure métallographique est exposée sur la figure 54. Il s'agit d'une ferritique où l'on peut observer les bandes de laminage caractéristiques du sens long. Le diamètre moyen des grains est de 48µm pour le sens long et de 70µm pour le sens travers.

Pour chaque nuance, on constate une hétérogénéité de structure. Les observations sont valables d'un échantillon à l'autre ; cependant , nous avons dégagé une taille moyenne de grains pour chaque nuance. Elles sont présentées dans le tableau 15 ci-dessous.

La valeur élevée de la taille de grains pour l'acier XC35 (sens travers) est très significative ; cela montre une fragilité de l'acier confirmée par les courbes de résilience.



a) sens long b) sens travers

Figure 54 : Etat microstructural de l'acier XC 35 recuit (Grossissement 50)

Acier	Nombre de grains par unité de surface	Taille moyenne des grains Mc(µm)
20MB5 (L)	648	40
20MB5 (T)	1080	30
XC 35 (L)	440	48
XC 35 (T)	200	70

Tableau 15 : Nombre et taille des grains des aciers 20MB5 et XC 35 non traités.

C.II.3.3) Acier 20MB5 traité

La figure 55 rend compte de la microstructure des coulées 1 (4LTT et 4TTT) et 2 (64LTT et 64TTT) de l'acier 20MB5. Il s'agit d'une martensite revenue à haute température. On ne constate aucune différence significative, d'une part entre le sens long et le sens travers et d'autre part entre les deux coulées d'acier 20MB5.

C.II.3.4) Acier XC 35 traité

L'acier XC 35 est également une martensite revenue (figure 56) Cette martensite semble plus fine que celle observée dans l'acier 20MB5 ; les aiguilles caractéristiques de cet état structural ont été décomposées par un revenu un peu plus long. Il est presque possible de distinguer les limites des grains.

C.II.3.5) Acier 36 NCDV 12

La microstructure observée (figure 57) est également martensitique, faiblement revenue.

C.II.3.6) Acier 28 NCD 6

La figure 58 montre une nouvelle fois une structure martensitique revenue à haute température.

C.II.3.7) Acier 30 CND 8

Les micrographies de l'acier 30CND8 (figure 59) montrent une structure entièrement martensitique, comme prévu, mais nous avons observé l'existence d'un fibrage se manifestant par une différence d'intensité dans la coloration de la structure martensitique.

Ce phénomène qui ne peut être dû qu'à une hétérogénéité chimique du métal, est la manifestation finale (sur état trempé) d'une structure en bandes.

Les bandes riches en éléments d'alliage sont unpeu plus fortement attaquées que les autres. Les éléments qui ont le plus tendance à ségréger sont par ordre décroissant : P, Mo, Cr, Si, Mn.

a) sens long : Coulée 1

b) sens travers : Coulée 1

c) sens long : Coulée 2

d) sens travers : Coulée 2

Fig. 55 : Etat microstructural des aciers 20MB5 (x500)
a)b) Coulée 1 c)d) Coulée 2

a) sens long

b) sens travers

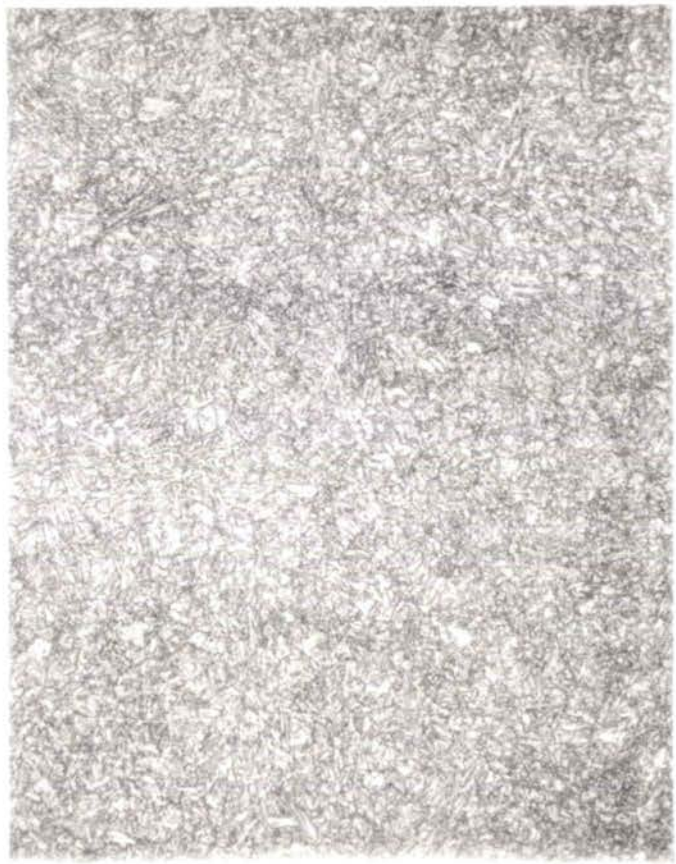
Fig. 56 : Etat microstructural de l'acier XC 35 (x500)

a) sens long

b) sens travers

Fig. 57 : Etat microstructural de l'acier 36NCDV12 (x500)

a) sens long



b) sens travers

Fig. 58: Etat microstructural de l'acier 28NCD6 (x500)

a) 30CND8 (x500)

b) 30CND8 (x800)

Fig. 59 : Etat microstructural de l'acier 30CND8

Nous avons également réalisé une observation de la taille des grains ; le mode opératoire utilisé est le suivant : attaque à l'acide picrique en solution aqueuse saturée à 80°C. Nous remarquons des grains environ quatre fois plus petits pour les aciers 30CND8 et 28 NCD6 par rapport aux deux coulées de 20MB5.

C.II.3.8) Caractéristiques mécaniques

Nous avons regroupé dans le tableau 15 quelques caractéristi--ques de tous nos aciers: dureté, module d'YOUNG, coefficients de POISSON et de LAME.

La comparaison des valeurs de dureté donne quelquesconfirma--tions sur les structures métallographiques observées et laisse présager des différences de comportement aux sollicitations (loi de comportement, limite élastique.....).

C.II.4) Prélèvement et repérage des éprouvettes

Les aciers 20MB5 et XC 35 sont livrés par AUBERT et DUVAL sous forme de barres laminées de section carrée de 175mm de diagonale et d'une longueur de 6 mètres.

L'acier 36NCDV12 était fourni sous forme de demi-couronne prélevé dans une ébauche de tube de canon.

Les aciers 28NCD6 et 30CND8 sont livrés par CREUSOT-LOIRE sous forme de tôles d'épaisseur 30mm.

Toutes les éprouvettes ont été prélevées conformément aux figures 41, 42, 49. Le repérage des éprouvettes comporte une lettre L ou T suivant qu'elles ont été prises dans le sens long ou travers. Nous avons testé deux coulées d'acier 20MB5 et une seule d'acier XC 35 :

20MB5	Coulée 515784	notée 4L ou 4T
	Coulée 516264	notée 64L ou 64T
XC 35	Coulée 0135M	notée 5L ou 5T

Tableau 15 : Caractéristiques mécaniques de nos aciers.

Nuances		Dureté Rockwell	Dureté Kg/mm^2	Module YOUNG E (GPa)	Coef. POISSON ν	Coef. LAME (GPa) λ	Coef. LAME (GPa) μ
20 MB5 recuit Coulée 1	sens long	79,9	49,9	–	–	–	–
	sens travers	78,9	49,6				
20 MB5 recuit Coulée 2	sens long	79,9	49,9	–	–	–	–
	sens travers	79,2	49,7				
XC35 recuit	sens long	84,6	54,7	–	–	–	–
	sens travers	84,2	54,2				
20 MB5 Coulée 1	sens long	27,7	93,4	213	0,289	113	82,6
	sens travers	28,1	94,7	212	0,289	112,6	82
20 MB5 Coulée 2	sens long	28,9	96,2	208	0,29	111	80,6
	sens travers	28	94,4	208	0,29	111	80,6
XC35	sens long	34,8	112,7	205	0,295	114	79
	sens travers	34	110,8	206	0,293	112,7	79,6
36 NCDV 12	long int.	39,8	128,6	208	0,294	114,7	80,4
	long milieu	38,9	126,3				
	long ext.	40,4	131,5				
	travers	40,8	132,8	209	0,293	114,4	80,8
28 NCD6	sens long	35,6	115,9	207	0,29	110,8	80,2
	sens travers	36,3	119.1	208	0,286	108	80,9
30 CND8	sens long	46,2	153,5	204	0,294	112,5	79
	sens travers	46,4	154,2	206	0,29	110	79,8

C.II.4.1) Compression statique

Ce sont des petits cylindres de diamètre 10mm et d'épaisseur 3mm (figure 41).

C.II.4.2) Essai CHARPY

Les éprouvettes sont des éprouvettes de résilience à entaille en V, conformément à la norme NF A03161 (figure 49).

C.II.4.3) Essai HOPKINSON

Les échantillons de ténacité sont du type WLCT (figure 42).

Chapître C III : RESULTATS EXPERIMENTAUX

C.III.1) Tableaux de valeurs

Les tableaux 16 à 29 regroupent les valeurs de ténacité et de limite d'élasticité des différents aciers pour l'ensemble des températures et des vitesses de déformation testées. Nous avons également noté dans ces tableaux les valeurs de résilience obtenues lors des essais CHARPY.

Les gammes de température et de vitesse de déformation utilisées permettent de déceler le début de la zone de transition de chaque acier. Seul l'acier 30CND8 présente une transition à une température très supérieure à l'ambiante.

Pour ce qui est des essais de ténacité, quelques résultats ne sont pas conformes aux conditions fixées par la norme ASTM E 399 (points marqués entre parenthèses). Ces points ont malgré tout été reportés sur les courbes $K_{IC} = f(T)$, à titre indicatif et en raison de la condition de ligament très stricte.
Tous les résultats sont reportés sur les figures 60 à 63.

C.III.2) Résultats

C.III.2.1) Evolution de la ténacité K_{IC} en fonction de la température et de la vitesse d'augmentation du facteur d'intensité de contrainte

L'étude des courbes permet de faire les observations suivantes:

- un accroissement de la température de transition avec la vitesse de sollicitation sauf dans le cas de l'acier 30CND8 où les valeurs de ténacité "HOPKINSON" sont supérieures à celles obtenues dans l'essai CHARPY. Ce point a déjà été observé antérieurement avec d'autres aciers à haute limite d'élasticité et notamment par CLISSON [97].

- un niveau fragile plus faible en "HOPKINSON" ($\dot{K}=10^6 MPa\sqrt{m}/s$) mais une pente de transition plus raide d'où des valeurs de ténacité supérieures à celles du CHARPY, pour l'acier 30CND8. Ceci confirme les résultats de DAMBRINE [94] qui a constaté une remontée des valeurs de ténacité pour $\dot{K}=10^6 MPa\sqrt{m}/s$, dans le cas d'un acier à comportement purement fragile.

C.III.2.2) Evolution de la limite d'élasticité en fonction de la vitesse de déformation et de la température

On remarque les mêmes phénomènes que ceux constatés par PERZYNA [98] sur un acier doux :

- une diminution de la limite d'élasticité lorsque la température croit, sous sollicitations statiques ($\dot{\varepsilon} = 5\cdot10^{-4}\ s^{-1}$) et dynamiques ($\dot{\varepsilon} = 2\cdot10^{3}\ s^{-1}$). On observe que les variations de la limite d'élasticité ne sont pas une fonction inverse de la température, mais plutôt une exponentielle décroissante.

- une augmentation non linéaire de la limite élastique avec la vitesse de déformation, déjà établie par des études antérieures [57].

C.III.2.3) Observation des faciès de rupture (Planches 1 à 13)

L'examen au microscope électronique à balayage des faciès de rupture confirme le caractère fragile des ruptures à faible ténacité et à basse température. Pour tous les aciers, on remarque sur les faciès les clivages caractéristiques d'une rupture fragile, dans le cas des essais aux basses températures. L'observation des différentes fractographies permet de constater un clivage plus fin pour les essais CHARPY. On peut même observer les grains pour l'acier 20MB5 traité, dans le cas de l'essai en barre d'HOPKINSON.

Pour les éprouvettes rompues dans la zone de transition, nous voyons apparaître des zones à cupules dites zones "ductlies", et ceci notamment aux joints de grains. Quand la température augmente, les zones ductiles sont à la fois nombreuses et importantes en étendue. Ceci confirme la transition de rupture fragile-ductile mise en évidence par l'allure des courbes. Le phénomène est identique pour l'acier 30CND8 mais il se trouve décalé vers des températures plus élevées.

Nous n'avons pas observé, contrairement à GARNIER [57] sur l'acier A508 Cl.3 et KALTHOFF [64] l'existence de microfissures à proximité de la pointe de fissure.

C.III.2.4) Aspect des enregistrements

a) Ténacité

Dans le cas des ruptures fragiles, les enregistrements montrent une montée en chargerégulière suivie d'une rupture de pente brutale ainsi qu'une cassure totale de l'éprouvette. Lorsque l'on se rapproche de la zone de transition, la rupture de pente est moins brutale. Dans ce même cas et pour un essai CHARPY, la montée en charge ne se pas régulièrement; il semblerait qu'une partie des informations sur le phénomène soit perdue entre le point de choc initial et la rupture.

Nous avons alors mis au point le montage suivant : nous avons fait passer un courant électrique dans un circuit liant éprouvette et appuis avec coupure du circuit dès que le contact n'existait plus entre l'éprouvette et les appuis. La comparaison de ces enregistrements avec ceux des essais CHARPY permet de dire que les oscillations ne sont pas imputables aux différents rebonds de l'éprouvette sur les appuis.

Pour des températures plus élevées, le phénomène reste analogue. En ce qui concerne les essais "HOPKINSON", la distance de propagation de la fissure est très faible; la présence d'un décrochement appelé "pop-in" facilite la détermination de la charge critique appliquée à l'éprouvette.

Nous avons déterminé l'instant de propagation de la fissure par la chute de charge brutale ou la méthode de pente inférieure de 5% à la pente de la portion rectiligne.

b) Loi de comportement

Pour le cas des essais réalisés en statique et aux basses températures, la détermination de la limite élastique est facilitée par l'apparition d'un niveau de charge constant dans la courbe charge déplacement. Ceci correspond à l'apparition des bandes de LUDERS.

Dans les autres cas, la limite d'élasticité est déterminée conventionnellement à 0,2% de déformation.

C.III.3) Conclusion

La réalisation d'essais dynamiques est délicate et nécessite un contrôle fréquent de l'allure des enregistrements des ondes de contraintes ainsi que d'importantes précautions de manipulation. Lorsque ces conditions sont réunies, les résultats sont fiables et reproductibles.

a)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2,5 \cdot \left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
288	41	5,5	293	25,5	13
277	38	3,6	293	34	8
276	34	2,9	293	35	10
258	31	2,3	293	33	5
306	52	8,8	293	31	10
261	28	1,9	278	36	6,5
256	32	2,5	278	35	6,4
273	39	3,8	265	34	2
257	34	2,8	265	32,5	4
250	32	2,5	255	24	0,5
253	29	2	259	27	7
250	35	3	345	47,5	37
243	32	2,3	345	39	31,5
238	28	1,7	356	55,5	36
218	29	1,8	376	56	50,5
83	15	0,3	308	29,5	15,5
323	44	6,4	308	31,5	13
323	50	8,2	180	27	0,5
			93	11	1,5
			93	11,6	1,3
			87	-	1,3
			473	-	61

b)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2,5 \cdot \left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	30,5	3,1	293	31	7,5
293	28	2,6	293	30	7
293	25	2	293	30,9	7
293	25	2	293	33,5	6,5
293	28	2,6	278	32	4
77	17	0,3	278	36,5	4
77	13	0,2	265	30	6
77	14,5	0,25	255	31	0,5
150	19	0,6	255	25,5	2
150	18	0,5	259	29	5
218	18	0,7	345	46,5	28
218	17	0,6	345	50	27
238	21,5	1	308	33	13
243	21	0,9	376	52	36,5
261	22	1,2	376	53	35,5
261	22	1,2	397	52	33,5
261	20	1	180	27,5	1,3
276	23	1,3	93	12,5	1,5
276	22	1,08	93	14	1
343	32,5	3	488	-	41,5
328	31	2,8	488	-	36,5
343	34	3,5			

Tableau 16 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier XC 35 recuit.
a) sens long b) sens travers

a)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}/s$			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}/s$		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2,5.\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	45	6,8	293	37,5	60,5
258	32	2,5	293	32	-
228	30	2	293	34	58
258	41	4	293	35,5	56
276	47	5,6	293	36,5	46,5
274	63	9,7	278	31	39
283	47	6,1	278	28	38
283	46	5,8	265	31,5	19
77	27	1,1	265	31	28,5
77	25	0,9	255	35,5	18
238	31	2	255	32,5	22
238	43	3,9	259	28,5	20
253	33	2,5	259	30,5	26
263	45	4,9	345	50,5	-
258	30	2,2	345	60	110,5
273	47	5,4	308	56	-
150	26	1,1	380	53	117
150	25	1	198	32,5	2,5
303	54	8,2	93	15,5	1,5
			93	12,5	1,5
			93	13	1
			473	-	113

b)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}/s$			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}/s$		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2,5\cdot\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	30,8	3,2	293	37	25,5
293	31,2	3,3	293	33	23
293	29	2,8	293	35,5	23,5
293	25	2,1	293	41	26
77	23,7	0,8	278	37	17
77	21,8	0,7	265	34	13
150	23	0,8	255	30	7
150	23,8	0,9	255	31	9
228	24	1,3	259	28	14,5
238	24	1,2	259	27	17
238	25	1,3	345	47,5	33,5
258	25,5	1,6	345	42	-
258	25	1,5	308	48	32
263	24,8	1,5	308	50	29
276	25	1,6	189	28,5	0,5
348	39,7	4,9	203	24,5	0,5
348	44,8	6,2	367	47	30
323	36	3,7	93	14	1,5
			93	13	1,5
			93	13,5	1
			473	-	33,8
			473	-	34

Tableau 17 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier 20MB5 recuit (coulée 1)
a) sens long b) sens travers

a)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2{,}5\cdot\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm²)
291	72	9	293	101	122
291	74	9,5	293	104	139
313	79	(11,4)	293	111	111
328	81	(12,2)	335	111	135
93	39	1,1	80	48,5	0,5
273	67	7,4	80	50	0,5
253	64	6,3	80	53	0,2
			206	68	17
			206	58	-
			270	101	90,5
			270	97	98,5
			270	102	97
			275	105	115
			306	108	103
			307	115,5	123,5
			255	109	89
			281	112,5	121
			302	123	104
			488	-	121

b)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2{,}5\cdot\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm²)
291	65	7,3	293	94,5	15,5
291	63	6,9	293	107,8	22,5
333	70	9,3	248	82	-
333	71	9,6	335	116	-
273	61	6,1	335	123	-
273	62	6,3	80	51,6	0,5
233	58	4,9	80	49	0,5
			80	58	0,2
			206	63	9
			206	67	6
			270	73	11
			270	86	20
			270	82	11
			246	82	13
			275	87	14,5
			306	88	20
			307	95	23
			255	89	14
			281	100	16,5
			302	104	23,5
			293	98,5	24
			293	94	15,5
			293	-	25
			293	-	23
			490	-	29

Tableau 18 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier 20MB5 traité (coulée 1).
a) sens long b) sens travers

a)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	$2,5\cdot\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
291	80	(10,7)	293	130	84
291	90	(13,6)	293	119	105
318	92	(15)	293	131	95
323	87	(13,5)	258	105	118,5
93	37	1	248	118	104
273	70	7,8	248	115	86,5
253	66	6,7	80	52	0,5
213	48	3,2	80	51,5	0,5
			80	56	0,2
			203	60	10,5
			203	67	13
			270	106	100
			270	112	85
			270	107	105
			246	106,5	53
			275	102	89,5
			306	113	104,5
			307	108,5	103
			255	111	118
			293	104,5	112
			302	105	100

b)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	$2,5\cdot\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
291	68	7,8	293	89	18
323	73	9,5	293	85	13,5
323	79	(11,1)	260	99,5	10,5
93	39	1,2	260	92	12
273	60	5,7	248	92	11,5
273	63	6,3	248	90	10
233	46	3,1	80	58,5	0,5
291	64	6,9	327	90	14
			327	92	18
			80	53,5	0,5
			80	59	0,2
			201	62	5,5
			201	59	5,4
			345	98	-
			270	93,5	15,5
			270	89	15,3
			246	89	9
			275	101	16
			306	106	18
			307	98	18,5
			255	64,5	7
			281	99,5	14
			302	118,5	16
			490	-	18
			490	-	22

Tableau 19 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier 20MB5 traité (coulée 2)
a) sens long b) sens travers

a)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	$2,5 \cdot \left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	74	8,1	263	103	26
293	77	8,8	260	100	27
323	90	(12)	248	92	19,5
323	85	(10,5)	248	87,5	18,5
93	49	2,2	80	58,5	0,5
253	63	5,8	80	51	0,2
291	73	7,9	201	79,5	6,5
273	68	6,6	201	69,5	6
			270	117,5	37,5
			270	107	31,5
			270	99	38,5
			246	109	24,5
			275	119	31
			306	122	34,5
			307	112	41
			307	115	38
			255	106,5	31
			293	115	37,5
			281	120	38,5
			302	110	40,5
			293	-	38
			80	-	0,5
			345	-	47
			490	-	44
			490	-	48

b)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	$2,5 \cdot \left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
291	68	6,8	293	68	17
291	69	7	293	61	19,5
323	84	(10,4)	293	56	18,5
323	79	9,2	260	44	14
93	45	1,8	260	49	16
273	61	5,3	248	45,3	15,5
233	55	3,8	248	45	13,5
291	65	6,2	80	51	2
			80	52	0,5
			80	46	0,2
			208	53,5	5
			208	55	8,5
			343	79	13,5
			343	92	18
			353	90	13
			270	88	14,5
			270	90	18
			270	85,5	17,5
			246	76,5	12,5
			275	92	20
			306	91,5	13
			307	96	13
			255	70	7,5
			281	94	15,5
			302	101	11
			488	-	20,6
			488	-	20,7

Tableau 20 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier XC35
a) sens long b) sens travers

a)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	$2,5 \cdot \left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	37	1,4	291	60,6	42
293	45	2,1	291	61,5	43
333	46	2,3	233	59	24,5
333	48	2,5	233	50	22,5
273	43	1,9	77	36	3,5
273	34	1,1	77	34	2
93	28	0,7	183	40	5,5
93	26	0,6	183	33	6,5
213	31,5	0,9	250	63	37,5
213	30	0,8	250	67	30
253	34	1,1	250	60,5	31,5
253	36	1,3	260	64	45
			260	54	43
			260	62,5	46
			273	59	44,5
			273	58	43,5
			291	56	50,5
			243	55	30
			243	58	35
			243	61	24,5
			273	-	43
			360	-	52
			360	-	53
			408	-	61
			408	-	64

b)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2,5 \cdot \left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	41	1,5	291	63,5	46,5
293	35,5	1,3	291	57,5	50
333	57	3,6	291	59	50,5
273	35	1,2	233	58,4	19,2
273	38	1,4	233	55,5	19,4
93	21	0,4	77	22	2
93	19	0,3	183	35,6	6,6
213	22	0,4	183	36	7
213	23	0,5	250	63	31
253	28	0,8	260	65,8	44
			260	64,3	39
			273	60	40,5
			273	59	39
			243	60,5	38,5
			243	54	26
			250	59	28
			88	23	3
			77	-	3,5
			363	-	45
			363	-	44,5
			408	-	42
			388	-	51,5
			388	-	42
			388	-	44

Tableau 21 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier 36NCDV12.
a) sens long b) sens travers

a)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2,5.\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	39	1,9	291	51,4	51,5
293	43	2,3	291	55	56
273	29	1	273	53,5	48
273	29,5	1,1	273	54	50
323	47,5	3	343	59	54
93	25	0,5	343	67,7	54,5
93	19	0,3	143	30	2
213	23	0,5	143	32	0,7
213	21	0,4	93	27	1,5
323	45	2,7	233	55	47,5
			233	62	40
			133	35,5	0,8
			200	51	16
			230	61	-
			380	-	62
			420	-	60,5

b)

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	$2,5.\left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa$\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
293	31	1,2	291	58	59
273	32	1,2	291	57	57
273	31	1,1	273	54	48
323	48	3	273	61	54
253	24	0,7	248	58	61,5
323	41	2,2	248	55	66
213	20	0,4	260	60	62
213	22	0,5	260	65	48
293	32	1,3	93	23	0,3
293	34	1,5	93	21	1,3
323	40	2	93	22,5	1,3
93	19	0,7	148	31,5	0,7
93	18	0,2	148	30	0,6
253	27	0,9	233	53	28,5
			133	25	0,6
			200	51	12,5
			230	49	26,5
			380	-	57,5
			420	-	70

Tableau 22 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier 28NCD6.
a) sens long b) sens travers

$\dot{K} = 10^6$ MPa $\sqrt{m}$/s			$\dot{K} = 4.10^5$ MPa $\sqrt{m}$/s		
Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	$2,5 \cdot \left(\frac{K_{IC}}{\sigma_Y}\right)^2$ (mm)	Température (K)	K_{IC} (MPa $\sqrt{m}$)	K_{CV} (J/cm^2)
93	52	1,2	293	68	9,5
233	56	1,7	293	66	15
253	61	2,1	293	58	15,5
273	65	2,6	200	66,5	4
273	61	2,3	200	59	4
293	60	2,2	200	65	4
293	58	2,1	273	71	10
323	68	2,9	250	72	10
			250	66	11
			403	58,5	17,5
			403	74	14
			403	65	18,5
			473	63	24
			93	48	4
			230	51	8
			230	60	9
			230	63	5,5
			360	65	23
			368	59	19,5
			348	69	15,5
			348	55,6	24
			503	128	21
			573	115	22,5
			573	114	24
			623	127	25
			623	124	25
			623	125,5	25
			723	112	28,5
			723	116,5	-
			723	153	28

Tableau 23 : Résultats de ténacité et de résilience de l'acier 30CND8.

$\dot{\varepsilon} = 2.10^3\ s^{-1}$		$\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4}\ s^{-1}$	
Température (K)	σ_Y (MPa)	Température (K)	σ_Y (MPa)
93	1844	77	1470
93	1815	213	980
243	1305	233	970
253	1269	253	925
263	1254	273	950
273	1231	293	918
293	1196	350	900
293	1222	77	1515
323	1163	213	1005
323	1145	213	965
		233	955
		273	937
		293	945
		293	910

Tableau 24 : Résultats de limite d'élasticité de l'acier 20MB5 traité (coulée 1).

$\dot{\varepsilon} = 2.10^3\ s^{-1}$		$\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4} s^{-1}$	
Température (K)	σ_Y (MPa)	Température (K)	σ_Y (MPa)
93	1804	353	1000
93	1825	353	1080
243	1453	323	1100
253	1447	323	960
263	1421	295	1150
273	1430	295	1147
293	1396	295	1100
293	1410	295	1088
323	1367	295	1095
333	1351	273	1100
		273	1190
		213	1180
		213	1185
		93	1200
		93	1150
		93	1200
		93	1230
		93	1515

Tableau 25 : Résultats de limite d'élasticité de l'acier 28NCD6.

$\dot{\varepsilon} = 2.10^3\ s^{-1}$		$\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4} s^{-1}$	
Température (K)	σ_Y (MPa)	Température (K)	σ_Y (MPa)
93	2364	77	2035
93	2295	140	1880
243	2105	230	1765
253	2078	253	1650
263	2019	263	1645
273	1997	273	1640
293	2006	293	1570
293	1999	318	1535
323	1979	328	1530
333	1951	343	1515
		420	1480

Tableau 26 : Résultats de limite d'élasticité de l'acier 30CND8.

$\dot{\varepsilon} = 2.10^{3}\ s^{-1}$		$\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4}\ s^{-1}$	
Température (K)	σ_Y (MPa)	Température (K)	σ_Y (MPa)
93	1811	77	1420
93	1800	213	975
243	1294	253	955
253	1277	253	970
263	1269	273	965
273	1253	273	915
293	1236	293	920
293	1210	293	925
323	1185	350	900
333	1161	77	1460
		123	1230
		213	990
		238	980
		273	920
		328	915

Tableau 27 : Résultats de limite d'élasticité de l'acier 20MB5 traité (coulée 2).

$\dot{\varepsilon} = 2.10^{3}\ s^{-1}$		$\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4}\ s^{-1}$	
Température (K)	σ_Y (MPa)	Température (K)	σ_Y (MPa)
93	1680	77	1440
93	1615	213	1110
243	1408	253	1105
253	1312	253	1075
263	1335	273	1050
273	1327	273	1040
293	1306	293	1045
293	1295	340	1040
323	1300	77	1425
333	1287	233	1115
		233	1070
		273	1075
		293	1065
		328	1045

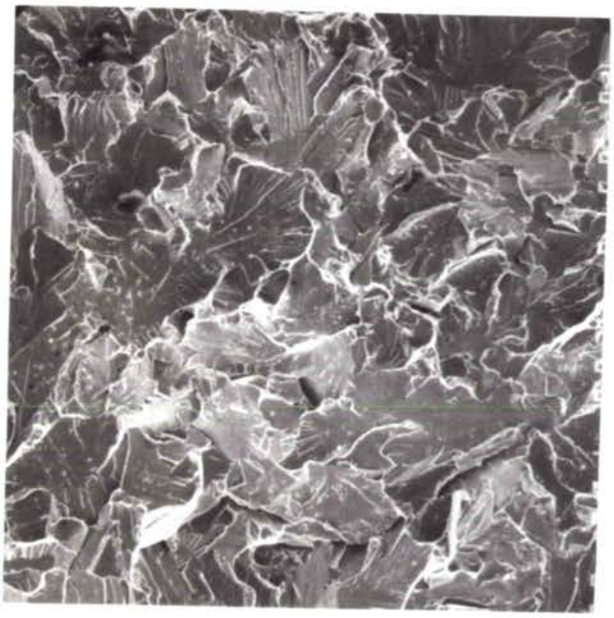
Tableau 28 : Résultats de limite d'élasticité de l'acier XC 35 traité.

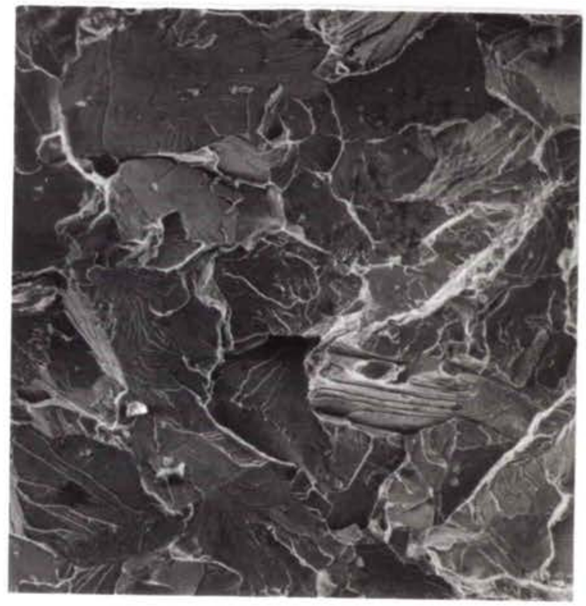
$\dot{\varepsilon} = 2.10^{3}\ s^{-1}$		$\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4} s^{-1}$	
Température (K)	σ_Y (MPa)	Température (K)	σ_Y (MPa)
93	1718	353	1210
93	1699	323	1270
243	1604	295	1255
253	1591	295	1155
263	1573	295	1255
273	1574	273	1240
293	1550	213	1300
293	1561	353	1100
323	1513	353	1140
333	1502	353	1130
		323	1150
		323	1175
		323	1240
		295	1290
		295	1290
		295	1237
		295	1250
		295	1275
		295	1280
		273	1150
		273	1210
		273	1230
		213	1340
		213	1285
		213	1350
		93	1600
		93	1590
		93	1580

<u>Tableau 29</u> : Résultats de limite d'élasticité de l'acier 36NCDV12.

PLANCHE N° 1

XC 35 (L)

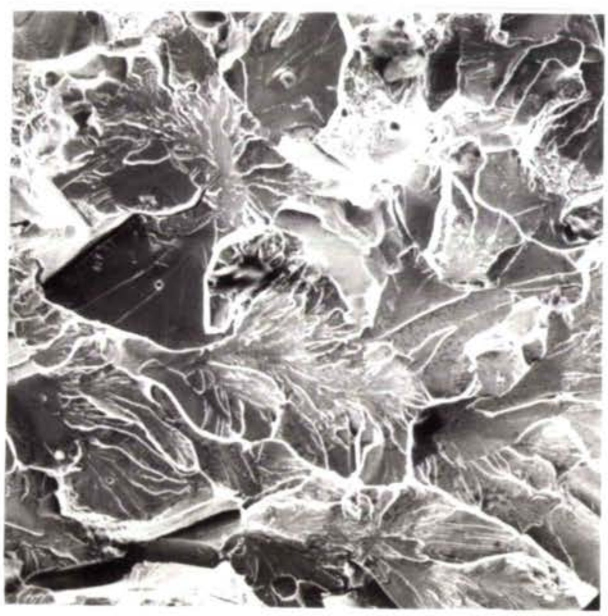


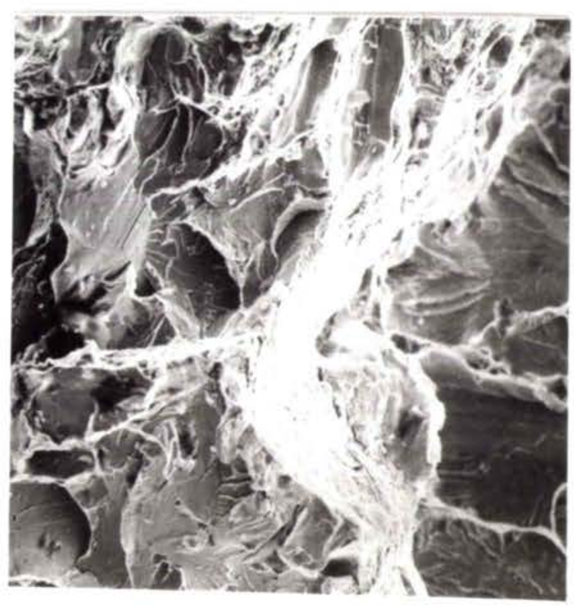


Zone fragile

CHARPY

HOPKINSON



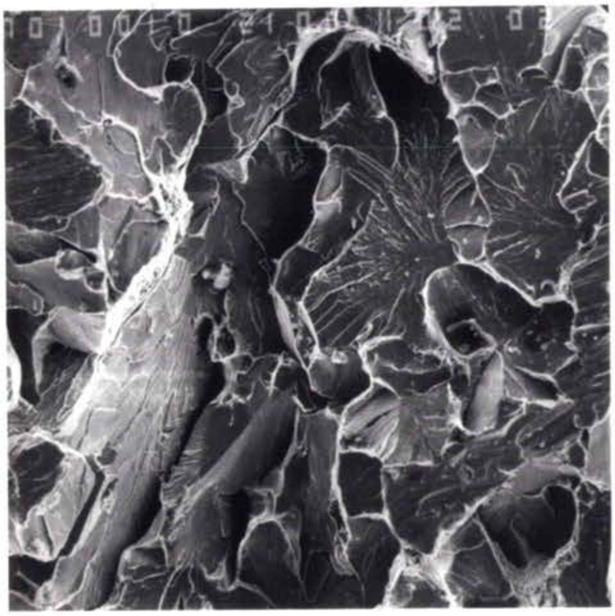


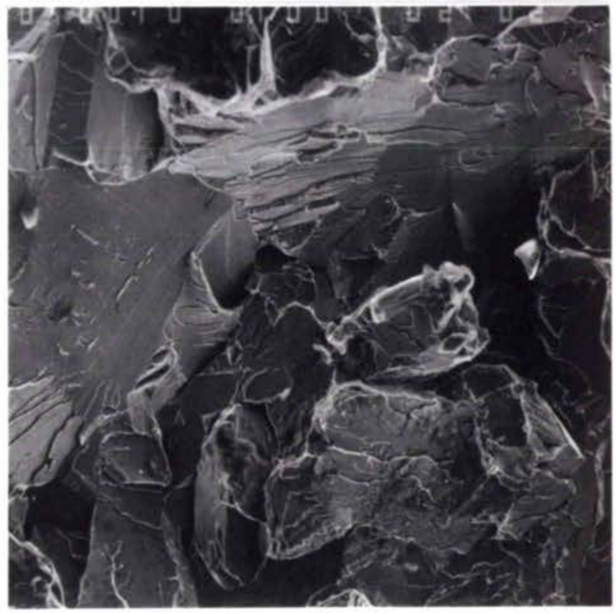
100 µm

Zone de transition

PLANCHE N° 2

XC 35 (T)





Zone fragile

CHARPY

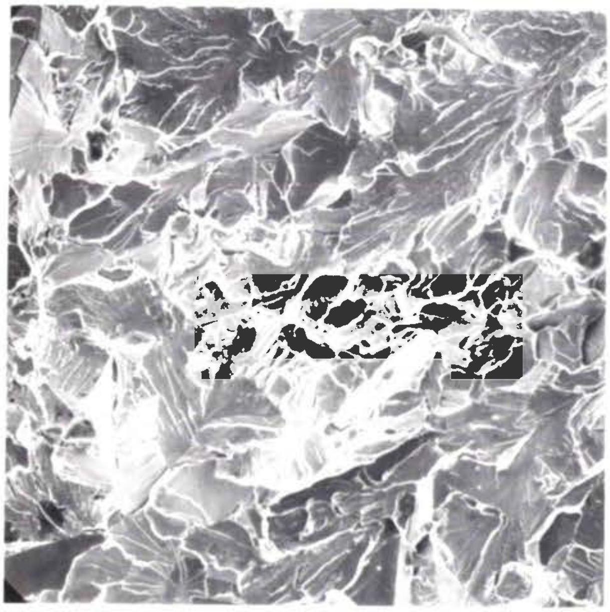
HOPKINSON

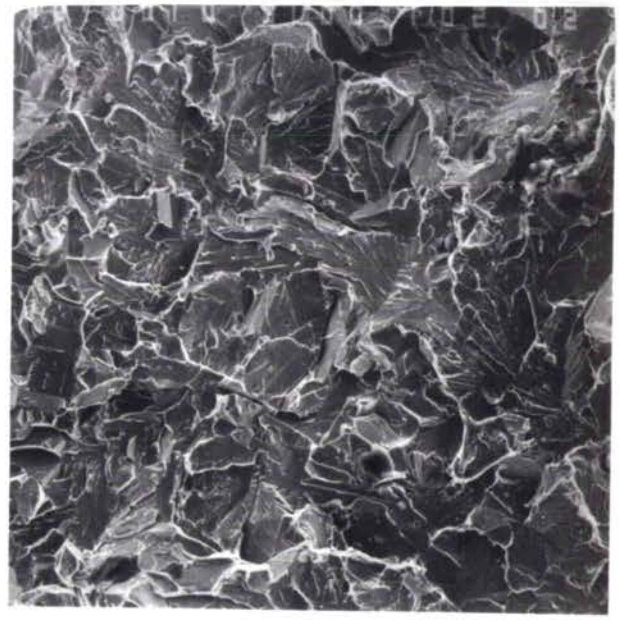
100 μm

Zone de transition

PLANCHE N°3

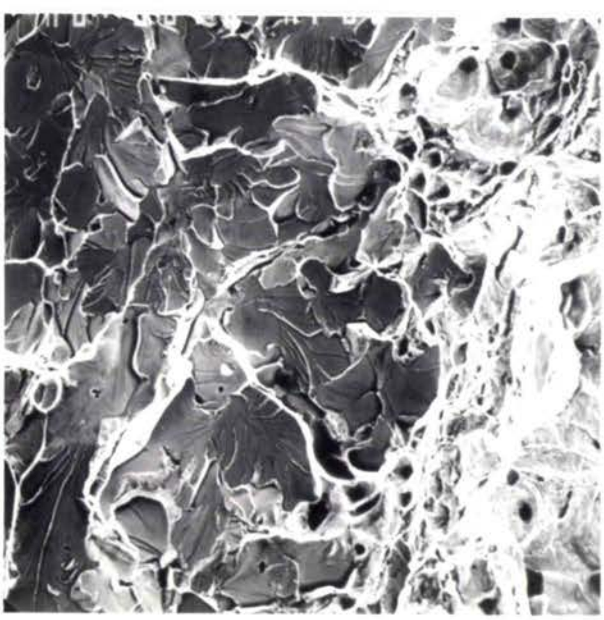
20 MB 5 (L)

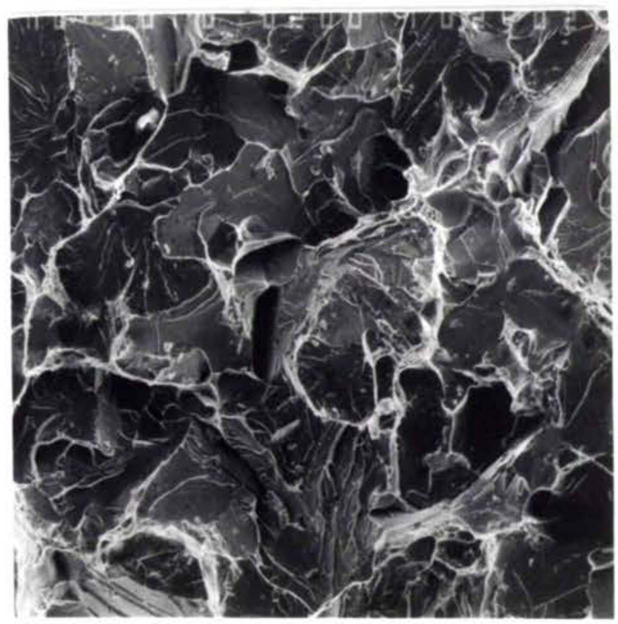




Zone fragile

CHARPY HOPKINSON





100 µm

Zone de transition

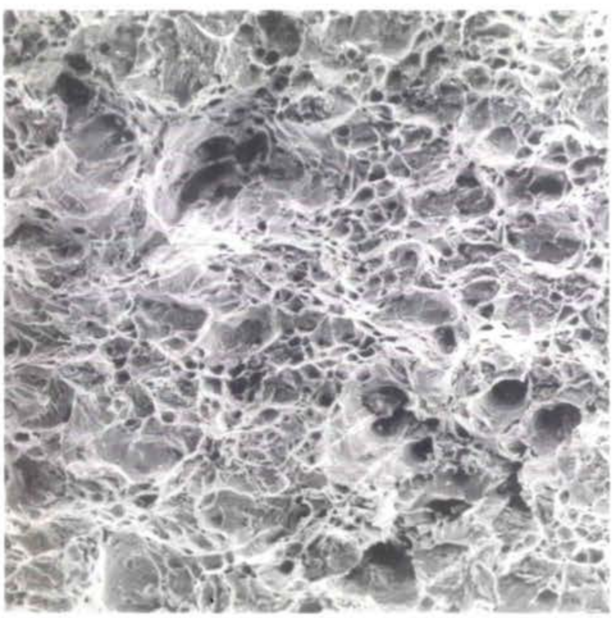
PLANCHE N°4

20 MB 5 (T)

Zone fragile

CHARPY

HOPKINSON

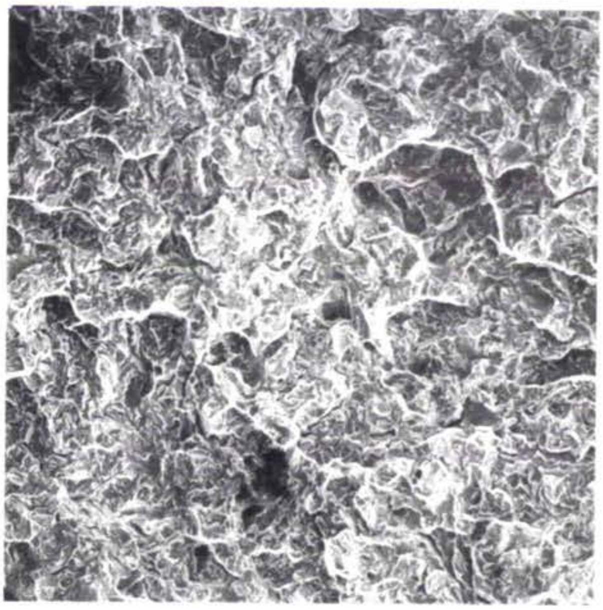


100 µm

Zone de transition

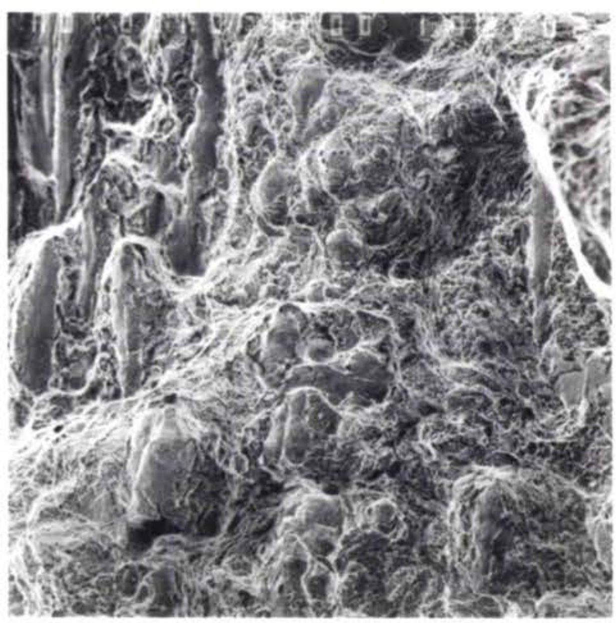
PLANCHE N°5

XC 35 Traite (L)



Zone fragile

CHARPY HOPKINSON

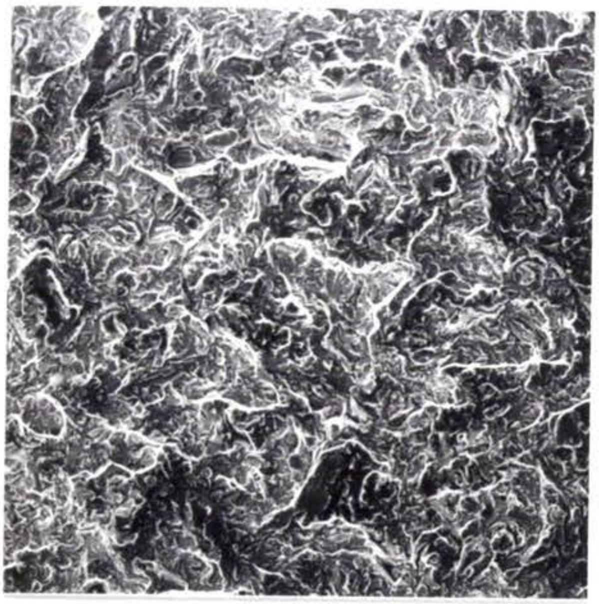


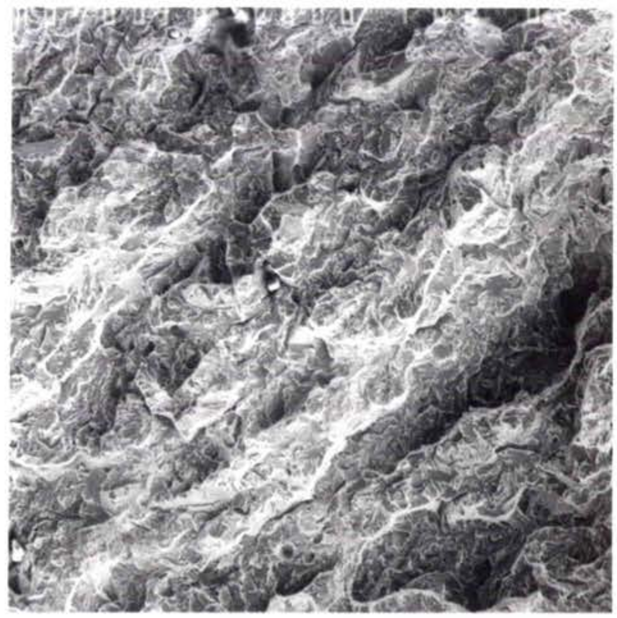
100 µm

Zone de transition

PLANCHE N° 6

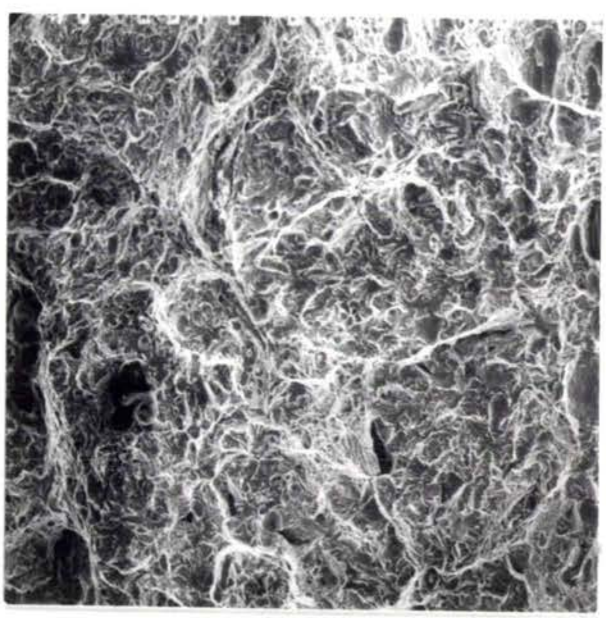
XC 35 Traité (T)





Zone fragile

CHARPY HOPKINSON



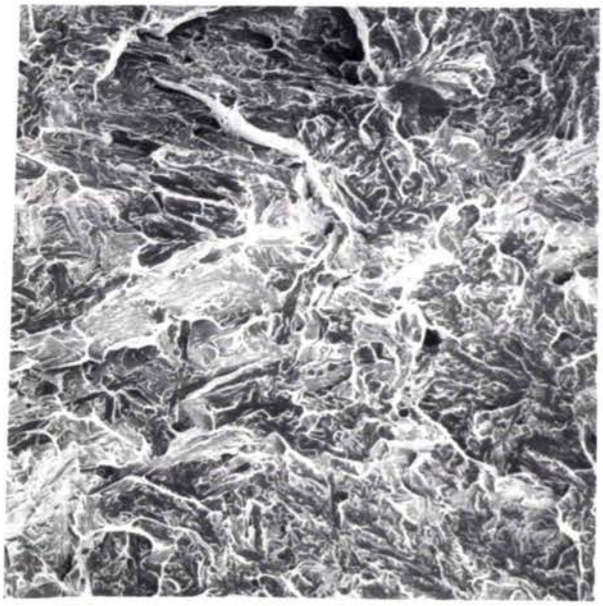
100 µm

Zone de transition

PLANCHE N°7

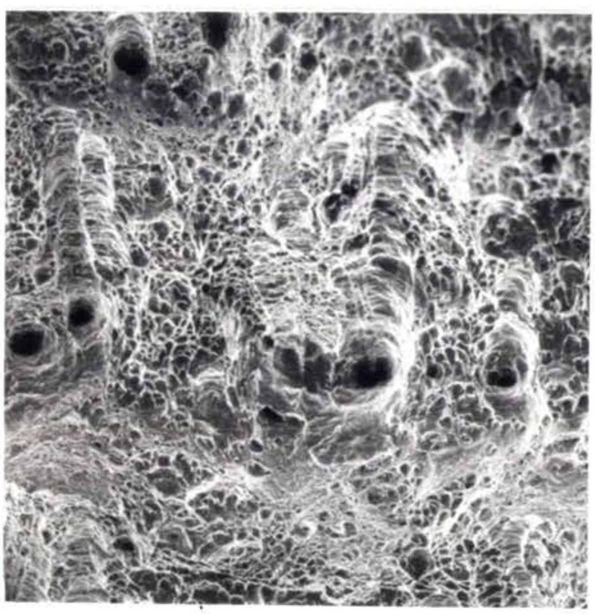
20 MB 5 Traite (L)

coulée 1



Zone fragile

CHARPY HOPKINSON



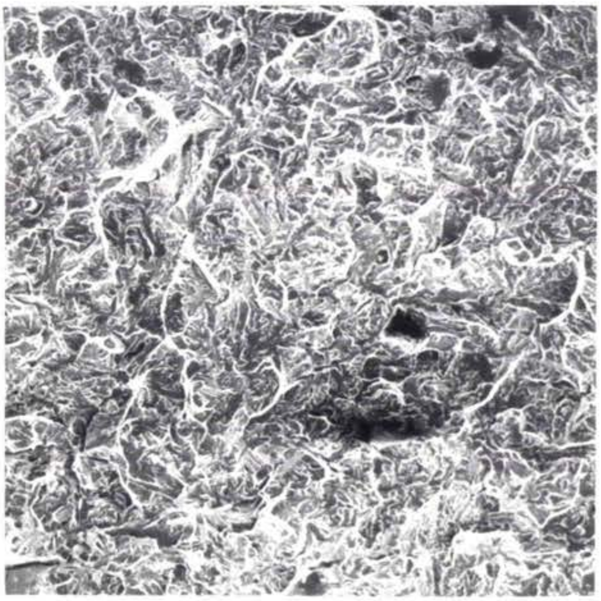
100 µm

Zone de transition

PLANCHE N°8

20 MB 5 Traité (T)

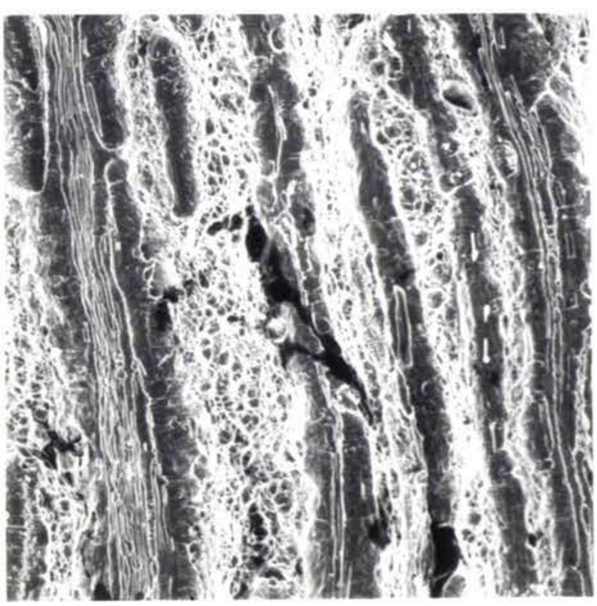
coulée 1

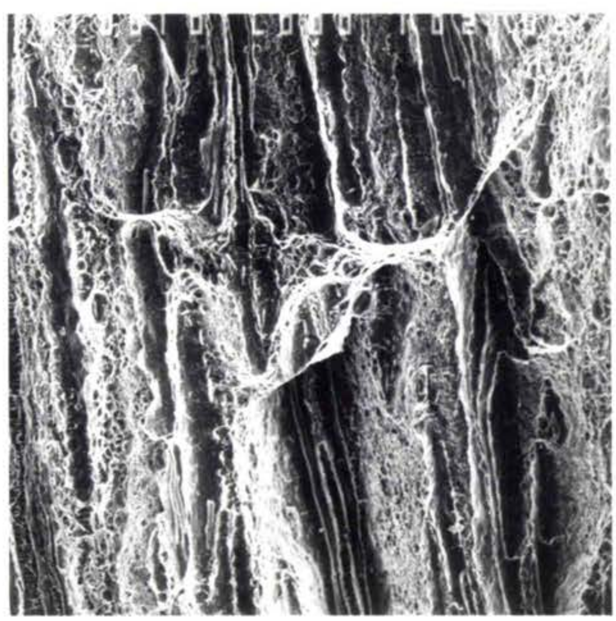


Zone fragile

CHARPY

HOPKINSON





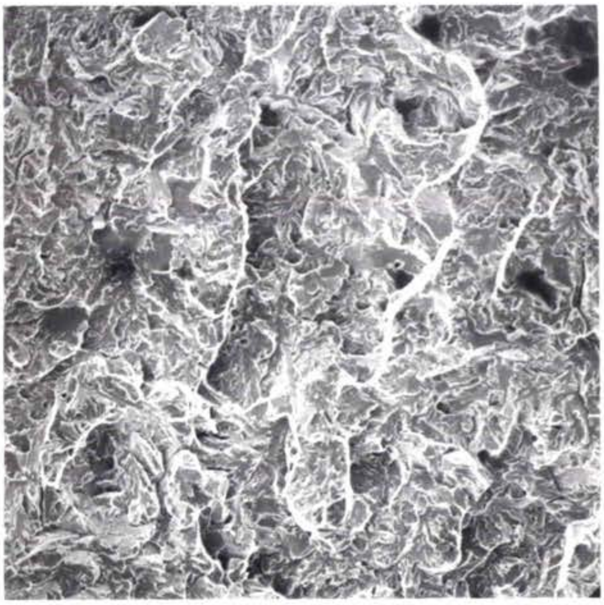
100 µm

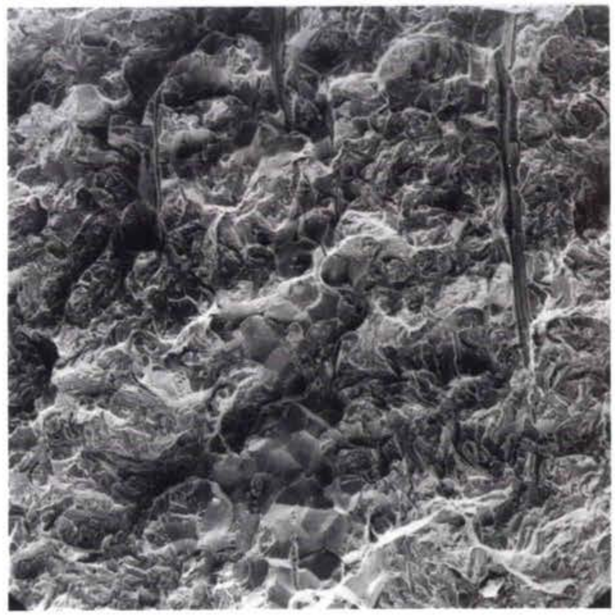
Zone de transition

PLANCHE N° 9

20 MB 5 Traité (L)

coulée 2

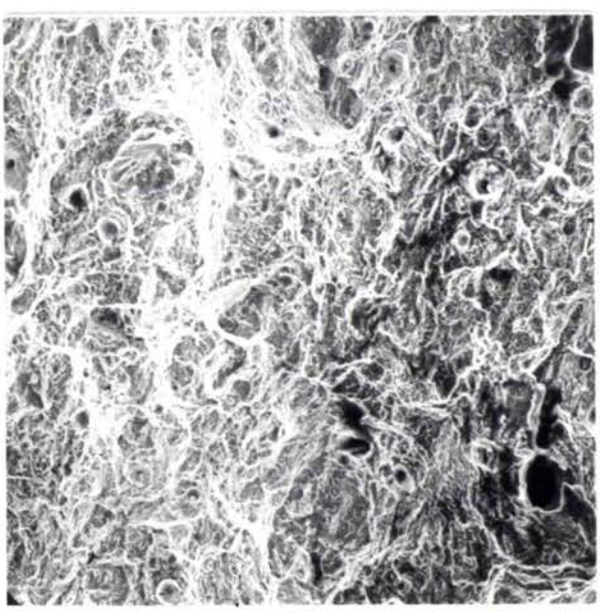


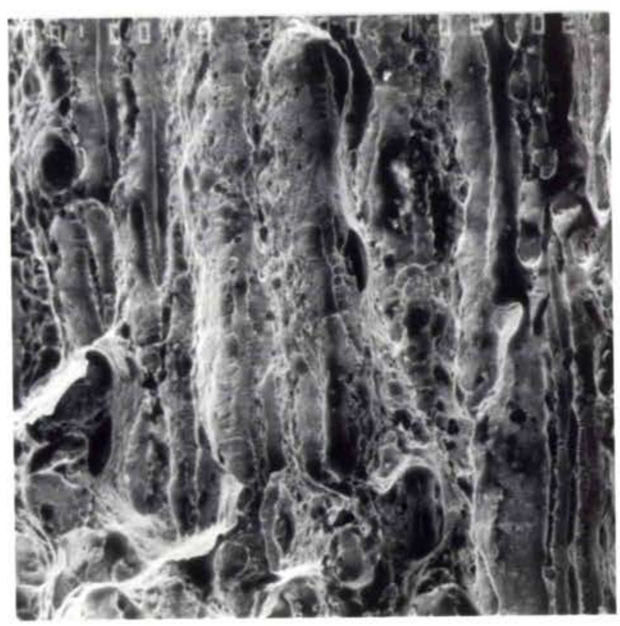


Zone fragile

CHARPY

HOPKINSON





100 µm

Zone de transition

PLANCHE N° 9a

Zone fragile

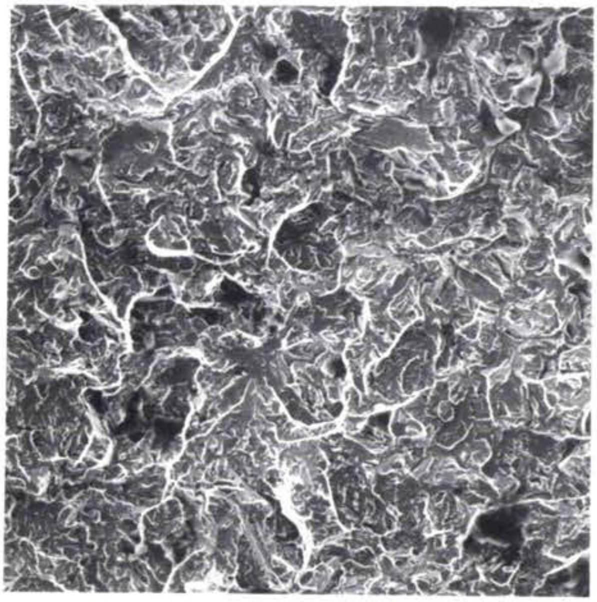
CHARPY HOPKINSON

20 μm

PLANCHE N°10

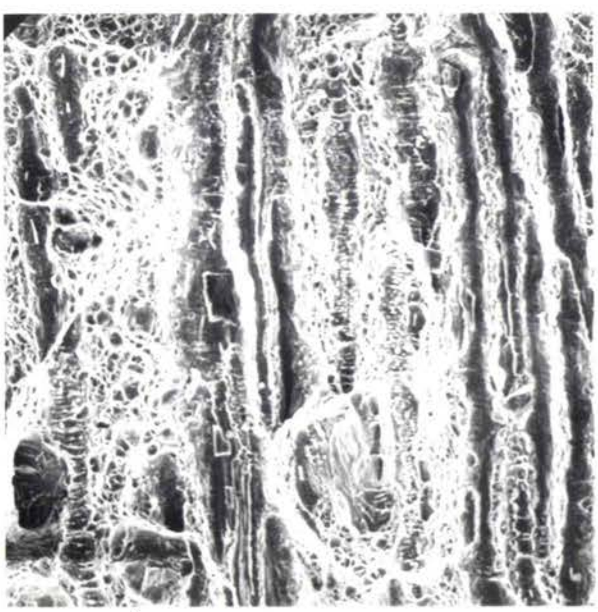
20 MB 5 Traite (T)

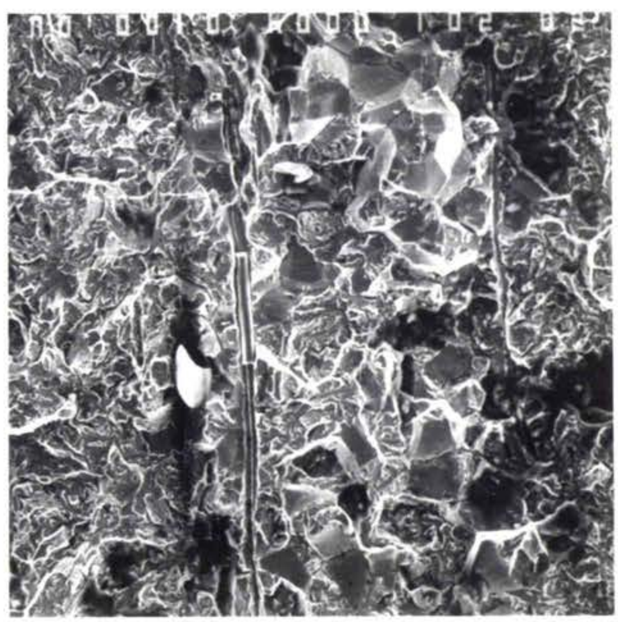
coulée 2



Zone fragile

CHARPY HOPKINSON





100 µm

Zone de transition

PLANCHE N° 11

36 NCDV 12

Zone fragile

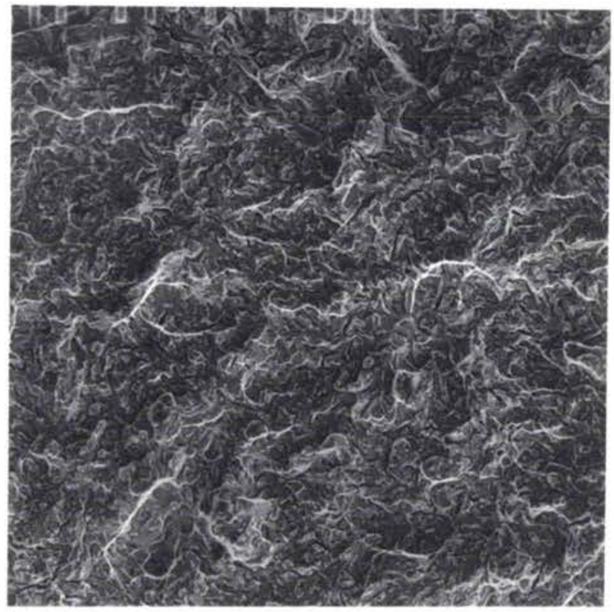
CHARPY HOPKINSON

100 µm

Zone de transition

PLANCHE N° 12

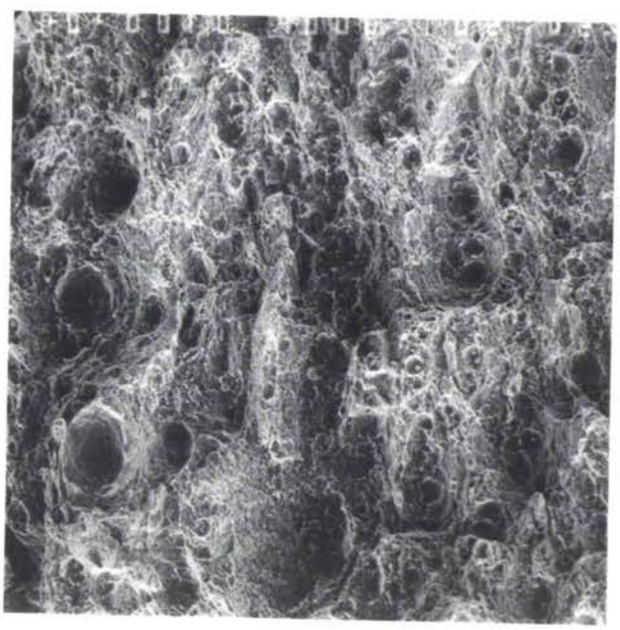
28 NCD 6

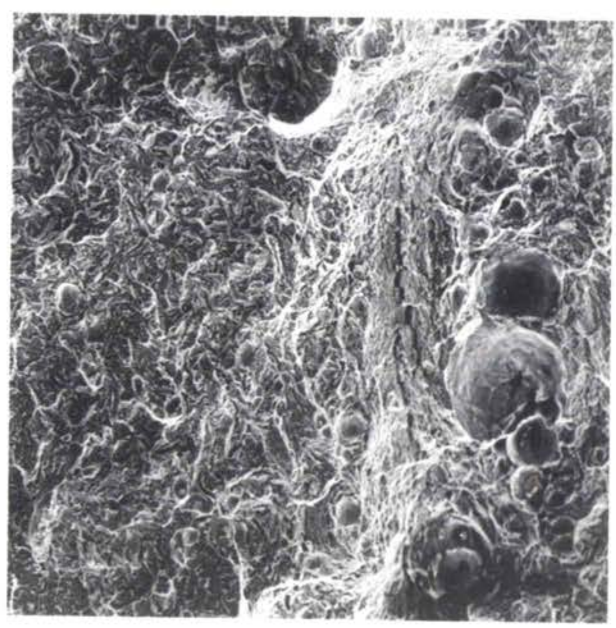


Zone fragile

CHARPY

HOPKINSON



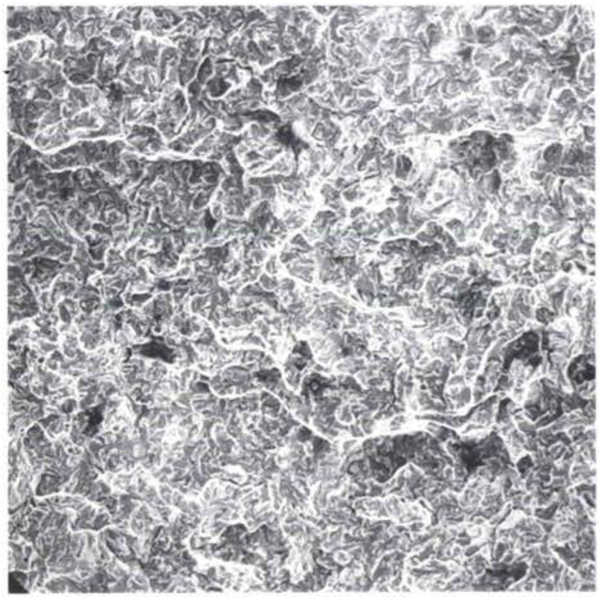


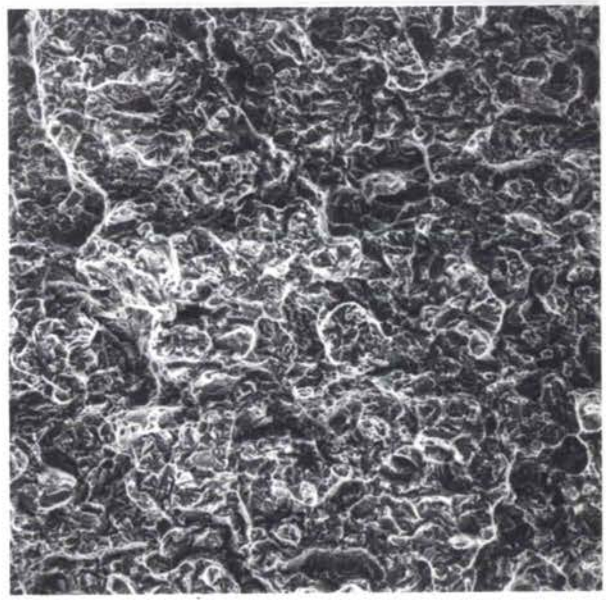
100 µm

Zone de transition

PLANCHE N° 13

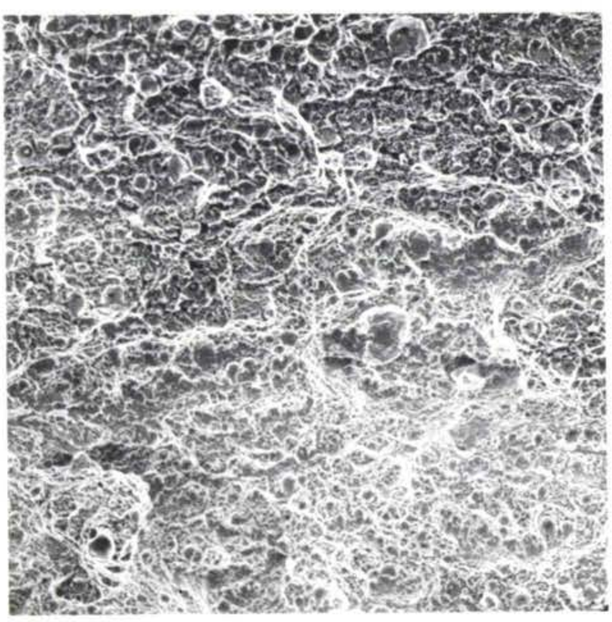
30 CND 8

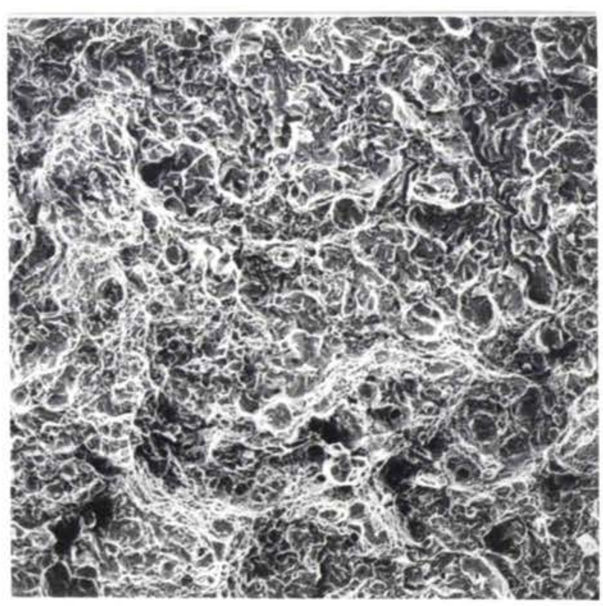




Zone fragile

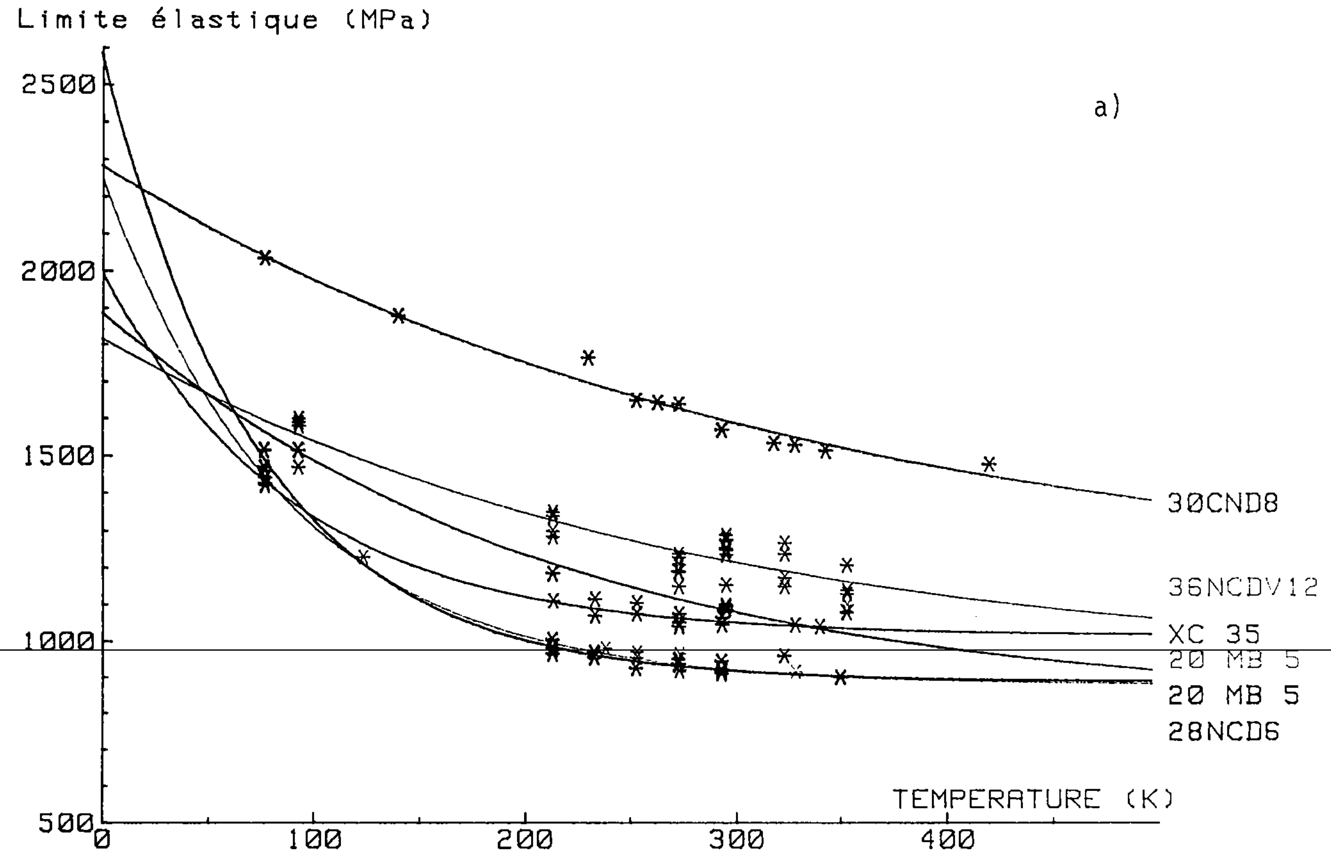
CHARPY HOPKINSON



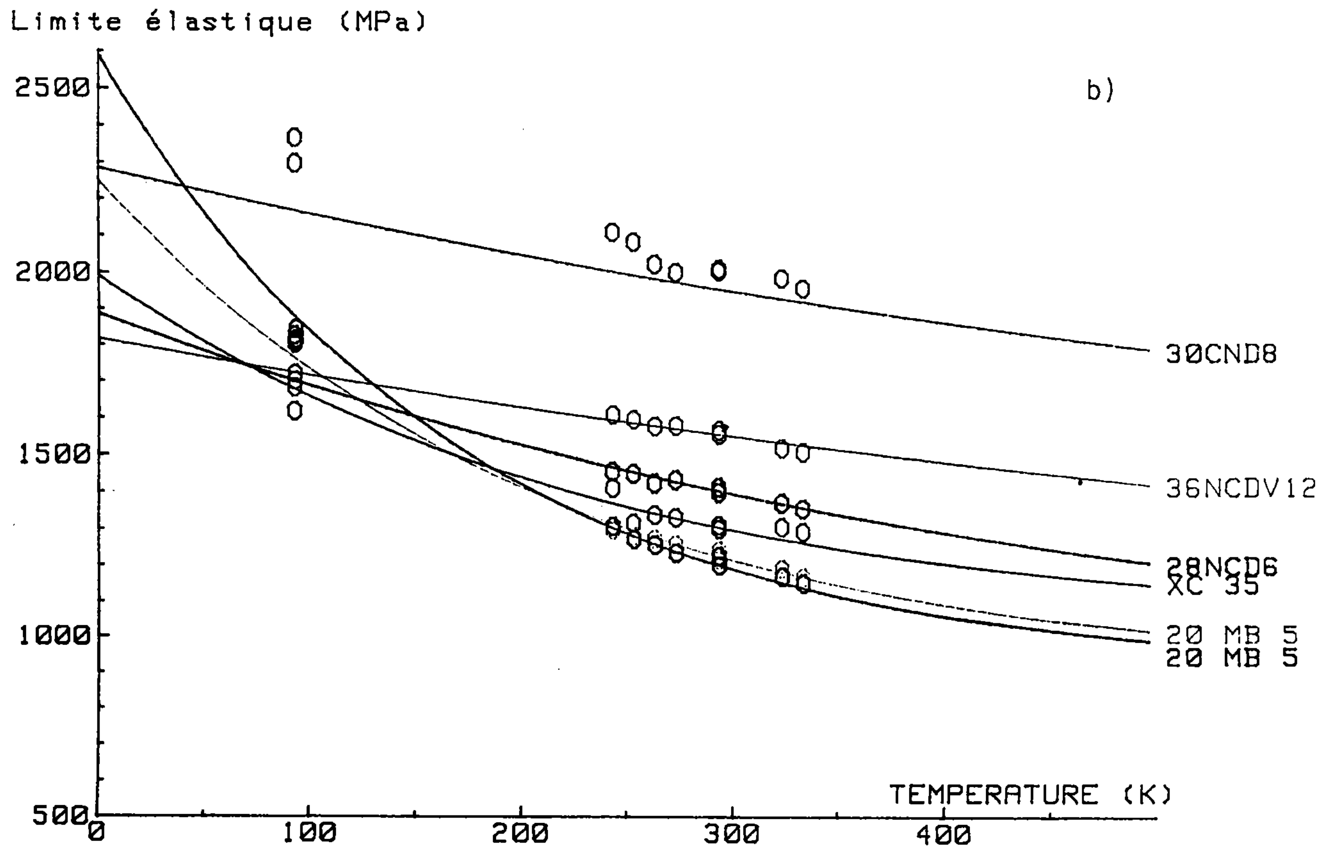


100 µm

Zone de transition



<u>Figure 60 :</u> Variation de la limite d'élasticité en fonction de la température
a) statique



<u>Figure 60 :</u> Variation de la limite d'élasticité en fonction de la température
b) dynamique

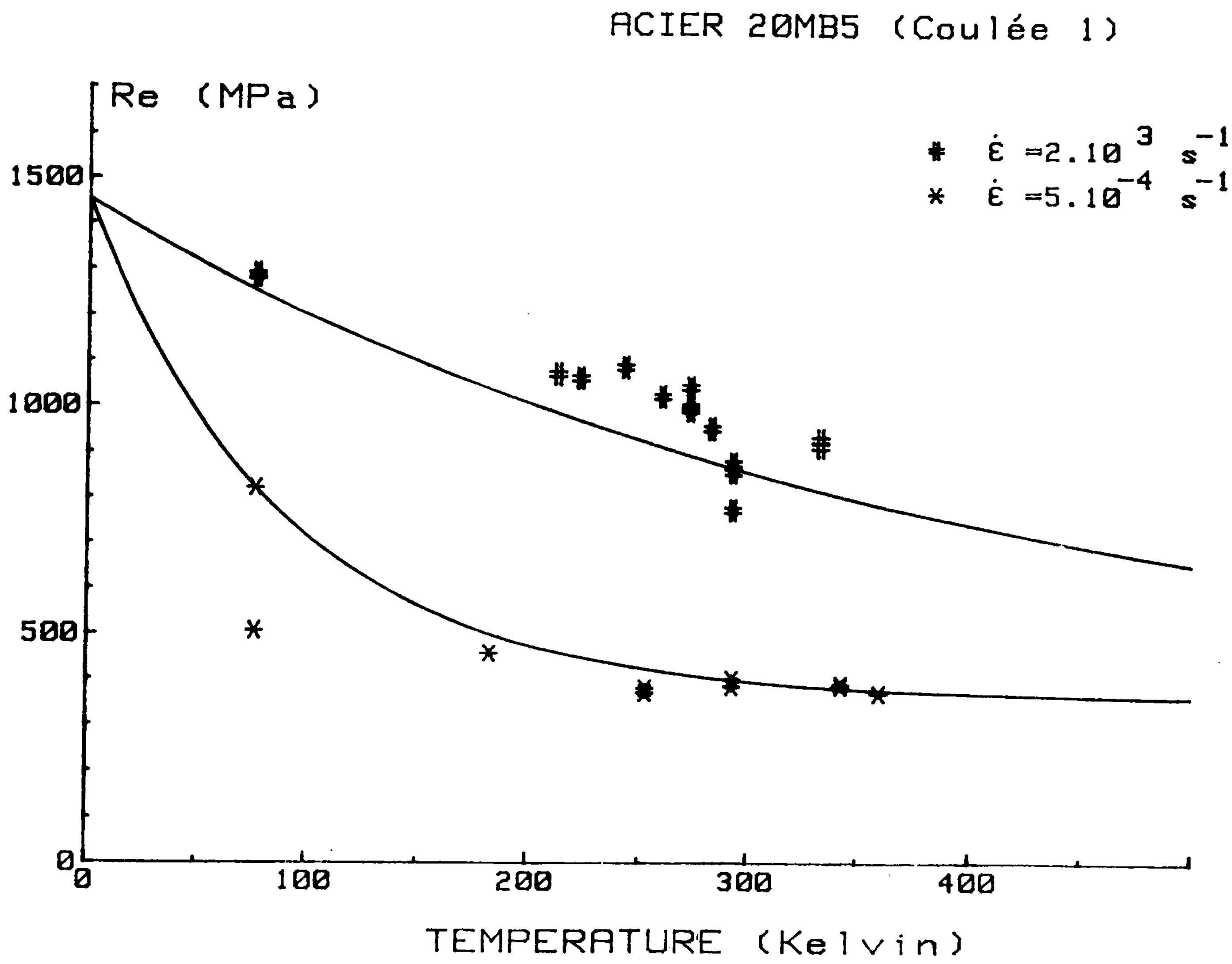


Figure 61 : Variation de la limite d'élasticité en fonction de de la température et de la vitesse de déformation.
a) 20MB5 recuit (coulée 1)

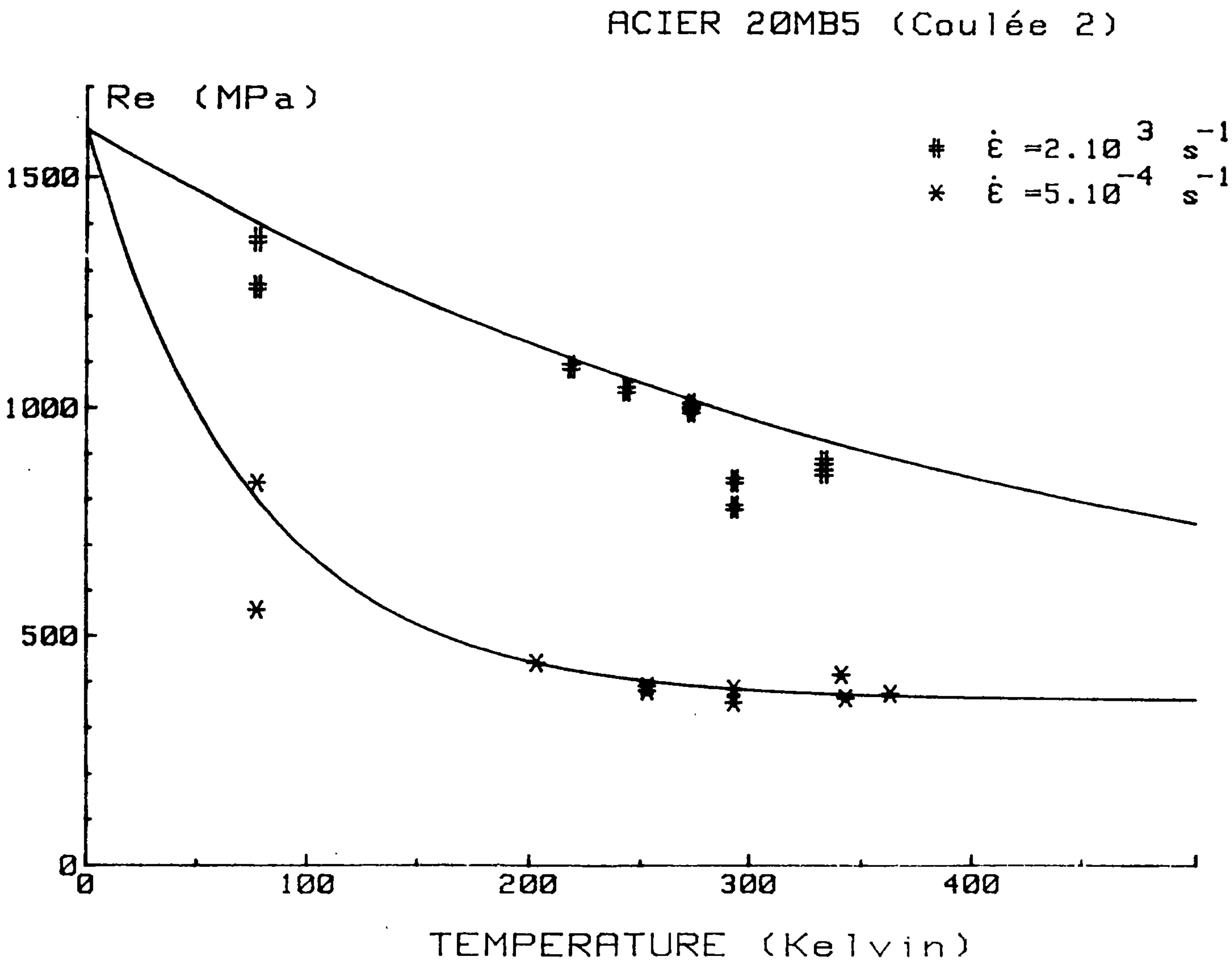


Figure 61 : Variation de la limite d'élasticité en fonction de la température et de la vitesse de déformation.
b) 20MB5 recuit (coulée 2)

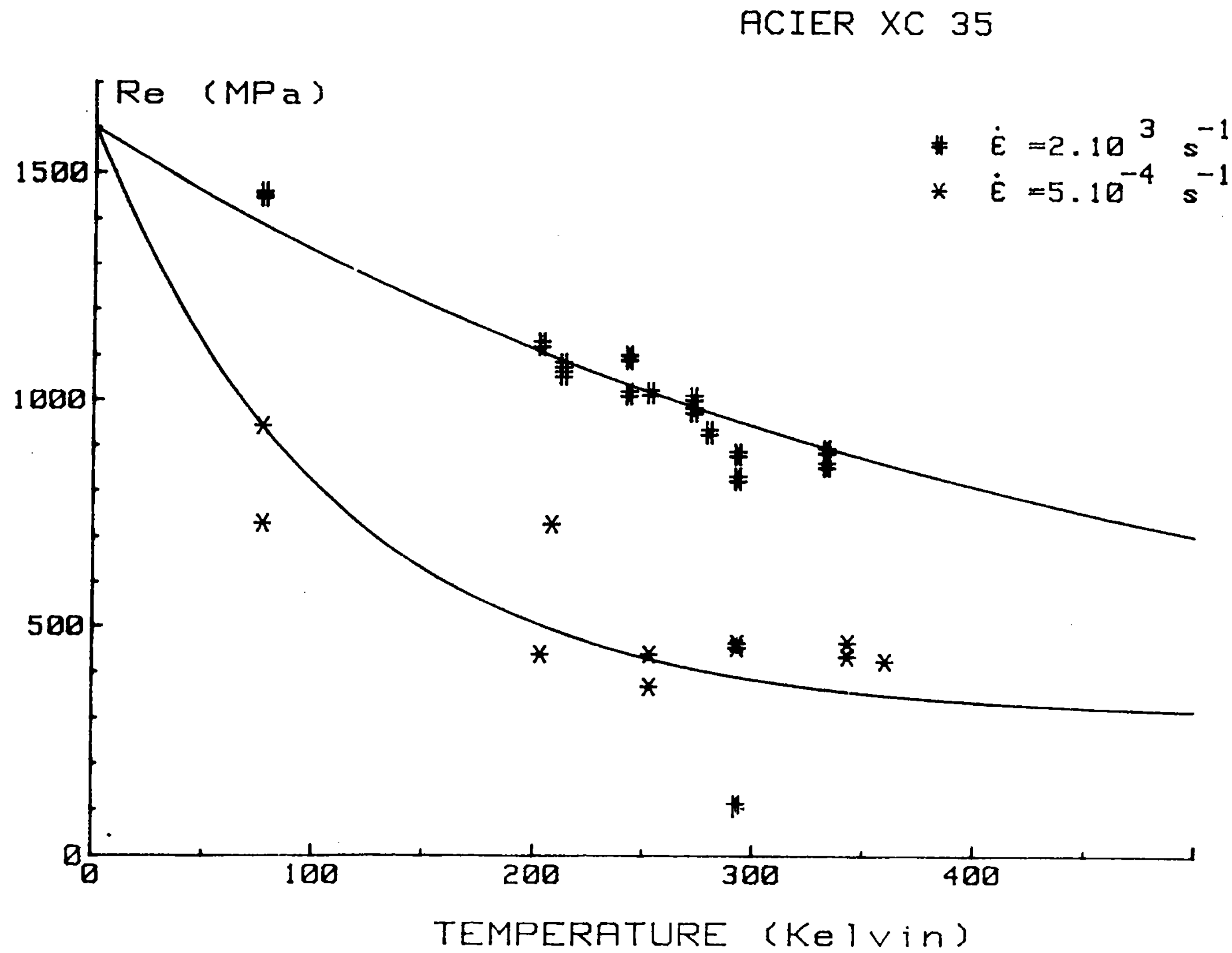


Figure 61 : Variation de la limite d'élasticité en fonction de la température et de la vitesse de déformation.
c) XC 35 recuit

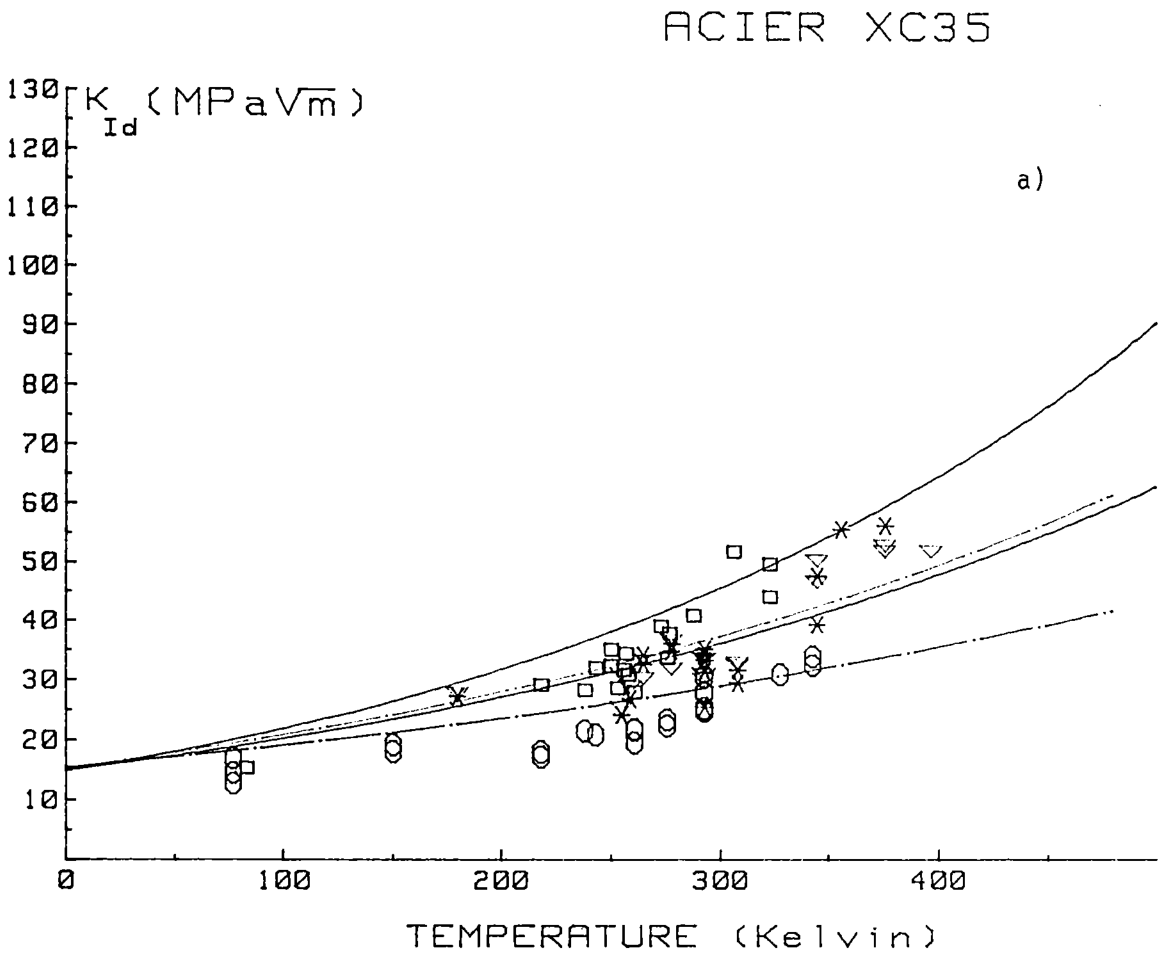
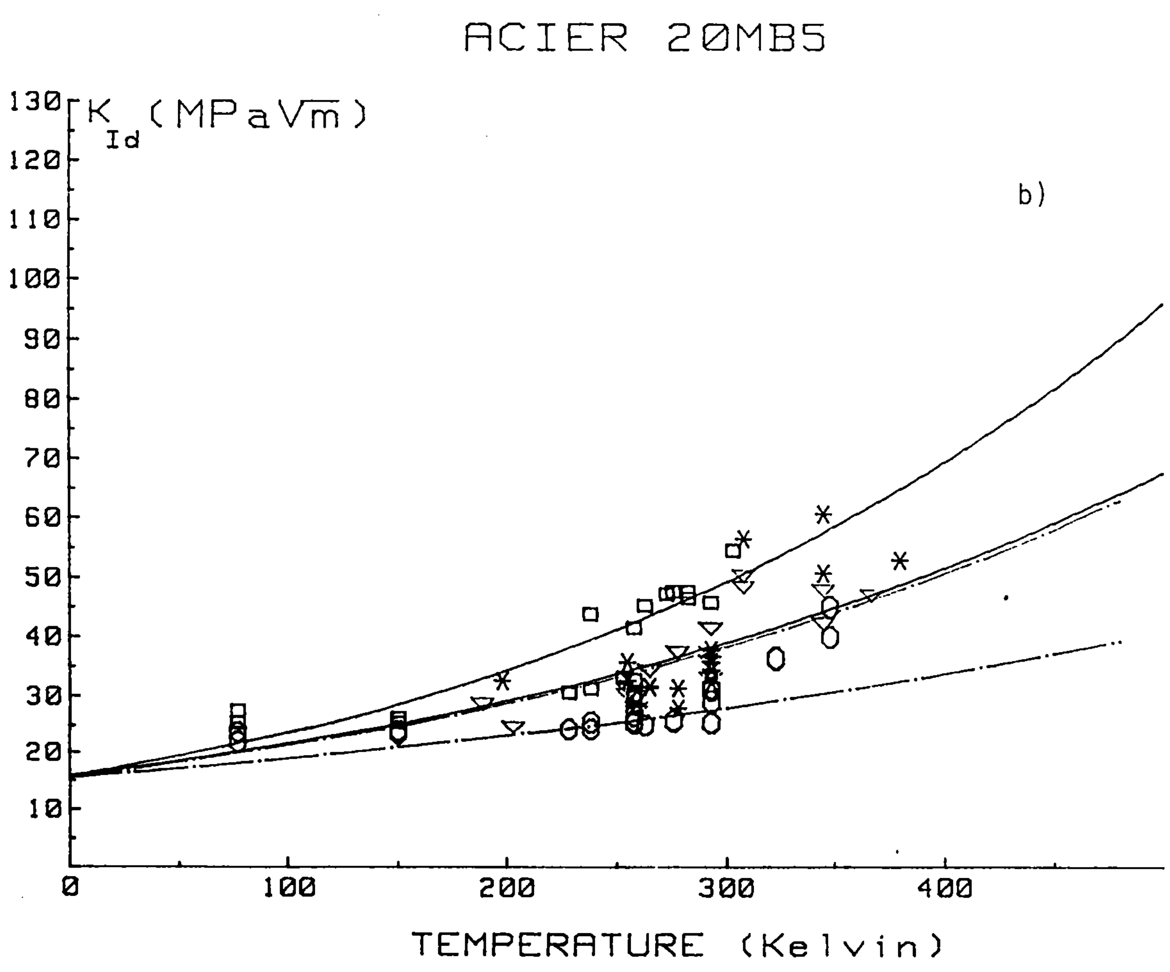
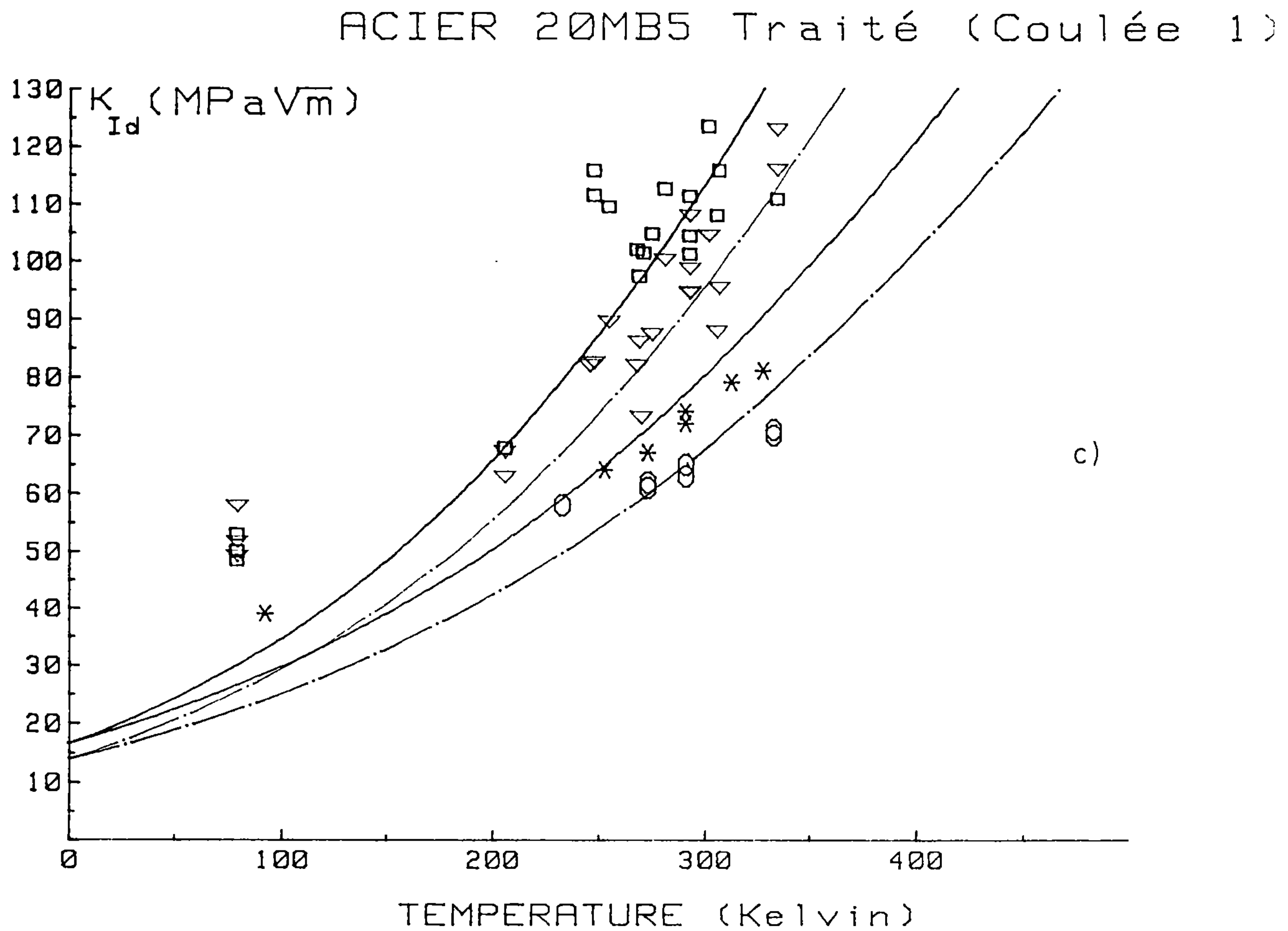


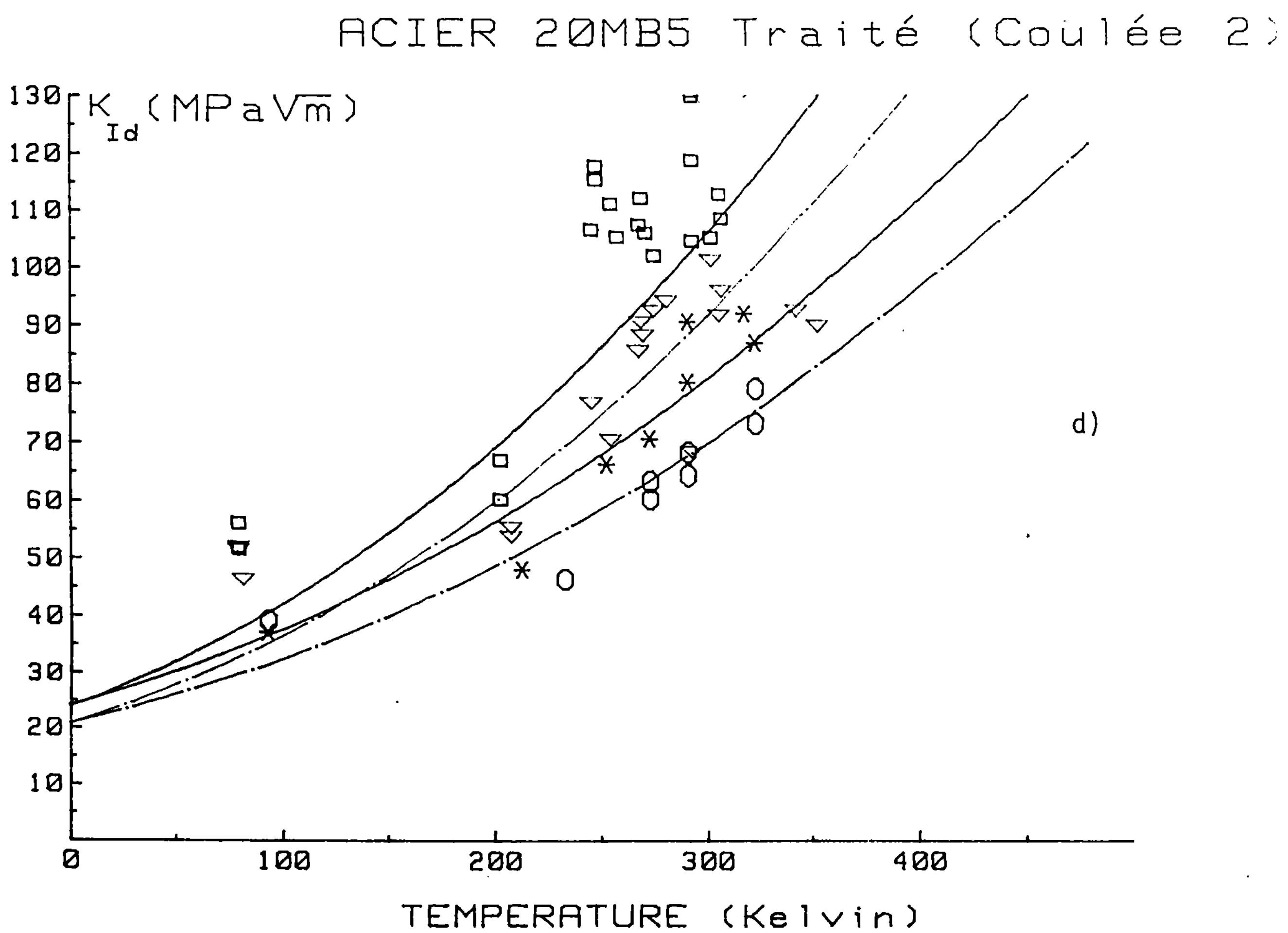
Figure 62 : Courbes de ténacité de nos aciers. a),b)





ACIER 20MB5 Traité (Coulée 1)
K_{Id} (MPa√m)
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
100
200
300
400
TEMPERATURE (Kelvin)
c)

Figure 62 : c), d)



ACIER 20MB5 Traité (Coulée 2)
K_{Id} (MPa√m)
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
100
200
300
400
TEMPERATURE (Kelvin)
d)

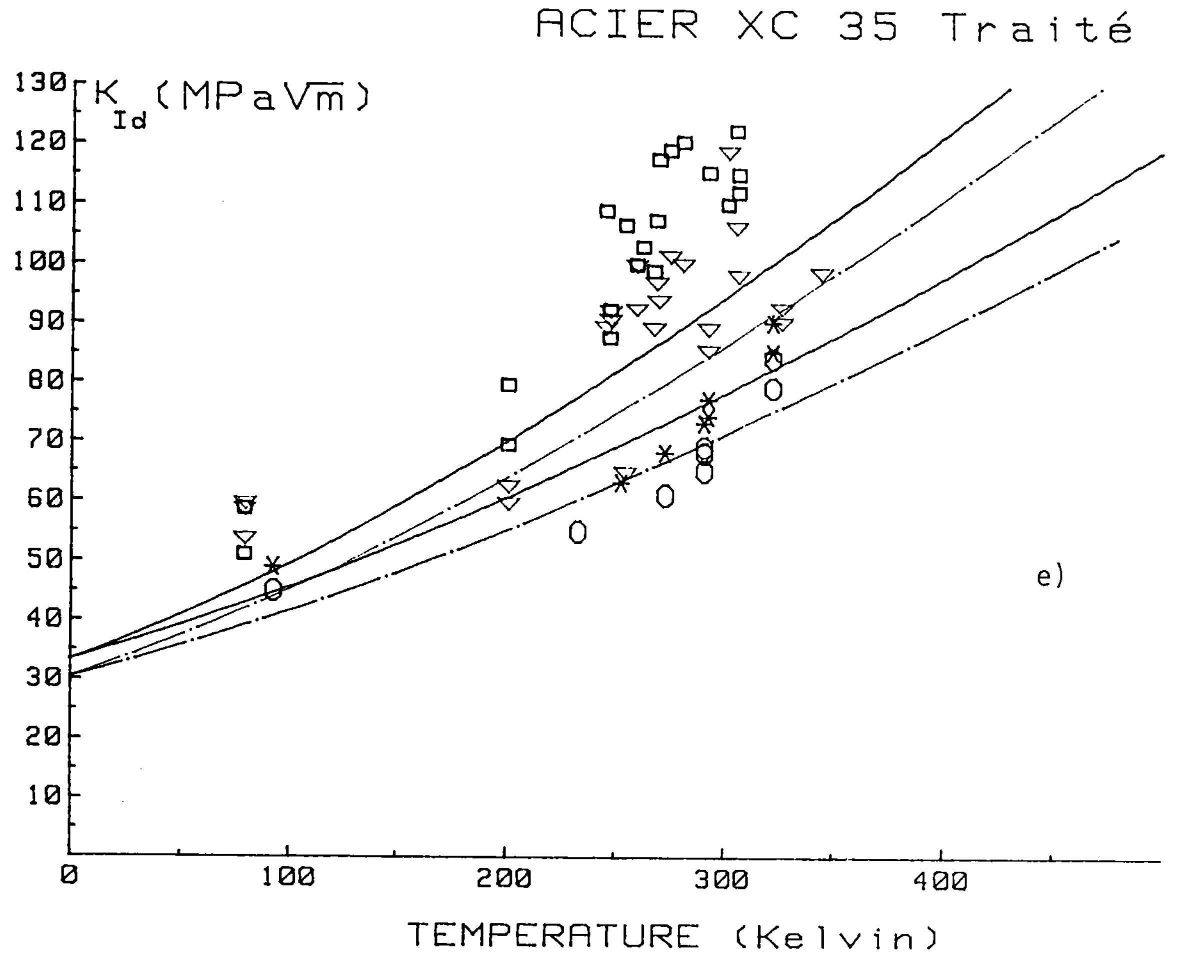
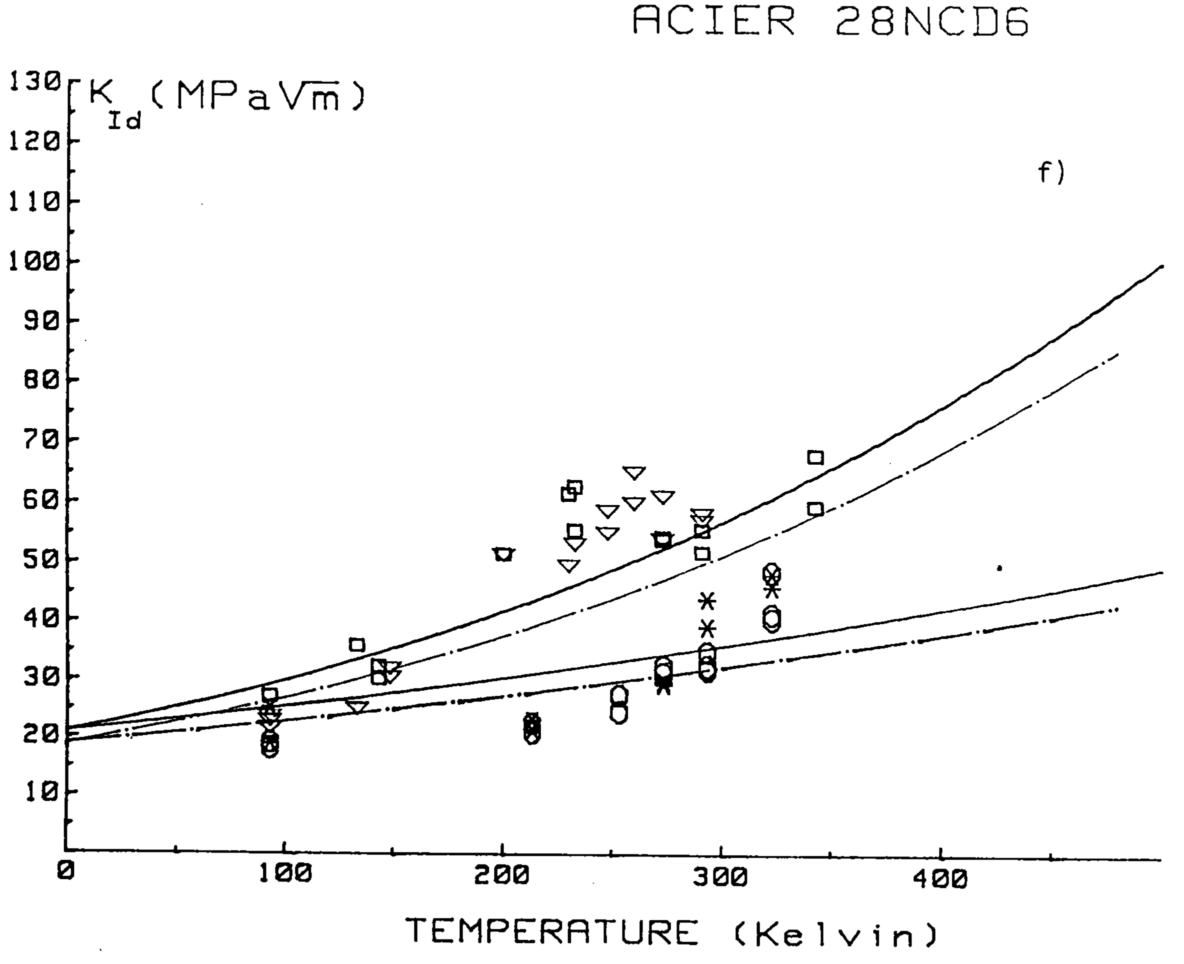

ACIER XC 35 Traité
K_{Id} (MPa√m)
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
100
200
300
400
e)
TEMPERATURE (Kelvin)

Figure 62 : e), f)


ACIER 28NCD6
K_{Id} (MPa√m)
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
100
200
300
400
f)
TEMPERATURE (Kelvin)

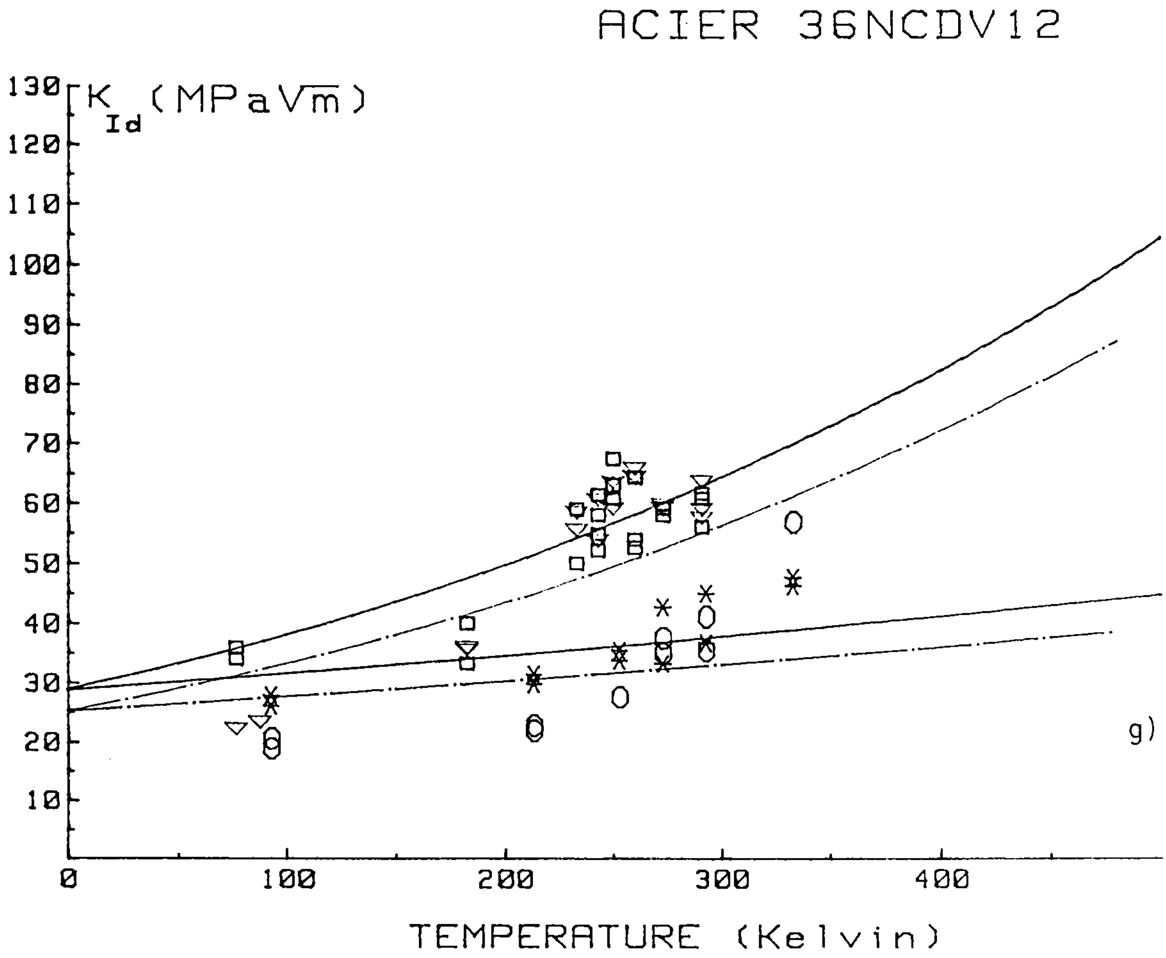
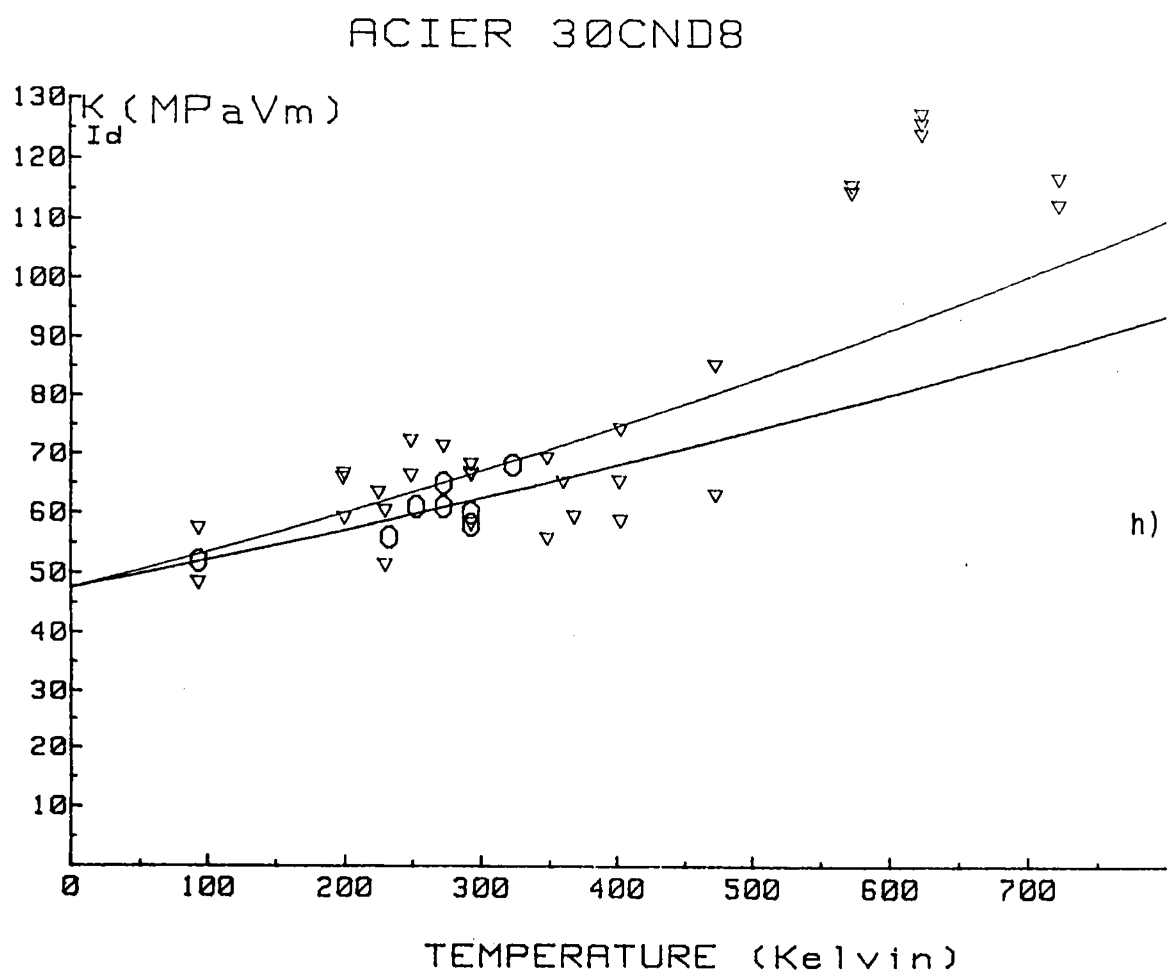

ACIER 36NCDV12
K_{Id} (MPa$\sqrt{m}$)
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
100
200
300
400
TEMPERATURE (Kelvin)
g)

Figure 62 : g), h)


ACIER 30CND8
K_{Id} (MPaVm)
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
100
200
300
400
500
600
700
TEMPERATURE (Kelvin)
h)

Les légendes des figures 62 sont les suivantes :

a) acier XC 35 recuit

b) acier 20MB5 recuit (coulée 1)

c) acier 20MB5 traité (coulée 1)

d) acier 20MB5 traité (coulée 2)

e) acier XC 35 traité

f) acier 28NCD6

g) acier 36NCDV12

h) acier 30CND8

Résultats expérimentaux :

□ CHARPY sens long

∇ CHARPY sens travers

✶ HOPKINSON sens long

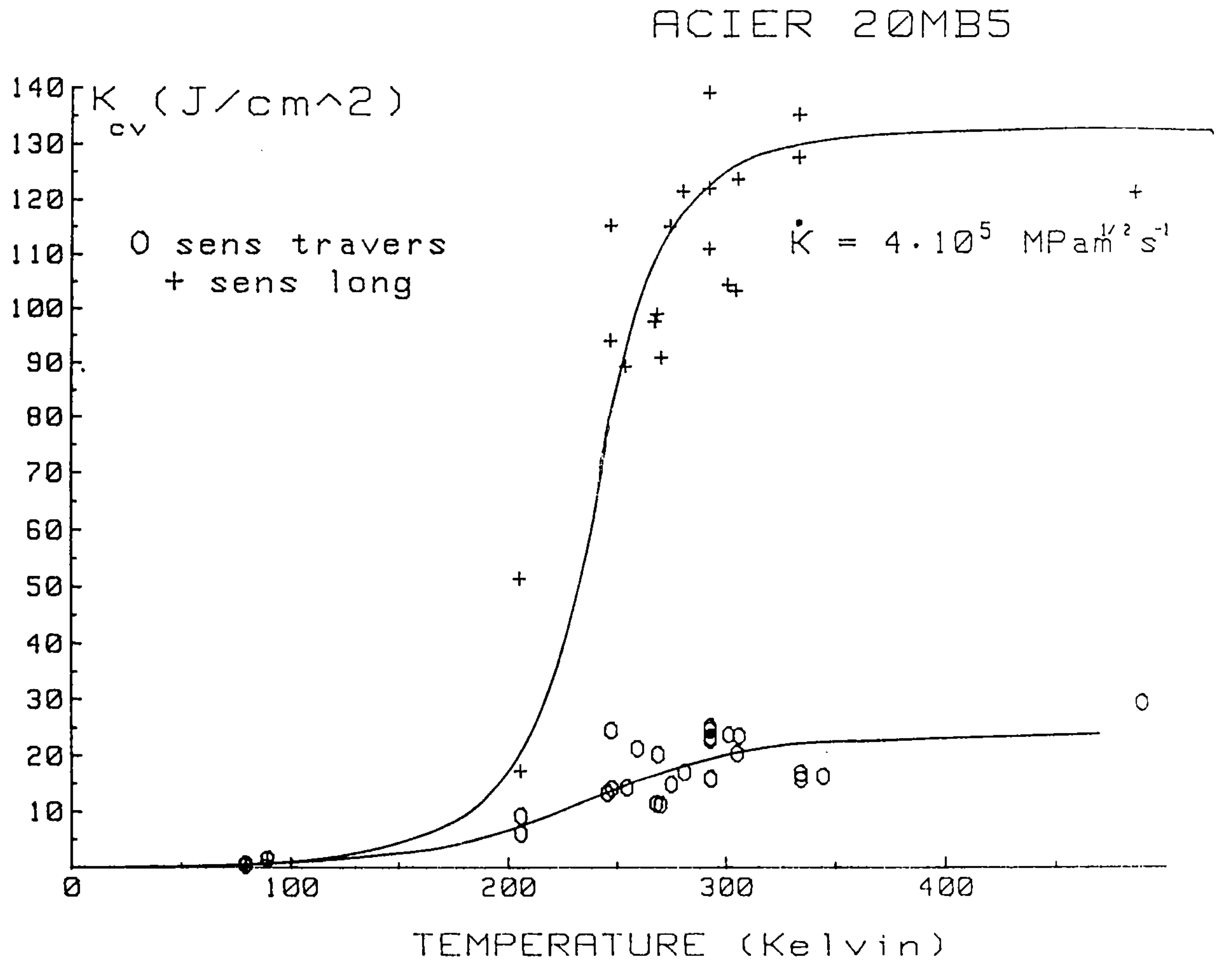
O HOPKINSON sens travers

Modélisation :

— — — sens long

——— sens travers

a)



b)

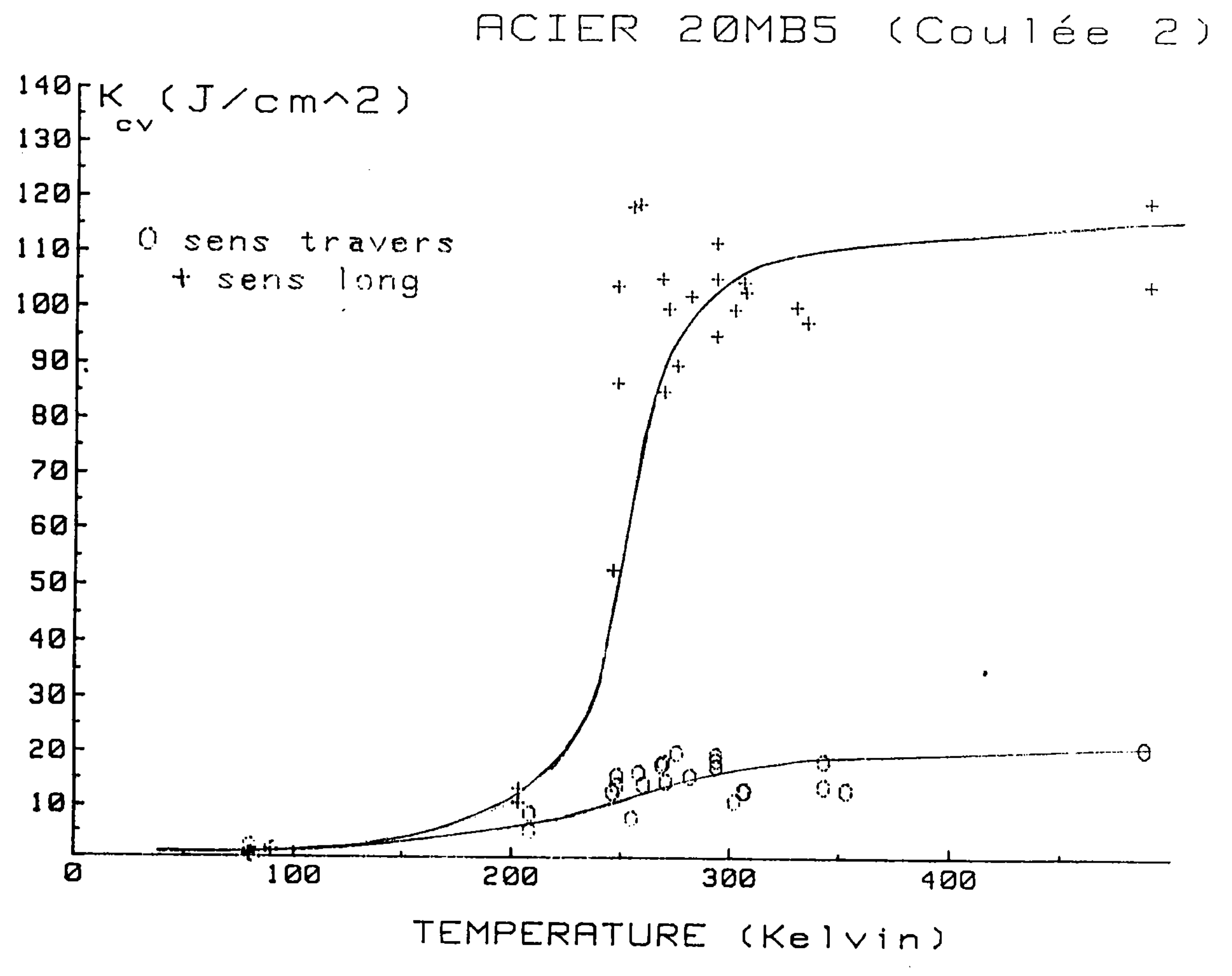
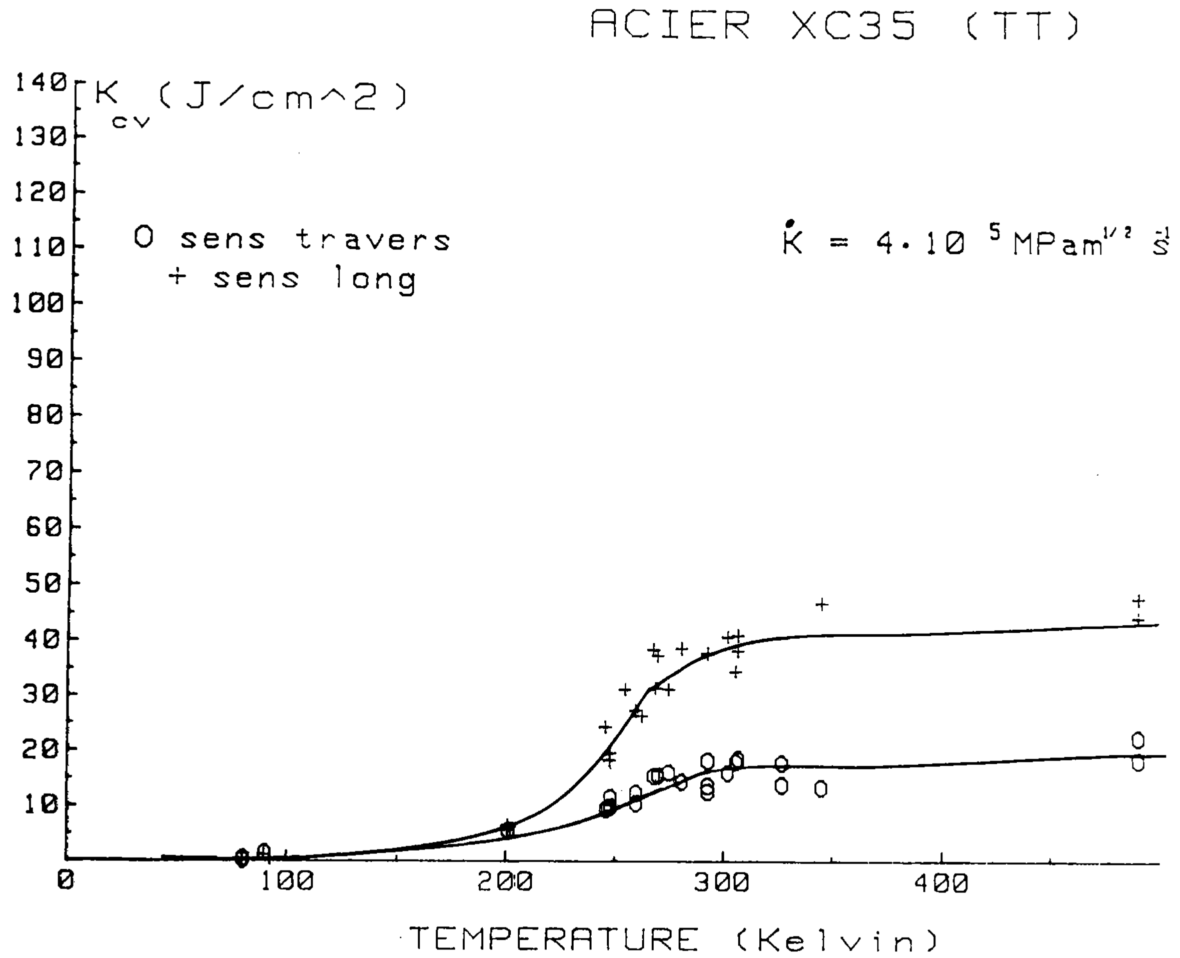


Figure 63 : Courbes de résilience des aciers utilisés
a) 20MB5 traité (coulée 1)
b) 20MB5 traité (coulée 2)

c)



d)

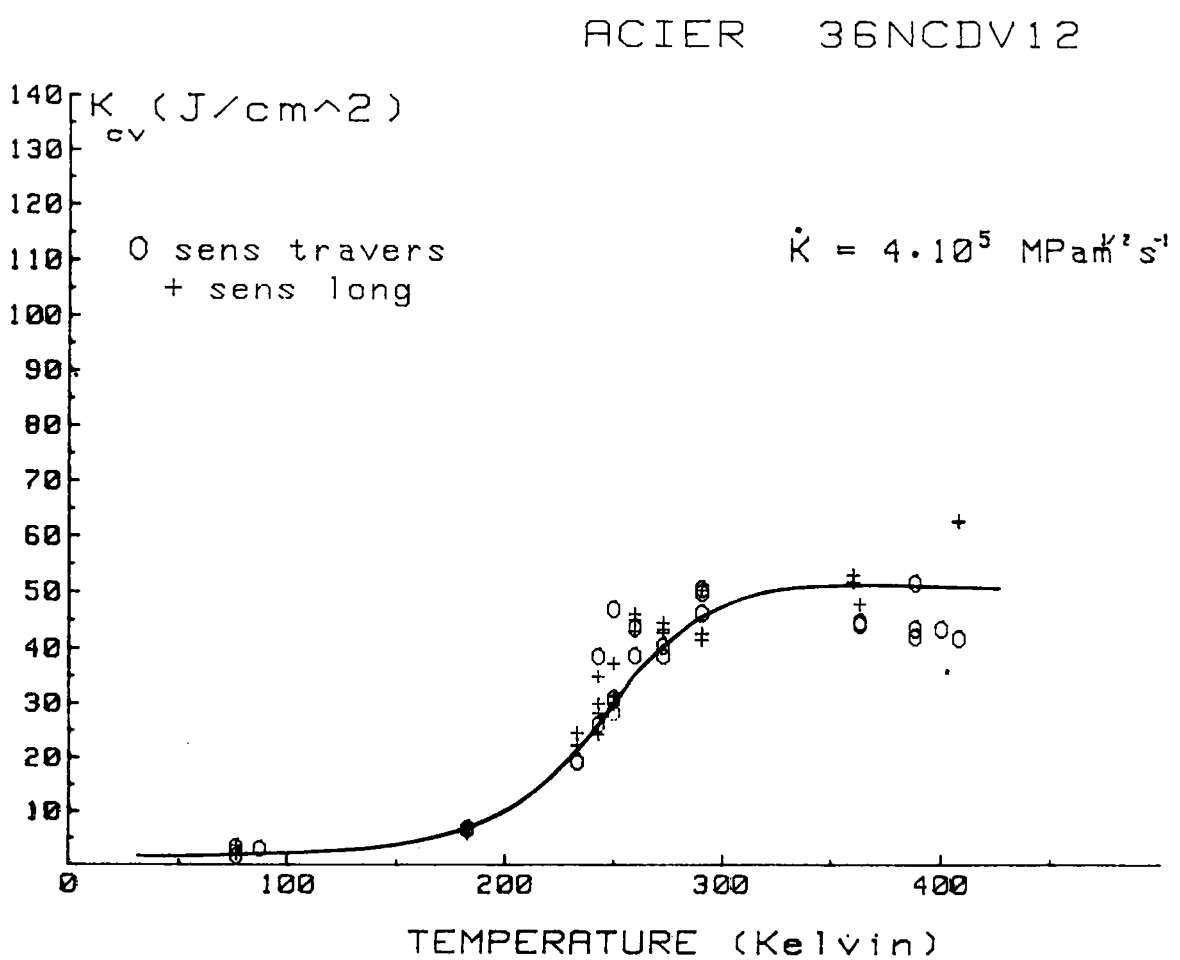
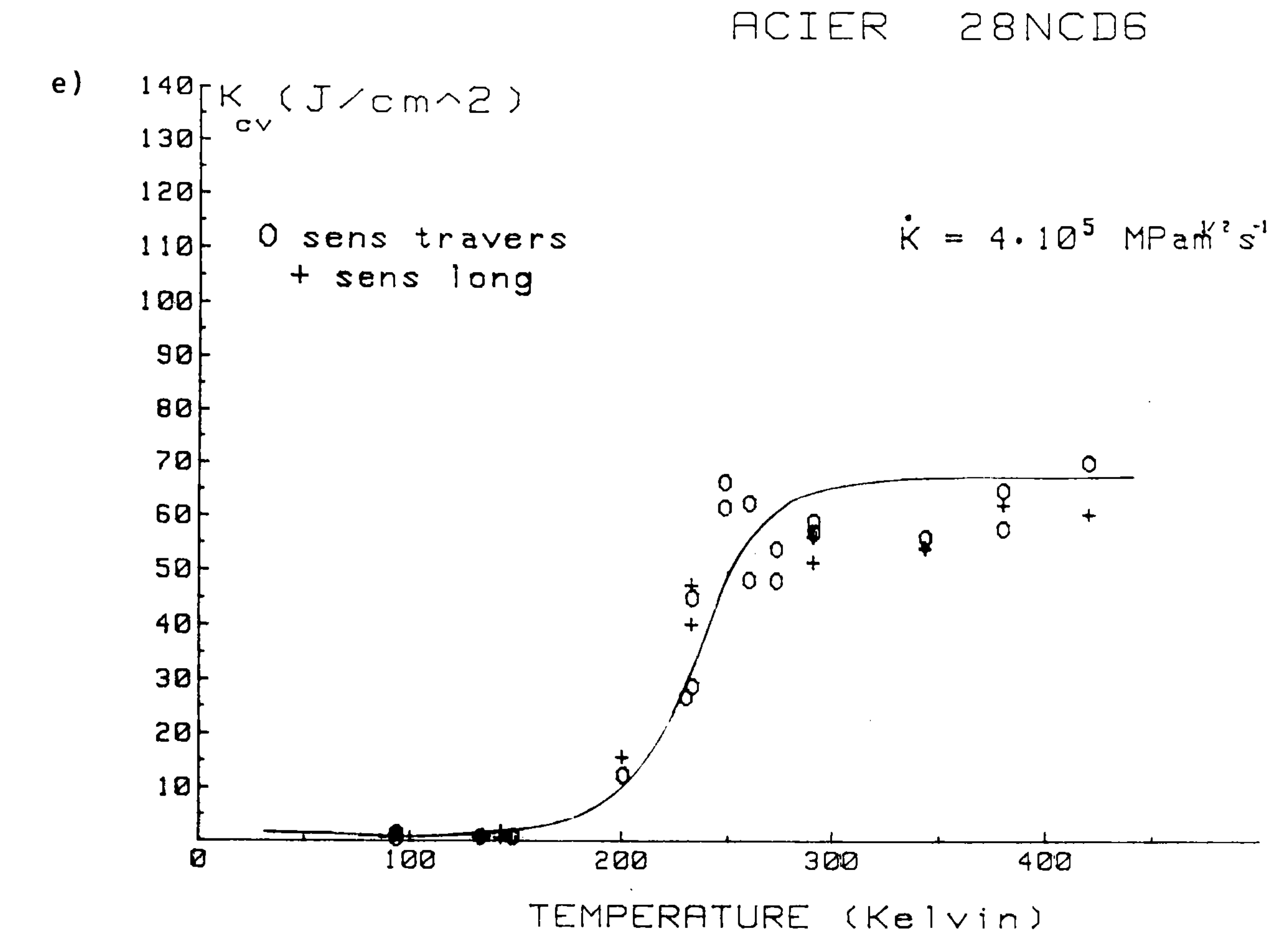


Figure 63 : Courbes de résilience des aciers utilisés
c) XC 35 traité
d) 36NCDV12



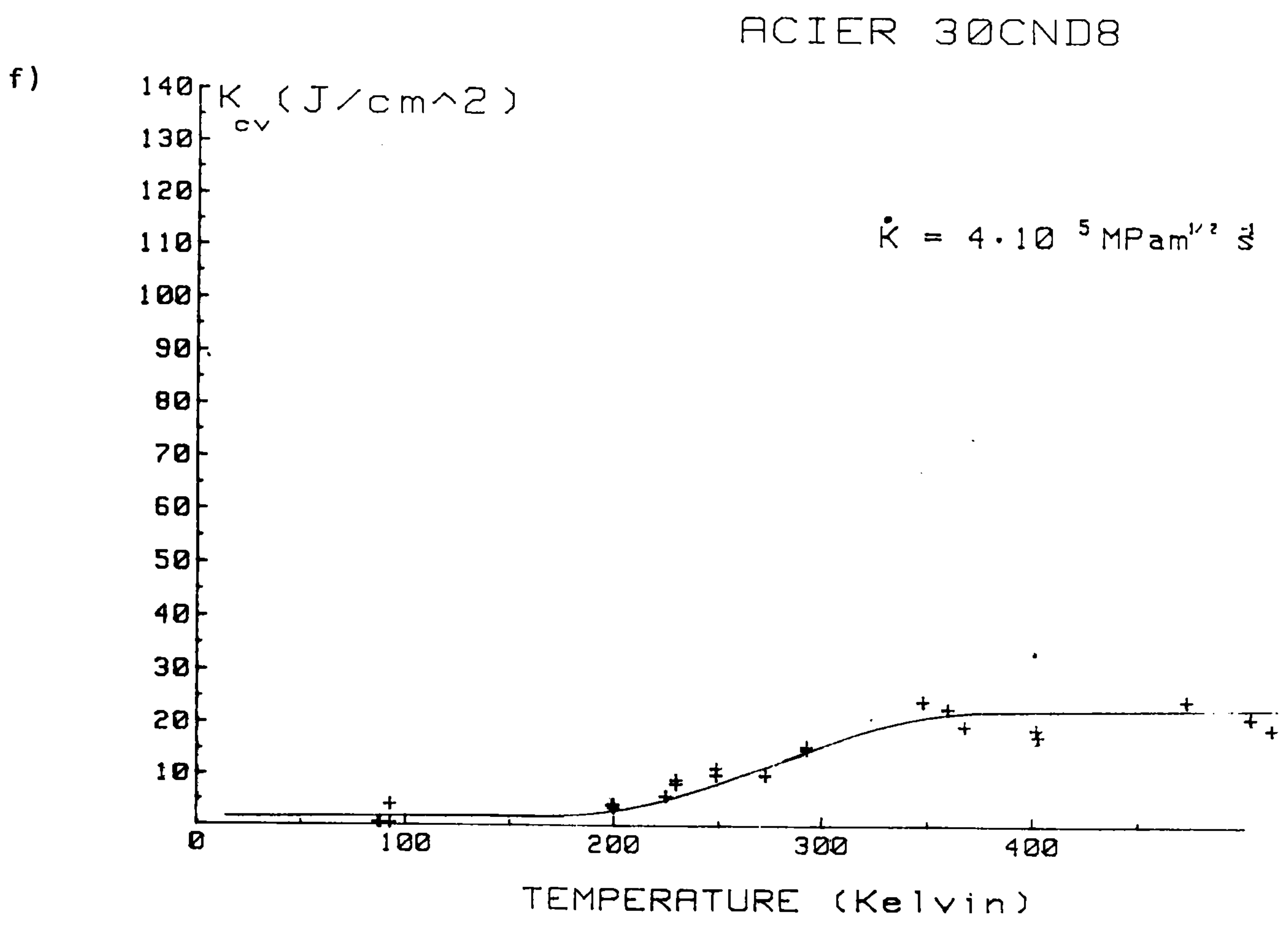


Figure 63 : Courbes de résilience des aciers utilisés
e) 28NCD6
f) 30CND8

Chapître C IV : DISCUSSION

Dans cette partie, nous allons commenter les résultats décrits dans le chapître précédent et voir les conséquences qu'ils apportent.

Dans un premier temps,nous vérifierons si la loi de BARSOM prévoit un décalage de la température de transition en accord avec l'expérience. Nous essayerons également d'analyser la provenance de cet écart de température de transition et de déterminé s'il est lié au sens de prélèvement de l'éprouvette, à l'état de déformation ou s'il est fonction de la limite d'élasticité.

Nous modéliserons les variations de la limite d'élasticité en fonction de la température et de la vitesse de déformation par une approche thermiquement activée de la déformation plastique. Nous appliquerons ensuite ce modèle au critère local de rupture de RITCHIE, KNOTT et RICE afin de vérifier s'il peut rendre compte de la transition de ténacité et si on peut effectivement attribuer le décalage de température de transition à un processus thermiquement activé.

C.IV.1) Loi de BARSOM

BARSOM et ROLFE [98] ont étudié les variations du décalage de température de transition, noté ΔT, en fonction de la limite d'élasticité σ_y et de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$. Cette relation s'établit comme suit :

$$\Delta T = (83 - 0{,}08 \cdot \sigma_y) \cdot \dot{\varepsilon}^{0{,}17} \qquad (45)$$

On remarque donc que ΔT varie linéairement avec la limite d'élasticité pour un $\dot{\varepsilon}$ donné. Cependant, cette formule établie par l'expérience est limitée aux conditions suivantes :

$$250 < \sigma_y < 965 \text{ MPa} \qquad (46)$$

et une vitesse limite de $\dot{\varepsilon} = 10 \text{ s}^{-1}$

Différents auteurs ont vérifié cette formule; MARANDET [99] et TVRDY [110] l'ont testée dans le domaine approprié et lui ont trouvée une valeur très relative. Par ailleurs GARNIER [57] l'a appliquée à quatre aciers pour des vitesses allant jusqu'à $\dot{\varepsilon} = 10^3\ s^{-1}$; hormis un acier type A 508 Cl.3, il a trouvé des valeurs calculées très éloignées de ces résultats.

Dans le tableau 30 nous avons reporté les valeurs obtenues par la mesure de ΔT sur les courbes expérimentales (fig. 62) et celles calculées par la relation (45). Le décalage de la température de transition obtenu expérimentalement est pris à un niveau conventionnel de 70 $MPa\sqrt{m}$ pour chaque courbe.

Dans le cas de nos aciers, la comparaison n'est possible que pour les aciers 20MB5 et XC 35 à l'état recuit et 20MB5 traité ; en effet, pour tous les autres aciers la limite élastique est supérieure à 965 MPa et la loi de BARSOM ne prévoit pas de décalage de température de transition.

	ΔT calculé (°C)	ΔT mesuré (°C)
20MB5 recuit (L)	-	53
20MB5 recuit (T)	39	34
XC 35 recuit (L)	-	57
XC 35 recuit (T)	36,5	40
20MB5 coulée 1 (L)	5,7	34
20MB5 coulée 1 (T)	7,3	27
20MB5 coulée 2 (L)	8,5	33
20MB5 coulée 2 (T)	7	25
XC 35	0	45
36NCDV12	0	80
28NCD6	0	70
30CND8	0	50

Tableau 30 : Valeurs calculées et mesurées du décalage de la température de transition.

Nous constatons que les résultats obtenus sont généralement éloignés des valeurs calculées. Nous pensons également que cette relation est à utiliser avec prudence.

C.IV.2) Décalage de la température de transition

C.IV.2.1) Variation de ΔT avec la limite d'élasticité

L'écart de température de transition est relativement faible dans le cas de nos aciers; il faut toutefois reconnaître que la différence entre les vitesses de sollicitation est elle aussi minime ($\dot{K} = 4 \cdot 10^5$ MPa$\sqrt{m}$/s pour le CHARPY et $\dot{K} = 10^6$ MPa$\sqrt{m}$/s pour les barres d'HOPKINSON).

Nous venons de voir que, d'après la loi de BARSOM, ce décalage devrait être nul pour quatre de nos aciers. Expérimentalement ce n'est pas le cas. Nous allons donc regarder l'influence de certains paramètres sur le décalage de température de transition.

La figure 64 représente le tracé $\Delta T = f(\sigma_y)$ où σ_y est la limite élastique en statique ($\dot{\varepsilon} = 5 \cdot 10^{-4}\ s^{-1}$) et à température ambiante. Nous constatons qu'il est possible d'assimiler la courbe représentative à une droite; seul l'acier 30CND8 ne vérifie pas l'alignement des points. Cela semblerait s'expliquer par le fait que la vitesse de sollicitation soit sans effet très marqué sur la ténacité des matériaux, dans le cas d'aciers à haute limite élastique. Ce phénomène a également été constaté par d'autres auteurs [96].

La relation linéaire entre ΔT et σ_y peut donc s'écrire, sans tenir compte de l'acier 30CND8 :

$$\Delta T = 0,17 \cdot \sigma_y - 125 \qquad (47)$$

Cependant le nombre de points étant réduit, cette relation est à prendre avec beaucoup de réserve et demande confirmation. Elle n'est là qu'à titre indicatif et dans le cas de nos aciers pour lesquels il semble y avoir une dépendance de σ_y sur ΔT.

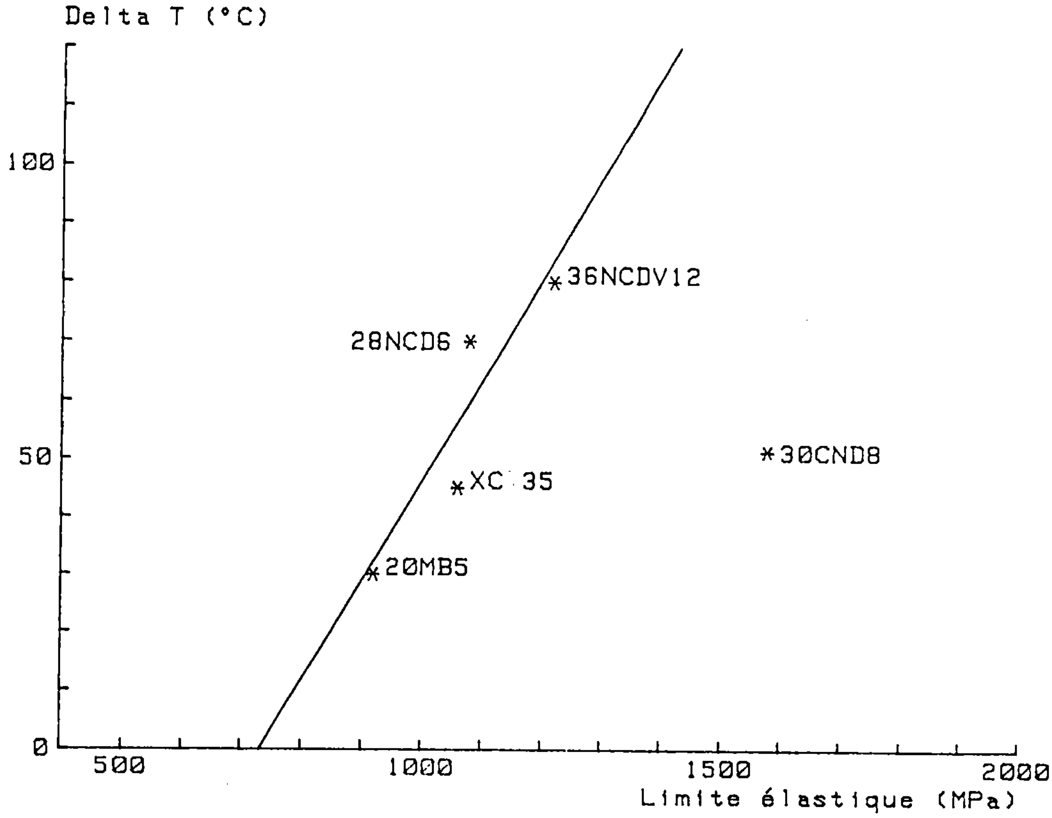


Figure 64 : Décalage de la température de transition en fonction de la limite d'élasticité.

C.IV.2.2) Sens de prélèvement de l'éprouvette

Les figures 62 et 63 de ténacité et de résilience montrent l'importance du sens de prélèvement de l'éprouvette. Les aciers 28NCD6, 36NCDV12 et 30CND8 ne sont pas concernés par ce problème; en effet l'élaboration de ces aciers est suffisamment poussée pour apporter une quasi-isotropie des propriétés. Les valeurs de ténacité et de résilience, pour chacun des trois aciers, sont semblables quel que soit le sens de prélèvement de l'éprouvette.

Les micrographies montrent d'ailleurs une structure martensitique beaucoup plus fine pour ces aciers.

Par contre les deux coulées d'acier 20MB5 et l'acier XC 35 ont un comportement largement influencé par l'orientation des échantillons dans le lopin. L'état métallurgique (recuit ou traité) ne change rien aux conséquences du sens de prélèvement si ce n'est des valeurs de résilience plus élevées pour l'acier XC 35 recuit. La différence la plus nette entre sens long et sens travers se voit sur les courbes de résilience où le niveau ductile passe de 30 J/cm^2 (sens travers) à 120 J/cm^2 (sens long) pour le 20MB5 traité et de 20 J/cm^2 à 50 J/cm^2 pour le XC 35 traité. Nous constatons une différence moins importante pour la ténacité mais qui existe toujours lorsque la vitesse de sollicitation change; l'écart de K_{IC} se retrouve aussi bien lors des essais CHARPY que lors des essais HOPKINSON. Nous avons donc un décalage de température de transition sensiblement identique (cf. Tableau 30).

C.IV.2.3) Etat de déformation

Certains auteurs [100] ont supposé que le décalage de température pouvait provenir d'une variation de l'état de déformation c'est à dire que pour des températures et des vitesses de déformation plus élevées, les conditions de ligament imposées par la norme ASTM E 399 n'étaient plus respectées; nous aurions alors des valeurs expérimentales hors norme.

En ce qui concerne nos aciers, les essais ont été réalisés en état de déformation plane à quelques exceptions c'est à dire que nos essais sont conformes à la norme et nous avons pourtant un décalage de la température de transition. Celui-ci ne vient donc pas d'une variation de l'état de déformation.

C.IV.3) Relation d'équivalence vitesse de déformation-température

Pour combiner les effets de température et de vitesse de déformation, ZENER et HOLLOMAN [101] ont proposé un modèle fondé sur une équation du type ARRHENIUS :

$$P = T \cdot \mathrm{Log}\left(\frac{A}{\dot{\varepsilon}}\right) \qquad (48)$$

où T est la température en KELVIN

A est le facteur de fréquence en s^{-1}

$\dot{\varepsilon}$ est la vitesse de déformation en s^{-1}

De nombreuses divergences résident dans les valeurs expérimentales de A qui varient selon les aciers de 10^7 à 10^{26} s^{-1}; ainsi il est nécessaire de déterminer la valeur du facteur de fréquence pour chaque matériau.

Nous allons déterminer A à partir des mesures de ténacité établies en essais CHARPY ($\dot{\varepsilon}_1$) et HOPKINSON ($\dot{\varepsilon}_2$). Pour un niveau conventionnel du facteur d'intensité de contraite (K_{IC} = 70 MPa$\sqrt{m}$) pris dans la zone de transition, P_1 et P_2 sont égaux :

$$T_1 \cdot \mathrm{Log} \frac{A}{\dot{\varepsilon}_1} = T_2 \cdot \mathrm{Log} \frac{A}{\dot{\varepsilon}_2}$$

d'où
$$A = \exp \left\{ \frac{T_1 . \mathrm{Log}\dot{\varepsilon}_1 - T_2 . \mathrm{Log}\dot{\varepsilon}_2}{T_1 - T_2} \right\}$$

La valeur fixée de K_{IC} nous permet de prendre des points dans la zone qui nous intéresse, donc dans la zone de transition.

Les valeurs du facteur de fréquence trouvées pour nos aciers figurent dans le tableau 31 ci-dessous :

ACIER	Facteur de fréquence
20MB5 (1)	$5,80 \cdot 10^7$
20MB5 (2)	$1,54 \cdot 10^{15}$
XC 35	$6,40 \cdot 10^9$
28NCD6	$4 \cdot 10^8$
36NCDV12	$4,90 \cdot 10^7$
30CND8	$2,30 \cdot 10^{14}$

$\dot{\varepsilon}_1 = 2000\ s^{-1}$ et $\dot{\varepsilon}_2 = 100\ s^{-1}$

Tableau 31 : Valeurs du facteur de fréquence A

Les résultats de ce tableau montre que le facteur de fréquence est différent pour chaque matériau. De plus, des études antérieures [57],[99] ont montré une variation importante du facteur de fréquence avec la vitesse de déformation.

C.IV.4) Modèlisation des variations de la limite d'élasticité en fonction de la température et de la vitesse de déformation

C.IV.4.1) Etablissement du modèle

L'activation est le phénomène le plus souvent admis actuellement pour expliquer l'écoulement plastique. Selon PERZYNA [97], d'autres mécanismes de déformation interviennent pour des vitesses de déformation supérieures à $10^4\ s^{-1}$.

Les premiers travaux sont ceux de BECKER [102] (1926) qui posa les bases du processus thermiquement activé. Plus récemment, RYVKINA et YAROSHEVICH [103]utilisèrent les concepts généraux de la thermodynamique et le calcul de l'énergie d'activation pour exprimer les variations de la limite d'élasticité par la relation :

$$\sigma_y = \sigma_\mu + (\sigma_y^o - \sigma_\mu)\cdot e^{-m\cdot T} \qquad (49)$$

où σ_μ représente le seuil athermique de la limite élastique et $(\sigma_y^o - \sigma_\mu)\cdot\exp(-m\cdot T)$ la composante thermiquement activée, fonction de la température T ; m est une constante pour chaque vitesse de déformation et σ_y^o la limite d'élasticité à O KELVIN, indépendante de la vitesse de déformation.

Nous avons fait l'hypothèse que m dépendait linéairement de Log $\dot{\varepsilon}$, ce qui permet de retrouver une fonction d'ARRHENIUS :

$$m = \alpha\cdot\mathrm{Log}\left(\frac{A}{\dot{\varepsilon}}\right) \qquad . (50)$$

En insérant (50) dans (49), nous obtenons :

$$\sigma y = \sigma_\mu + (\sigma_y^o - \sigma_\mu)\cdot e^{-\alpha\cdot T\cdot\mathrm{Log}\frac{A}{\dot{\varepsilon}}}$$

C.IV.4.2) Application du modèle

Nous avons ensuite appliqué cette relation à nos résultats expérimentaux. Une méthode par les moindres carrés permet de tracer les courbes théoriques les plus proches des valeurs expérimentales. Le tableau 32 donne les valeurs des constantes σ_μ, σ_y^0, m, trouvées pour nos différents aciers. On remarque que les valeurs du paramètre α sont quasiment constantes pour chaque acier; les aciers 20MB5 et XC35 à l'état recuit ont par contre une valeur α deux fois plus importante en statique.

La comparaison des points expérimentaux avec les courbes théoriques est exposée sur la figure 60. Nous pouvons faire les constatations suivantes :

- pour les aciers 20MB5, XC 35, 28NCD6, 36NCDV12 les valeurs expérimentales sont en bon accord avec les courbes théoriques données par la formule (51).

- la corrélation est moins bonne en dynamique pour l'acier 30CND8. On peut alors supposer que, pour des limites d'élasticité élevées et à cette vitesse de déformation, le processus thermiquement activé n'est plus le seul en cause.

C.IV.5) Modèle de RITCHIE, KNOTT, RICE

C.IV.5.1) Généralités

Une approche de la rupture des matériaux métalliques à basse température et à grande vitesse de déformation peut être réalisée en utilisant un critère local de rupture et en déduisant le décalage de la température de transition. Nous utiliserons le critère de RITCHIE, KNOTT et RICE [77] qui est très souvent employé pour décrire le phénomène de rupture par clivage.

Dans cette approche, nous supposerons que :

- la contrainte critique et la distance critique de clivage, le coefficient d'écrouissage sont indépendants de la température et de la vitesse de déformation.

	σ_μ	σ_y^0	statique		dynamique	
			m	α	m	α
20MB5 recuit (coulée 1)	357	1451	$11,15\cdot10^{-3}$	$4,28\cdot10^{-4}$	$2,61\cdot10^{-3}$	$2,41\cdot10^{-4}$
20MB5 recuit (coulée 2)	361	1607	$13,53\cdot10^{-3}$	$5,2\cdot10^{-4}$	$2,68\cdot10^{-3}$	$2,64\cdot10^{-4}$
XC 35 recuit	304	1600	$9,2\cdot10^{-3}$	$3,54\cdot10^{-4}$	$2,35\cdot10^{-3}$	$2,17\cdot10^{-4}$
20MB5 (coulée 1)	887	2585	$13,42\cdot10^{-3}$	$5,17\cdot10^{-4}$	$5,82\cdot10^{-3}$	$5,38\cdot10^{-4}$
20MB5 (coulée 2)	877	2248	$11,53\cdot10^{-3}$	$4,43\cdot10^{-4}$	$4,73\cdot10^{-3}$	$4,37\cdot10^{-4}$
XC 35	1016	1992	$11,15\cdot10^{-3}$	$4,28\cdot10^{-4}$	$4,21\cdot10^{-3}$	$3,89\cdot10^{-4}$
36 NCDV 12	924	1816	$3,72\cdot10^{-3}$	$1,43\cdot10^{-4}$	$1,21\cdot10^{-3}$	$1,12\cdot10^{-4}$
28 NCD 6	815	1887	$4,6\cdot10^{-3}$	$1,8\cdot10^{-4}$	$2,07\cdot10^{-3}$	$1,91\cdot10^{-4}$
30 CND 8	1142	2283	$3,13\cdot10^{-3}$	$1,2\cdot10^{-4}$	$1,18\cdot10^{-3}$	$1,09\cdot10^{-4}$

Tableau 32 : Valeurs des coefficients du modèle de RYVKINA et YAROSHEVICH

* la distribution des contraintes en fond de fissure est régie par un modèle type HUTCHINSON [104] ,RICE et ROSENGREEN [105] . Cette distribution donne les contraintes en fonction du coefficient d'écrouissage n dans le cas de petites déformations (fig. 65). On remarque également sur la figure 65 une solution, proposée par RICE et JOHNSON [106], qui tient compte de l'émoussement de la fissure.

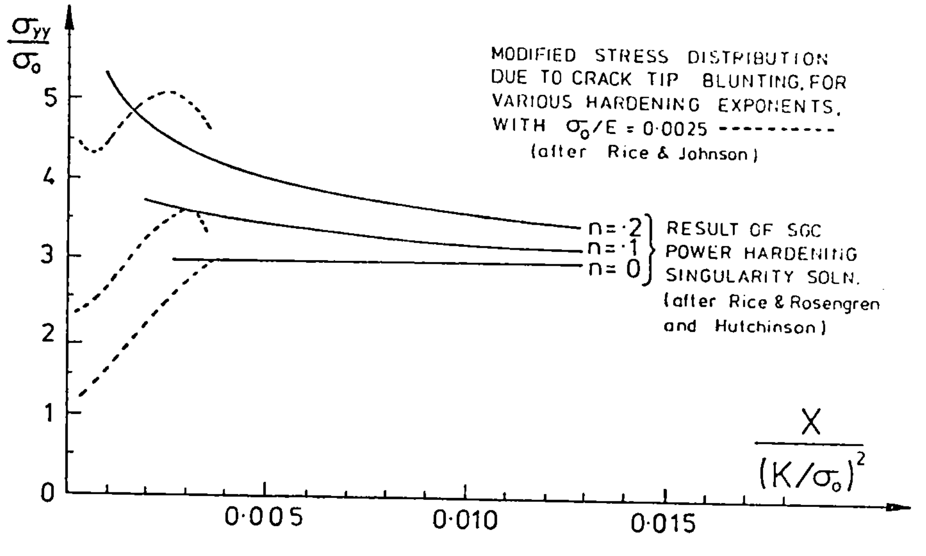


Figure 65 : Distribution des contraintes agissant directement devant la fissure, en déformation plane [105] (traits pleins).
Distribution des contraintes due à l'émoussement de la fissure [106] (pointillés).

σ_{yy} est la contrainte longitudinale en fond d'entaille

σ_0 est la contrainte d'écoulement

K est le facteur d'intensité de contrainte

X est la distance au fond d'entaille avant déformation

Le principe du critère RKR est le suivant : une augmentation des contraintes en fond de fissure provoque une propagation brutale lorsque la contrainte critique de clivage σ_c est dépassée sur une distance critique X_c.

Dans le cas des déformations planes, la distribution de contraintes proposée par HUTCHINSON donne pour le critère RKR la relation suivante :

$$\frac{\sigma_{yy}}{\sigma_o} = g(N)\cdot\left[\frac{J}{\varepsilon_o . I . x}\right]^{\frac{1}{N+1}} \qquad (52)$$

où I est une constante fonction de N et J l'intégrale de RICE.

La théorie de l'élasticité linéaire permet d'écrire, en reprenant l'équation (52) :

$$\frac{\sigma_{yy}}{\sigma_y} = g(N)\cdot\left[\frac{1-\nu^2}{\varepsilon_o\cdot I}\right]^{\frac{1}{N+1}}\cdot\left[\frac{x}{(K_I/\sigma_y)^2}\right]^{\frac{-1}{N+1}} \qquad (53)$$

Pour le modèle RKR, $\sigma_{yy} = \sigma_c$ quand $x = X_c$, donc :

$$(54) \qquad K_{IC}(\dot{\varepsilon},T)\cdot\sigma_y(\dot{\varepsilon},T)^{\frac{N-1}{2}} = \sigma_c^{\frac{N+1}{2}}\cdot\left[g(N)\cdot\left[\frac{1-\nu^2}{\varepsilon_o\cdot I}\right]^{\frac{1}{N+1}}\right]^{-\frac{N+1}{2}}\cdot X_c$$

$$= \text{Constante}$$

Dans nos calculs, nous allons vérifier si l'introduction des variations de la limite d'élasticité, en fonction de la température et de la vitesse de déformation, permet d'obtenir un décalage de température de transition analogue à celui des résultats expérimentaux.

C.IV.5.2) Application du modèle

La formulation du modèle RKR est donnée par l'équation (54); elle est valable et identique dans toutes les conditions de température et de vitesse de déformation.

De plus, nous avons supposé n (donc N) constant.

L'utilisation d'échelles logarithmiques permet d'obtenir le coefficient d'écrouissage :

$$\log K_{IC} = C^{\underline{ste}} - \left(\frac{N-1}{2}\right) \cdot \log \sigma_y$$

$\frac{N-1}{2}$ représente le coefficient directeur de cette droite.

Les différentes figures (66 a-b-c) retracent des comportements identiques et linéaires pour des points expérimentaux faisant partie de la zone de transition. Les points correspondant aux plateaux fragiles ne s'alignent pas avec les autres.

Nous rejoignons par ce tracé de courbes ($K_{IC} = f(\sigma_y)$ ou $\log K_{IC} = f(\log \sigma_y)$) les travaux de DAHL [107] et surtout la notion de courbe maîtresse établie par KLEPACZKO et PLUVINAGE [108]. Ils se sont basés sur une correspondance vitesse de déformation-vitesse de chargement telle que :

$$T^{*} = T \cdot \mathrm{Log}\ \frac{A}{\dot{\varepsilon}} = T \cdot \mathrm{Log}\ \frac{B}{\dot{K}}$$

où A est le facteur de fréquence

B est une constante

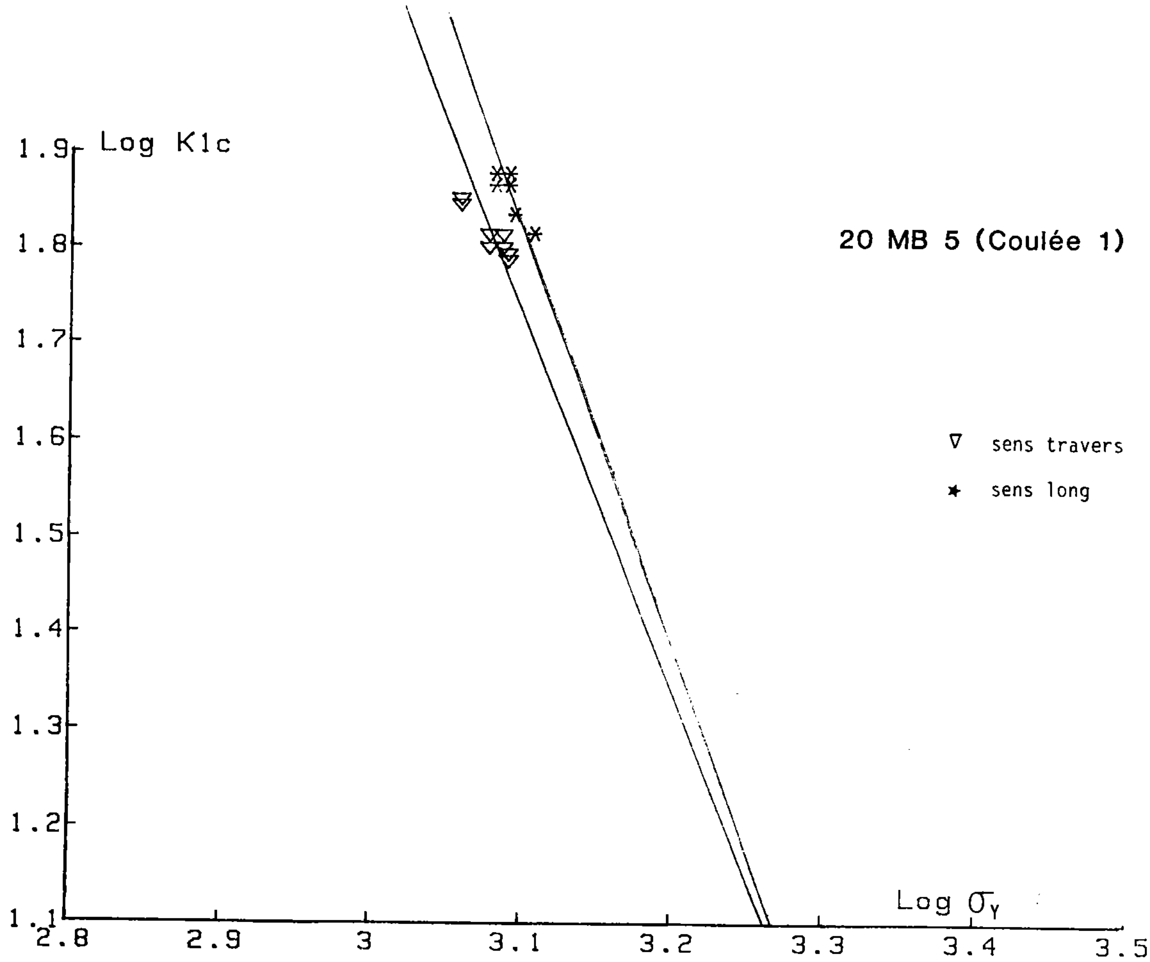
T^{*} est appelée la température modifiée

Le tableau 33 indique chaque valeur de N et n pour les différents aciers .

Dans la zone de transition, le terme $K_{IC} \cdot \sigma_y^{\frac{N-1}{2}}$ semble indépendant de la température. D'autres études faites par GARNIER [57] et par l'IRSID [70] montrent une influence importante de la vitesse de déformation (fig. 67).

L'hypothèse d'une valeur constante du coefficient d'écrouissage dans le modèle RKR n'est pas appropriée.

a)



b)

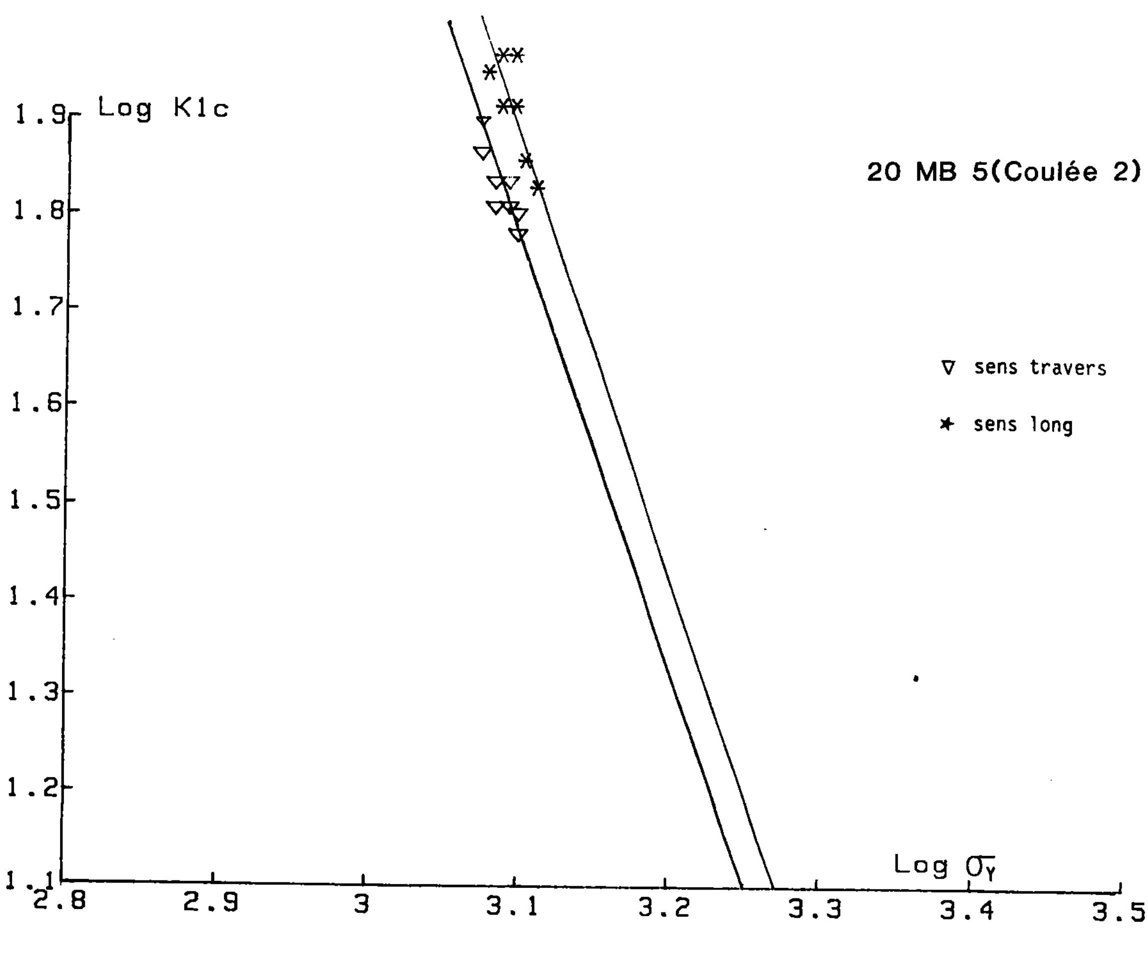
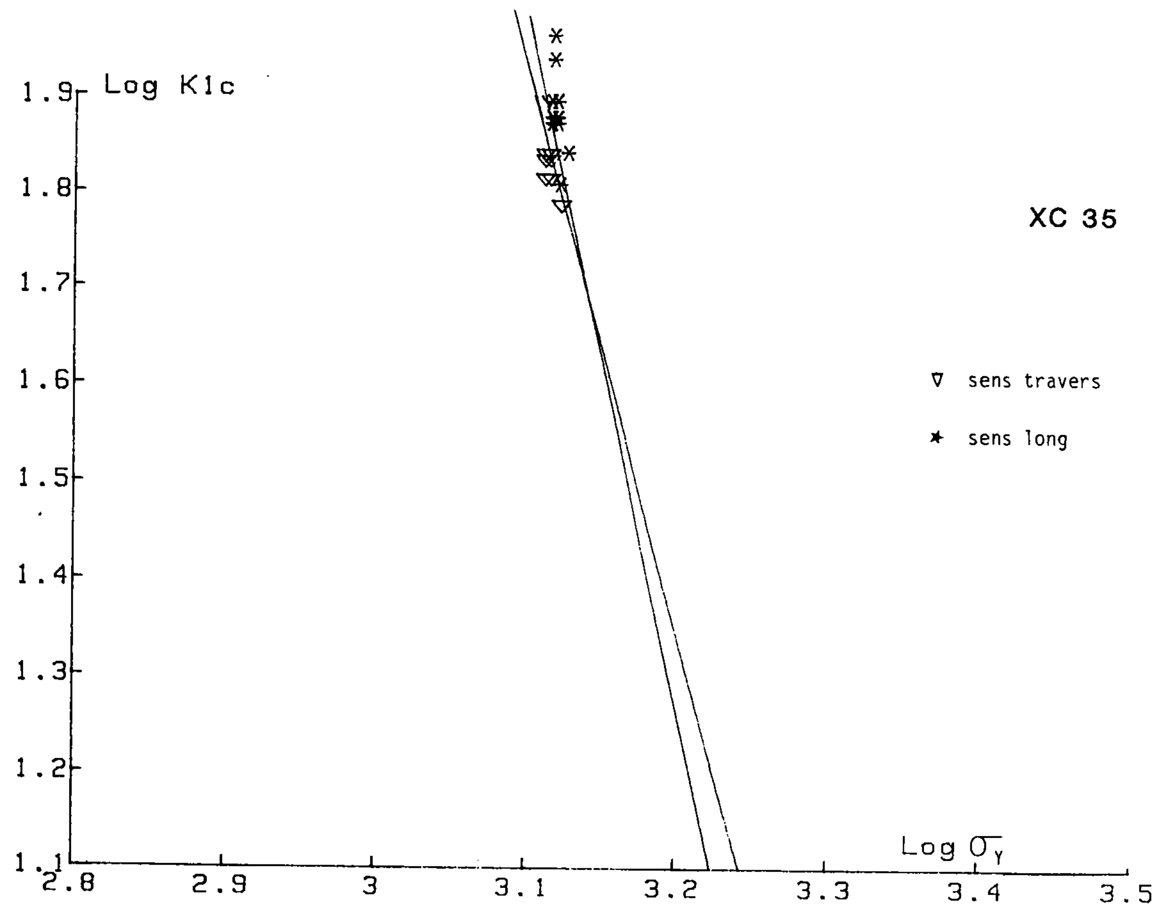


Figure 66 : Représentation des courbes $Log(K_{IC}) = f(Log\,\sigma_y)$.
a) 20MB5 coulée 1 b) 20MB5 coulée 2

c)



d)

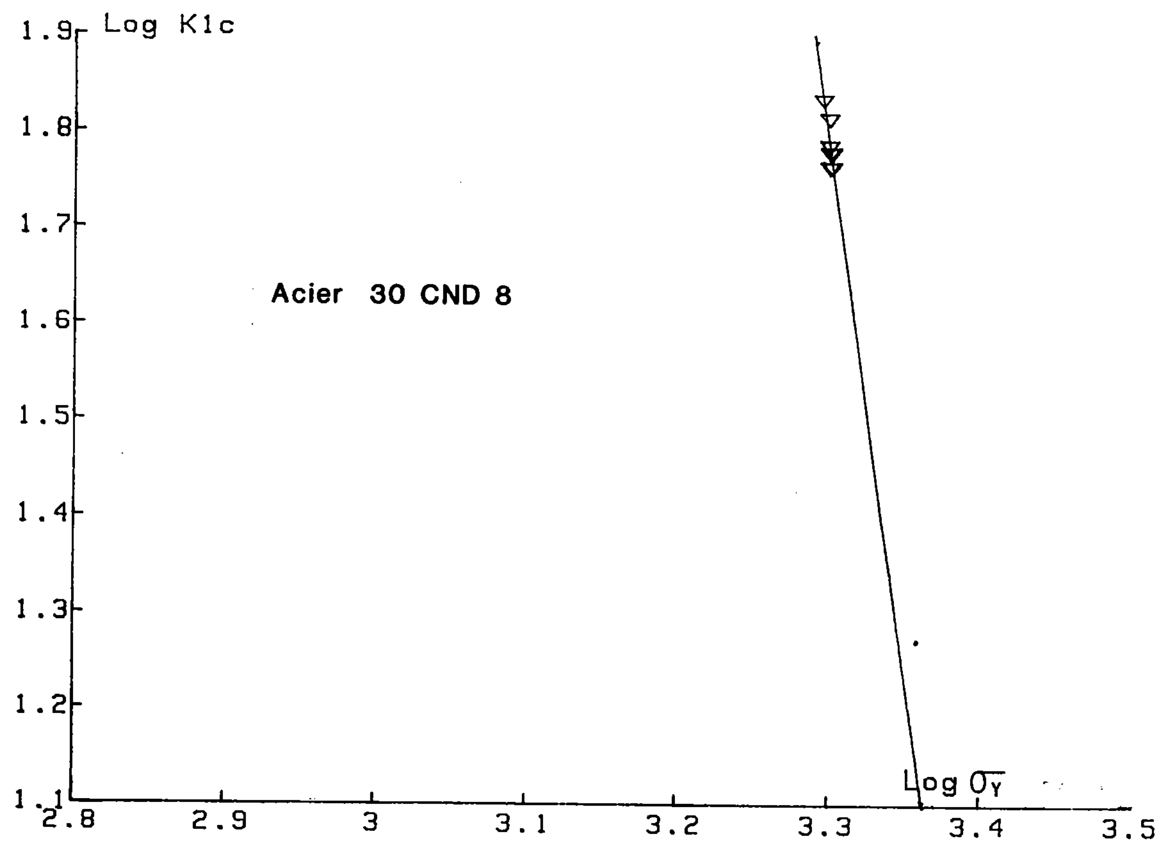
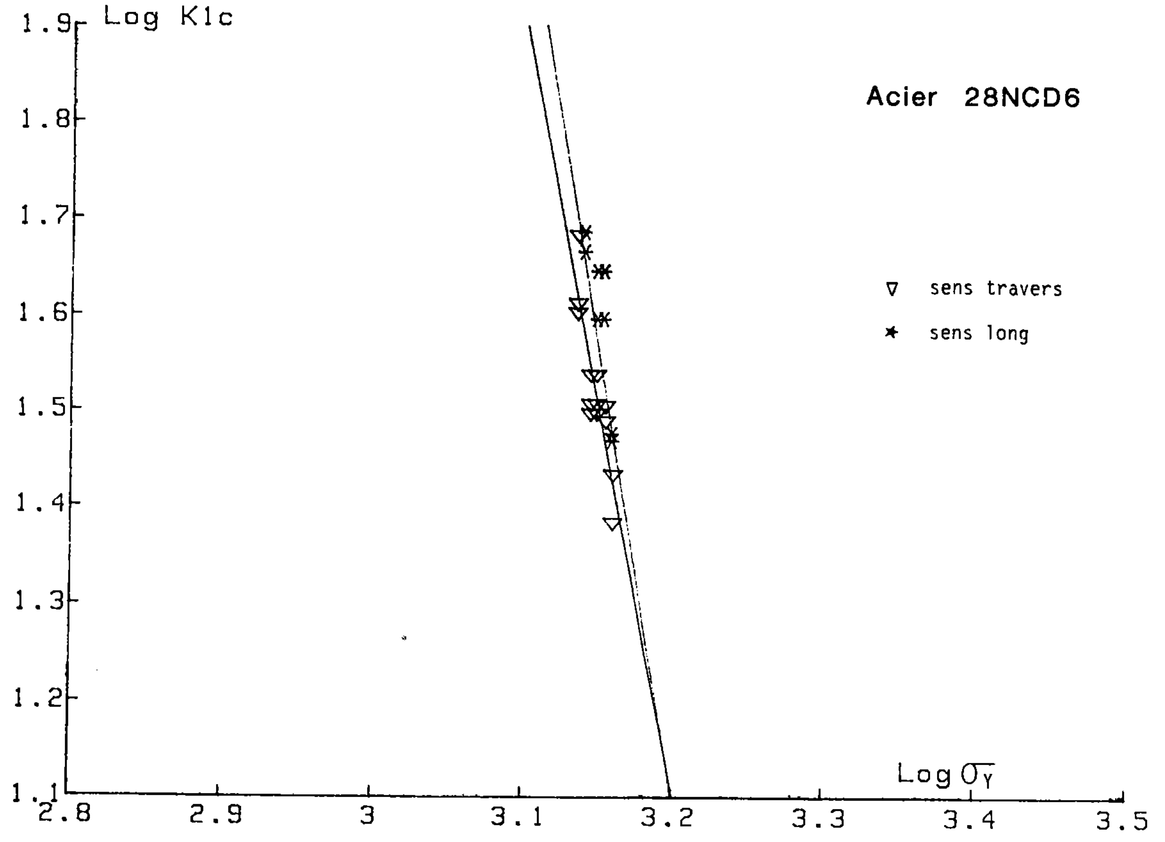


Figure 66 : Représentation des courbes $\text{Log}(K_{IC}) = f(\text{Log}\,\sigma_y)$.
c) XC 35 d) 30CND8

e)



f)

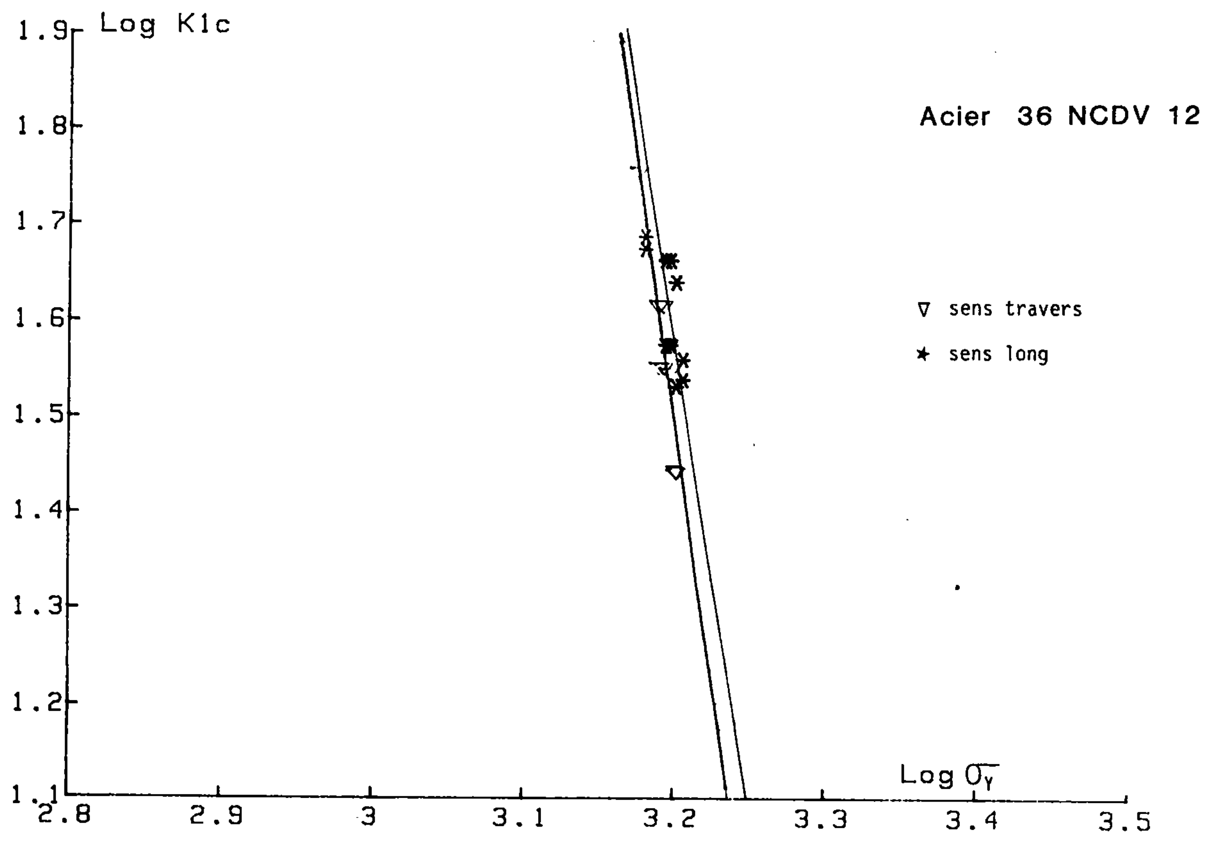


Figure 66 : Représentation des courbes $\mathrm{Log}(K_{IC}) = f(\mathrm{Log}\ \sigma_y)$.
e) 28NCD6 f) 36NCDV12

$\dot{\varepsilon}$ / Aciers	$10^3\ s^{-1}$	
	N	n
28NCD6 (L)	19,22	0,05
28NCD6 (T)	17,04	0,059
30CND8	23	0,043
36NCDV12 (L)	21,4	0,047
36NCDV12 (T)	22,8	0,044
XC35 (L)	15,22	0,066
XC35 (T)	12,6	0,08
20MB5 (1L)	10,26	0,10
20MB5 (1T)	8,96	0,11
20MB5 (2L)	8,6	0,12
20MB5 (2T)	8,5	0,12

Tableau 33 : Valeurs des coefficients N et n pour les différents aciers

C.IV.5.3) Application aux courbes de transition de ténacité

Nous avons vu précédemment que la formulation du critère de RITCHIE, KNOTT et RICE était indépendante de la température; nous pouvons donc écrire :

$$K_{IC} \cdot \sigma_y^{\frac{N-1}{2}} = K_{IC}^{o} \cdot \sigma_y^{o\,\frac{N-1}{2}} = \text{Constante} \qquad (55)$$

où K_{IC}^{o} est la ténacité à 0 Kelvin.

L'équation (55) peut s'écrire :

$$K_{IC} = K_{IC}^{o} \cdot \left(\frac{\sigma_y}{\sigma_y^{o}} \right)^{\frac{1-N}{2}} \qquad (56)$$

soit, en introduisant la modélisation de la limite d'élasticité (51):

$$K_{IC} = K_{IC}^{o} \cdot \left(\frac{\sigma\mu + (\sigma_y^{o} - \sigma\mu) \cdot e^{-\alpha \cdot T \cdot \mathrm{Log}\, \frac{A}{\dot{\varepsilon}}}}{\sigma_y^{o}} \right)^{\frac{1-N}{2}} \qquad (57)$$

Le lissage des points expérimentaux de ténacité à l'aide de l'équation (57) permet de calculer K_{IC}^{o} dont les valeurs sont portées dans le tableau 34.

Nous avons utilisé pour les calculs les valeurs de $10^8\ s^{-1}$ pour le facteur de fréquence A (valeur donnée par la théorie des dislocations) et de 0,12 pour le coefficient d'écrouissage. Les valeurs de K_{IC}^{o} ont été déterminées à l'aide des points expérimentaux obtenus à $\dot{K} = 10^6$ MPa$\sqrt{m}$/s.

Les courbes obtenues (fig. 62) nous permettent de faire les constatations suivantes :

- d'une manière générale, le critère appliqué semble s'adapter plus ou moins bien aux résultats expérimentaux; quelques divergences sont à noter suivant les aciers.
- dans le cas des aciers 20MB5 et XC 35, qu'ils soient à

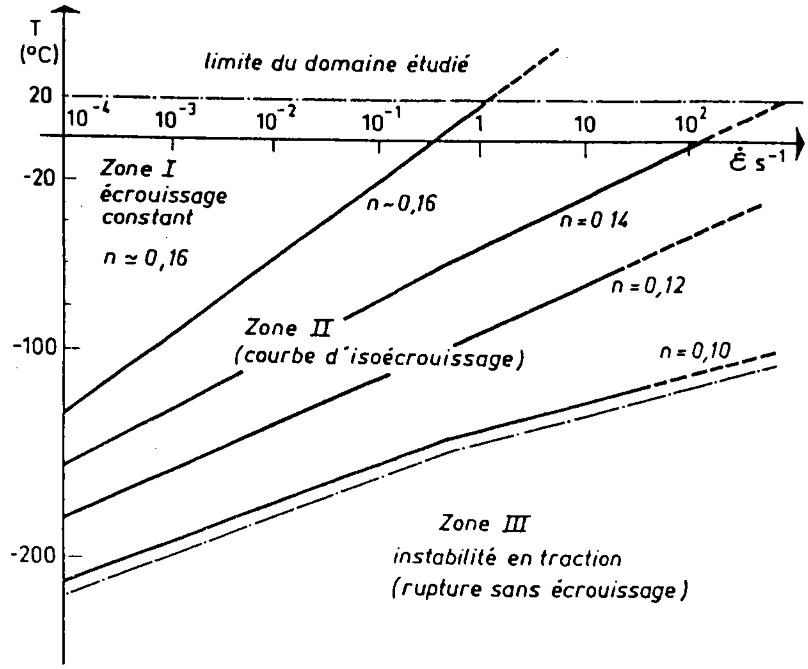


Figure 67 : Influence de la température et de la vitesse de déformation sur le coefficient d'écrouissage n d'après l'IRSID.

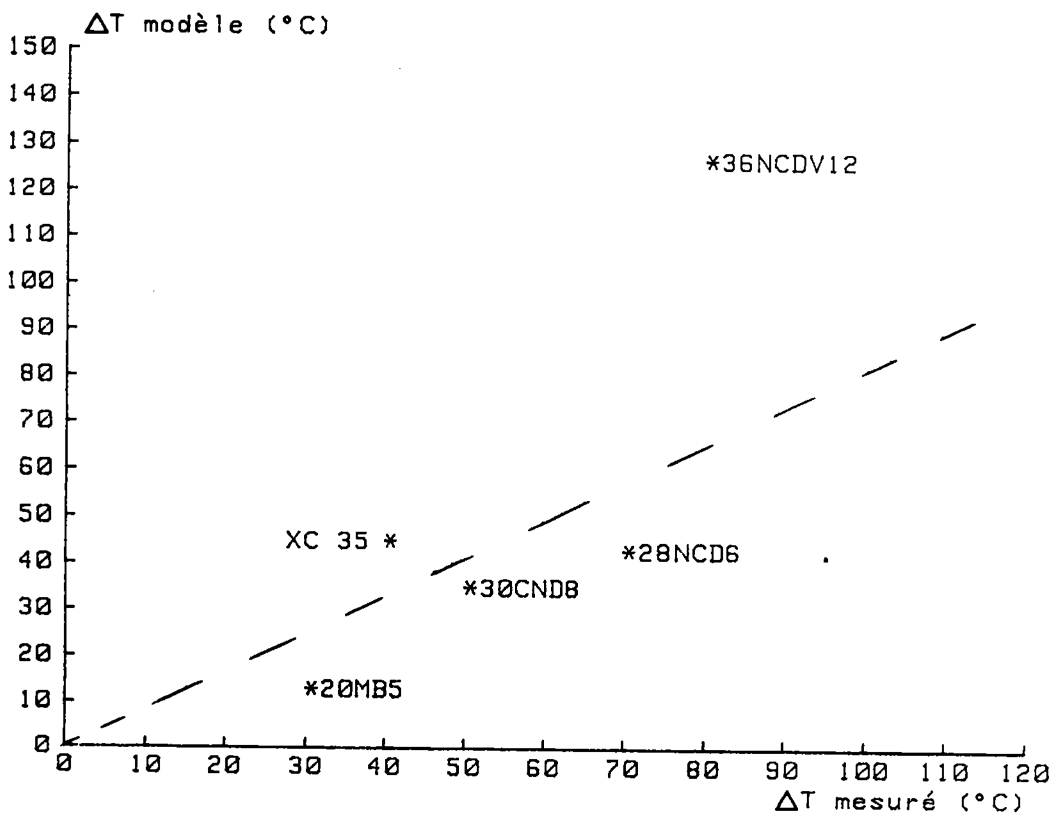


Figure 68 : Décalage de la température de transition calculé par le modèle en fonction du décalage expérimental.

Aciers		Valeur de ténacité à 0 K K^{o}_{IC} (MPa m)
20MB5 non traité (coulée 1)	L	15,8
	T	15,5
20MB5 non traité (coulée 2)	L	-
	T	-
XC 35 non traité	L	15
	T	15,5
20MB5 traité (coulée 1)	L	16,6
	T	14
20MB5 traité (coulée 2)	L	24,1
	T	20,8
XC 35 traité	L	33,3
	T	30,4
36NCDV12	L	28,9
	T	25,3
28NCD6	L	20,9
	T	18,8
30CND8		47,6

Tableau 34 : Valeurs des facteurs d'intensité de contrainte à 0 Kelvin, pour chaque acier l'état recuit ou à l'état traité, les zones de transition de rupture semblent bien décrites par le modèle RKR; les plateaux fragiles sont par contre sous-estimés par les calculs théoriques et les valeurs seuil ne sont pas représentées par le modèle.

- pour l'acier 36NCDV12, l'application du modèle RKR semble correcte en ce qui concerne les essais CHARPY. Pour les essais en barres d'HOPKINSON, le modèle ne représente pas transition de rupture; il en est de même pour l'acier 28NCD6 dont les valeurs expérimentales à $\dot{K} = 4 \cdot 10^5 MPa\sqrt{m}/s$ sont supérieures aux valeurs théoriques.

- pour l'acier 30CND8, le modèle retrace avec exactitude la zone fragile (jusqu'à 400 Kelvin) mais ne marque pas la transition de rupture.

Malgré l'écart entre les courbes théoriques et les points expérimentaux, nous avons essayé de voir si le décalage de température de transition était conservé par le modèle. Pour cela nous avons calculé un ΔT théorique au niveau conventionnel de 70 $MPa\sqrt{m}$; nous avons alors tracé la courbe $\Delta T_{modèle} = f(\Delta T_{mesuré})$ (fig. 68).

La courbe obtenue sur la figure 68 ne nous permet pas dire que le modèle RKR représente complètement le décalage de température de transition. L'acier 36NCDV12 fait exception; les prévisions du modèle ne concordent pas avec les résultats de l'expérience.

En résumé, les zones de transition de ténacité bien décrites par le modèle RKR correspondent aux aciers auxquels nous avons pu appliquer la loi de BARSOM. L'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales pourrait provenir d'au moins deux phénomènes :

- la variation du coefficient d'écrouissage avec la vitesse de déformation et la température comme le laisse supposer la figure 67.

- la variation de la température à la pointe de fissure

C.IV.5.3.1) Variation de température en pointe de fissure

Les déformations plastiques existantes à la pointe de fissure lors du chargement sont transformées, soit en chaleur pour une part importante, soit en énergie de distorsion du réseau.

RICE [109] a étudié l'échauffement dans la zone plastique; dans le cas des déformations planes, l'élévation maximale de température est donnée par :

$$T_r = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{(2+\pi)} \cdot \frac{(1-\lambda^2)\cdot K_{max}^2}{E\cdot \rho ckt} \tag{58}$$

$$T_r = \frac{0,155\cdot(1-\lambda^2)\cdot K_{max}^2}{E\cdot \sqrt{\rho ckt}}$$

où c est la chaleur spécifique du matériau, k le coefficient de conductibilité thermique, ρ la densité.

GARNIER [57] a effectué les calculs correspondant à ses aciers et il en a conclu que la correction apportée était insuffisante pour compenser les écarts de ténacité.

Un calcul analogue nous a permis de faire les mêmes constatations sur nos aciers.

Chapître D

CONCLUSION

D. CONCLUSION

Le présent mémoire constitue une contribution à l'étude de l'évolution des propriétés dynamiques mécaniques de divers aciers, telles que la limite d'élasticité et la ténacité, nécessaire pour une conception optimisée des matériels.

Nos travaux ont été réalisés selon deux axes :

- une étude expérimentale qui a permis de définir les variations de la ténacité en fonction de la température sur un mouton CHARPY instrumenté et sur un montage en barres d'HOPKINSON : cette évolution de la transition de ténacité quand la vitesse d'augmentation du facteur d'intensité de contrainte passe de $4 \cdot 10^5$ MPa$\sqrt{m}$/s (CHARPY) à 10^6 MPa$\sqrt{m}$/s (HOPKINSON), a été déterminée pour cinq types d'aciers; de plus, l'étude de la loi de comportement $\sigma_y = f(T)$ en fonction de la vitesse de déformation a été réalisée afin de pouvoir effectuer les calculs théoriques;

- une partie théorique, dans laquelle nous nous sommes efforcés de modéliser le phénomène de rupture par un critère local de rupture (RITCHIE, KNOTT, RICE) : cette modélisation n'a pu s'effectuer que par l'admission des hypothèses suivantes :

  - la distribution des contraintes en fond de fissure est régie par un modèle du type HUTCHINSON, RICE et ROSENGREEN ;

  - la contrainte critique de clivage est indépendante de la vitesse de déformation ;

  - le coefficient d'écrouissage est indépendant de la température et de la vitesse de déformation ;

  - le matériau obéit à une loi du type NORTON-HOFF ;

  - la modification de la loi de comportement dans le domaine de l'écoulement plastique, est un processus thermiquement activé, tenant compte de la dualité température-vitesse de déformation.

Nous avons alors pu montrer que :

- d'un point de vue purement expérimental, il n'y a pas de différence de ténacité ni de limite élastique entre les deux coulées d'acier 20MB5, que ce soit lors des essais "CHARPY" ou lors des essais "HOPKINSON" ;

- les valeurs de ténacité "CHARPY" sont en général supérieures aux valeurs de ténacité "HOPKINSON" de 10% à 25%, selon l'acier, pour une température de 300 KELVIN à l'exception de l'acier 30CND8 qui présenterait plutôt le phénomène inverse ;

- l'importance du sens de prélèvement des éprouvettes est nettement mise en évidence sur les courbes de ténacité et de résilience pour les aciers 20MB5 et XC 35.

L'utilisation conjointe des deux dispositifs (mouton CHARPY et barres d'HOPKINSON) n'est donc pas indispensable pour la caractérisation dynamique de nos matériaux. Le choix du mode d'essai devra donc être dicté par les sollicitations réelles des pièces en service.

Pour des températures comprises entre -196°C et +70°C, et des vitesses de déformation de $5 \cdot 10^{-4}$ s^{-1} à $2 \cdot 10^{3}$ s^{-1}, la variation de la limite d'élasticité est un phénomène thermiquement activé, où l'effet conjugué de la température et de la vitesse de déformation se traduit par une relation du type :

$$\sigma_y = \sigma_\mu + (\sigma_y^0 - \sigma_\mu) \cdot e^{-\alpha \cdot T \cdot \mathrm{Log}(A/\dot{\varepsilon})}$$

L'utilisation du critère RKR est sujette à caution pour nos conditions d'essais c'est à dire en dynamique et avec un faible écart de vitesse d'augmentation du facteur d'intensité de contrainte: tous nos calculs ont eu pour point de départ les essais réalisés à 10^6 MPa$\sqrt{m}$/s. Nous constatons donc un bon accord entre la théorie et l'expérience, pour ces essais, mais un écart (parfois important) existe lors de l'application aux essais à $\dot{K} = 4 \cdot 10^5$ MPa$\sqrt{m}$/s. Ceci semble signifier qu'une modification du processus de rupture intervient entre les deux vitesses d'augmentation du facteur d'intensité de contrainte. Il est cependant à noter que nos aciers à faible limite élastique (20MB5 recuit et XC35 recuit) sont ceux pour lesquels le critère RKR s'applique le mieux.

Il est possible de supposer l'existence de frottements qui modifieraient le processus de rupture lors de rupture à grande vitesse ($\dot{K} = 10^6$ MPa$\sqrt{m}$/s), hypothèse confirmées par les valeurs trouvées pour le facteur de fréquence A, bien différentes de celle fournie par la théorie des dislocations.

Il serait intéressant, à notre avis, d'aborder à présent les phénomènes de rupture dynamique en deux temps :

- à l'aide de critères probabilistiques de rupture;
- en mode mixte et non plus uniquement en mode I.

[1] HOPKINSON J. "A method of measuring the pressure in the deformation of high explosives by the impact of bullets." Phil.Trans.Roy.Soc., London, series A, Vol.2 13 (1914), pp. 437-452.

[2] KOLSKY H. "An investigation of mechanical properties at high rates of loading." Proc.Phys.Soc., Vol.62, 1949, pp. 676-700.

[3] KOLSKY H. "Stress waves in solids." Oxford University Press, London 1953. Douvres, New-York 1963.

[4] WASLEY R.J. "Propagation of elastic stress disturbance in deformable solids". Report U.C.R.L. 14616, 1965. University of California, Lawrence Livermore Labor.

[5] JOHNSON W. "Impact strength of materials." Edward Arnold, Bristol, 1972.

[6] CLIFTON R.J. "Plastic waves. Theory and Experiment." Mechanics today, Vol.1, pp. 102-167, 1974.

[7] DUFFY J. "Dynamic plasticity". Lecture à l'ENSM, Université de NANTES, Avril 1978.

[8] POCHAMMER L. J.Reine Angew. Math., 81, p. 324, 1876.

[9] CHREE C.
- Trans.Camb.Phil.Soc., 14, p. 250, 1889.
- Quart.J. Pure and Appl.Math., 23, p. 335, 1889.

[10] DAVIES R.M.
- Phil. Trans., A240, p. 375, 1948.
- Surveys in mechanics, Camb. Univ. Press, p. 64, 1956.

[11] RAYLEIGH J.W.S.
- London Math. Soc. Proc., 17, 1887.
- "Theory of sound", Dover Reprint, 1894.
- Phil. Mag., Serie 6, Vol.11, p. 283, 1906

[12] SKALAK R. Journal Applied Mechanics, Vol.24, p. 59, 1957.

[13] YEUNG WE KONG Y.C.T., PARSONS B., COLE B.N. — "The dispersive behaviour of a HOPKINSON pressure bar in material property tests" Proced of the conference on mech. properties of mat. at high rates of strain, Oxford, pp. 33 - 47, Avril 1974.

[14] DONNELL L.H. — "Longitudinal wave transmission and impact." Trans. Am. Soc. Mech. Eng., Vol. 52, pp. 153 - 167, 1930.

[15] TAYLOR G.I. — "The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress : theoritical considerations." Proc. R. Soc., A194, p. 289, 1948.

[16] TAYLOR G.I. — "The plastic wire extended by an impact load." Mechanics of solids, Vol. 1, Univ. Press Cambridge, pp. 467 - 479, 1958.

[17] RAKHMATULIN K.A. — "La propagation d'une onde de dêcharge." Prikl. Mat. Mekh., Vol. 12, pp. 261 - 280, 1948.

[18] KARMAN Th., DUWEZ P. — Journal Appl. Phys., Vol. 21, pp. 987 - 994, 1950.

[19] CLIFTON R.J. — "Plastic wave theory... supported by experiments?" Conference on the mechanical properties of materials at high rates of strain, Oxford, Mars 1979, Inst. Phys. Conf. Ser. N°47, pp. 174 - 186.

[20] MALVERN L.E. — "Plastic wave propagation in a bar of material exhibiting a strain-rate effect" Q. Appl. Math., Vol. 12, pp. 405 - 411, 1951.

[21] SOKOLOVSKY V.V. — "Propagation des ondes êlastiques-viscoplastiques dans les barres." Prikl. Mat. Mekh., Vol. 12, pp. 261 - 280, 1948.

[22] CRISTESCU N. "Some problems of the mechanics of extensible strings."
Intern. Journ. Solids Structures, Vol. 8, pp. 511 - 531, 1972.

[23] LUBLINER J. "A generalised theory of strain rate dependant plastic wave propagation in bars."
Jour. Mech. Phys. Solids, Vol. 12, pp. 59 - 65, 1964.

[24] CAMPBELL J.D., DOWLING A.R. "The behaviour of materials subjected to dynamic incremental shear loading."
Journ. Mech. Phys. Solids, Vol. 18, pp. 43 - 63, 1970.

[25] KLEPACZKO J. "Some experimental investigations of elastic-plastic waves in bars."
Proc. Int. Symp. on Foundations of Plasticity. VARSOVIE, 1972.

[26] YEW C.H., RICHARDSON H.A.Jr "The strain rate effect and the incremental plastic wave in copper."
Proc. Soc. Exp. Stress Anal., Vol. 26, pp. 366 - 373, 1969.

[27] BELL J.F. "The dynamic plasticity of non symetrical free-flight collision impacts."
Intern. Journ. Mech. Engineering Sciences Vol. 11, pp. 633 - 657, 1969.

[28] SERVER W.L. "Dynamic fracture toughness determined from instrumented pre-cracked CHARPY tests."
Technical Report TR 73-27, Août 1972, Université de Californie.

[29] BELCHER W.P.A., DRUCE S.G. "The fracture toughness of A533B Class 1 and A508 Class 3 steels at 290°C."
Metallurgy Division, AERE Harwell R-10267, Mars 1982.

[30] BILEK Z., BURNS S.J. "The dependance of the fracture toughness of mild steel on temperature and crack velocity."
US Atomic Energy Commission, Technical Report N°42, Octobre 1971.

[31] KOBAYASHI T., TAKAI K., MANIWA H. — "Transition behaviour and evaluation of fracture toughness in CHARPY impact tests" Trans. Iron and Steel Institute of Japan, Vol. 7, pp. 115 - 125, 1967.

[32] BERGSTROM Y., SANDSTROM R. — "Relationship between CHARPY-V transition temperature in mild steel and various material parameters." Metal Science, Vol. 18, pp. 177 - 186, Avril 1984.

[33] SANZ G., MARANDET B. — "Evaluation de la ténacité à partir d'essais mécaniques simples." Rapport IRSID P292, Janvier 1977, présenté aux journées d'etudes GAMI, PARIS 1 - 3 Juin 1977.

[34] BOUHELIER C., MAREZ Y., COURCOT — "Mécanique linéaire de la rupture. Détermination du facteur d'intensité de contrainte par une méthode dynamique." Rapport CETIM N°4, Avril 1978.

[35] BLUMENAUER H. — "Determination of fracture mechanics characteristics using the instrumented CHARPY test." Congress on materials test (BUDAPEST), N° 10,Vol. 1, pp. 17 - 22, 1978.

[36] FEARNEHOUGH G.D., HOY C.J. — "Mecanism of deformation and fracture in the CHARPY test as revealed by dynamic recording of impact loads." Journ. of the Iron and Steel Institute, Vol. 202, pp. 912 - 920, 1964.

[37] MATHY H., GREDAY T. — "Relation entre les caractéristiques microstructurales et la résilience des aciers de construction métallique." Revue de Métallurgie, Mars 1977, pp. 169 - 186.

[38] SCHMIDTMAN E., MALL H.P. — "Emploi d'une nouvelle méthode d'évaluation de l'aptitude à la rupture fragile des aciers par l'essai de résilience." Stahl und Eisen N° 6 (1969), pp. 304-320, (traduction C.D.S.).

[39] IRELAND D.R. — "Procedures and problems associated with reliable control of instrumented impact test." ASTM STP 563 (1974), pp. 3 - 29.

[40] IRELAND D.R. "Comments on EPRI instrumented impact test procedures." ETI Technical Report 75-37, Effects Technology Inc., 1975.

[41] STAHLKOPK K.E., SMITH R.E., SERVER W.L., WULLAERT R.A. "Preleminary results of a program for developping fracture toughness data on ferritic nuclear pressure vessel steels." Cracks and Fracture, ASTM STP 601, pp. 291 - 311, 1976.

[42] REVISE G. "Influence des paramètres dimensionnels du mouton pendule." Bulletin BNM N° 47, Janvier 1982.

[43] TURNER C.E. "Dynamic fracture toughness measurements by instrumented impact testing." Advanced Seminar on Fracture Mechanics, ISPRA , 1975.

[44] KALTHOFF J.F., WINKLER S., KLEMM W., BEINERT J. Proceedings 5th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology, BERLIN 1979, G 4/5.

[45] KRISCH A. Arch. Eisenhüttenwesen, Vol. 43, pp. 901 - 905, 1972

[46] KALTHOFF J.F., BOHME W. "The behavior of notched bend specimens in impact testing." International Journal of Fracture, Vol. 20 pp. 139 - 143, 1982.

[47] RUIZ C., MINES R.A.W., CORRAN R.S.J. "Impact loading of notched bars." SPIE Vol. 348, High Speed Photography, SAN DIEGO 1982, pp. 131 - 136.

[48] RUIZ C., MINES R.A.W., CORRAN R.S.J. "Elastic impact loading of notched beams and bars." International Journal of Fracture, pp. 129 - 144, 1983.

[49] KNOTT J.F. "Fundamentals of fracture mechanics." Butterworths, London, 1973.

[50] LINDHOLM U.S. — "Some experiments with the split HOPKINSON pressure bar." Journal Mech. Phys. Solids, Vol. 12, pp. 317 - 335, 1964.

[51] LINDHOLM U.S., YEAKLEY L.M. — "High strain rate testing : tension and compression." Exp. Mech., Vol. 8, pp. 1 - 9, 1968.

[52] JAHSMAN W.E., BHUSHAN B. — "Measurement of dynamic material behavior under nearly uniaxial strain conditions." International Journal Solids Structures, Vol. 14, pp. 739 - 753, 1978.

[53] BILEK Z., BUCHAR J. — "On the use of KOLSKY bar technique for dislocation damping evaluation." Scripta Metallurgica, Vol. 14, pp. 89 - 92, 1980.

[54] COSTIN L.S., DUFFY J., FREUND L.D. — "Fracture initiation in metals under stress wave loading conditions." Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627.

[55] KLEPACZKO J.R., ANDRZEJEWSKI A., PLUVINAGE G. — "Experimental determination of high loading rate effects on fracture toughness of aluminium alloys." Proc. Int. Conf. on Analytical and Experimental Fracture Mechanics, ROME, 23-27 Juin 1980.

[56] DAMBRINE B., LIPINSKI P., PLUVINAGE G. — "Mesure de la ténacité en dynamique d'aciers pour rails." Mémoires et Etudes Scientifiques, Revue de Métallurgie, pp. 329 - 346, Août 1982.

[57] GARNIER V. — "Etude de la ténacité et du comportement de quatre aciers sous différentes conditions de température et de vitesse de déformation." Thèse de Docteur-Ingénieur, INPL, Septembre 1984.

[58] CORRAN R.S.J., RUIZ C., HARDING J., BENITEZ F.G., NOJIMA T. — "Towards the development of a dynamic fracture initiation test." Application of Fracture Mechanics to Materials and Structures, pp. 443 - 454; 1984.

[59] KLEPACZKO J. "The modified Split HOPKINSON Bar". Mechanika Teoretyczna i Stosowana, Vol. 9, p. 471, 1971.

[60] SIH G.C., EMBLEY G.T. "Response of a penny shaped crack to impact waves". Proceedings of 12 Midwestern Mechanics Conference, 6, p. 473, 1981.

[61] PENSER T., GROSS D. "Stress intensity factors of plane dynamic problems". Report Technische Hochschule, DARMSTADT, 1981.

[62] VARDAR O., FINNIE I. "The prediction of fracture in brittle solids subjected to very short duration tensile stresses". Intern. Journal of Fracture, Vol. 13, N° 2, pp. 115 - 131, 1977.

[63] SIH G.C., EMBLEY G.T., RAVERA R.J. International Journal Solids Structures, Vol. 8, p. 977, 1972.

[64] KALTHOFF J.F., SHOCKEY D.A. "Instability of cracks under impulse loads". Journal Appl. Phys. Sol., Vol. 48, pp. 986 - 993, 1977.

[65] DAVIES E.D.H., HUNTER S.C. Journal Mech. Phys. Solids, Vol. 11, p. 155, 1963.

[66] KLEPACZKO J.R. "Discussion of a new experimental method in measuring fracture toughness initiation at high loading rates by stress waves". Journ. of Engineering Mat. and Technology, Vol. 104, pp. 29 - 35, 1982.

[67] YEUNG WYE KONG Y.C.T., PARSONS B., COLE B.N. "The dispersive behaviour of a HOPKINSON pressure bar in material property tests". Institute of Physics Conference, Serie N° 21, pp. 33 - 47.

[68] DUFFY J., COSTIN L.S., SERVER W.L. "Dynamic fracture initiation : a comparison of two experimental methods". Journal Eng. Mat. and Techn., N° 2, Vol. 101, pp. 168 - 172, Avril 1979.

[69] BILEK Z., BUCHAR J., HOLZMANN M. "The influence of microstructure and temperature on static and dynamic fracture initiation in heat resistant steel". ICM 4, Vol. 83, pp. 1111 - 1116, 1982.

[70] PLUVINAGE G., MARANDET B. "Influence de la vitesse de chargement sur la ténacité à rupture d'un acier SA 508 Cl.3 dans le domaine de transition" Rapport D.G.R.S.T., décision d'aide 81-P-0721, Avril 1984.

[71] SERVER W.L. "Impact three- points bend testing for notched and precracked specimens". Journal of Testing and Evaluation, Vol. 6, pp. 29 - 34, 1978.

[72] Mc CLINTOCK F.A. "A criterion for ductile fracture by the growth of holes". ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol. 35, pp. 363 - 371, 1968.

[73] RICE J.R., TRACEY D.M. "On the enlargement of voids in triaxial stress fields". Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 17, pp. 206 - 217, 1969.

[74] HOLZMANN M., MAN J., BILEK Z. "Reference fracture toughness curves for structural and turbine steels". Intern. Journal Press. Ves. Piping, Vol. 8, pp. 451 - 459, 1980.

[75] KLEPACZKO J.R. "Application of the Split HOPKINSON Pressure Bar to fracture dynamics". Physics Conference Ser. N° 47, LONDRES.

[76] BILEK Z., BUCHAR J., KNESL Z. "The influence of steel microstructure on dynamic fracture toughness". Proceedings of the 4th European Conference on Fracture, LEOBEN (Autriche), Vol. 1, pp. 280 - 287, Sept. 1982.

[77] RITCHIE R.O., KNOTT J.F., RICE J.R. "On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel". Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 21, 1973, pp. 395 - 410.

[78] RINTAMAA R., WALLIN K., RANKA K., TALJA H. — "A new instrumented impact tester design reducing specimen oscillations". Proc. Int. Conf. on Dynamical Mechanical Properties and Fracture Dynamics of Engineering Materials, VALTICE (Tchécosl.), Juin 1983.

[79] TALJA H., RINTAMAA R., RANKA K., WALLIN K., IKONEN K. — "Instrumented Impact Testing Machine with reduced specimen oscillation effects". Rapport NASA , WASHINGTON, RPT VTT-290, Juillet 1984.

[80] KALTHOFF J.F., WINKLER S., BOHME W., SHOCKEY D.A. — "Mechanical response of crack to impact loading". Proc. Int. Conf. on dynamical mechanical properties and fracture dynamics of engineering materials, VALTICE, Juin 1983.

[81] KALTHOFF J.F. — "Time effects and their influences on test procedures for measuring dynamic material strength values".

[82] KALTHOFF J.F., WINKLER S., BOHME W., KLEMM W. — "Determination of the dynamic fracture toughness K_{Id} in impact tests by means of response curves". Fracture 81, Vol. 8207-72-0004, pp. 363 - 373.

[83] KALTHOFF J.F., WINKLER S., BOHME W. — "A novel procedure for measuring the impact fracture toughness K_{Id} with precracked CHARPY specimens". Proc. Int. Conf. on the mechanical and physical behaviour of materials under dynamic loading, DYMAT 85, PARIS, 02/05 Sept. 1985.

[84] KALTHOFF J.F., WINKLER S., BEINERT J. — "The influence of dynamic effects in impact testing". Int. Journal of Fracture, Vol. 13, pp. 528 - 531.

[85] LOSS J.F., HAWTHORNE J.R., GRIFFIS C.A. — "Fracture toughness of light water reactor pressure vessel materials". Naval Research Laboratory Memorandum Report 3036.

[86] MANOGG P. "Schattenoptische Messung der spezifischen Bruchenergie wärhenddes Bruchvorgangs bei Plexiglas". Proc. Intern. Conf. on the Physics of Non-crystalline Solids, DELFT (NL), pp. 481 - 490, 1964.

[87] THEOCARIS P.S. "Local yielding around a crack tip in plexiglas". Jour. Appl. Mech., Vol. 37, 1970, pp. 409 - 415.

[88] KALTHOFF J.F. "Stress intensity factor determination by caustics". Joint Conference on Experimental Mechanics, Part 1-2 (1982), Vol. 8209-72-0382, pp. 1119 - 1126.

[89] LOSS F.J. "Dynamic toughness analysis of pressure vessel steels". Third water reactor safety research information meeting, GAITHERSBURG, 01/10/1975.

[90] KALTHOFF J.F. "Instrumented for detecting the instant of which a crack begins in a mechanical strength test of a ferromagnetic metal". U.S. Patent and Trademark Office, Serie N° 06/652320, 19/09/1984.

[91] "Proposed standard method of test for instrumented impact testing of precracked CHARPY specimens of metallic materials". Draft 2d, ASTM E 24.03.03, PHILADELPHIE, 1981.

[92] DORMEVAL R., STELLY M. "Caractérisation mécanique des matériaux aux grandes vitesses de déformation". Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, Rapport CEA, R 5044, 1980.

[93] DAMBRINE B. "Etude de l'évolution de la ténacité de deux aciers sous sollicitations statiques et dynamiques". Thèse de Docteur-Ingénieur, Faculté des Sciences de METZ, 30/10/1981.

[94] KLEPACZKO J.R., MALINOWSKI Z. "Dynamicfrictionnal effects as measured from the Split HOPKINSON Pressure Bar".
- Institute of fundamental technical research, VARSOVIE.
- Proc. IUTAM Symp., TOKYO, Août 1977.

[95] GREEN A.P., HUNDY B.B. "Initial plastic yielding in notch bend test".
Journal of Mechanics and Physics of Solids, Vol. 4, pp. 128 - 144, 1956.

[96] CLISSON J., BOUSSEAU M. "Ténacité en dynamique d'aciers à haute limite d'élasticité. Influence de la microstructure".
ETCA/C.M.C.M., Note N° ETCA 85R045.

[97] PERZYNA P. Termodynamika materialow niesprezystych, pp. 119 - 154, 1978.

[98] BARSOM J.M., ROLFE S.T. "Effect of temperature and loading rate on K_{IC} and K_{Id}".
Fracture and fatigue control in structures Ed. Prentice Hall, pp. 107 - 139.

[99] MARANDET B., PHELIPPEAU G., SANZ G. "Influence of loading rate on the fracture toughness of some structural steels in the transition regime".
Communication présentée au 15ème "National Symposium on Fracture Mechanics" de l'ASTM, MARYLAND, Juillet 1982.

[100] CROSLEY P.B., RIPLING E.J. "Dynamic fracture toughness of A533 steel"
Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, pp. 525 - 534, Sept. 1969.

[101] ZENER C., HOLLOMAN J.H. "Effect of strain rate upon plastics flow of steel".
Journal of Applied Physics, Vol. 15, N° 2, pp. 22 - 32, 1944.

[102] BECKER R. Z. Tech. Phys., Vol. 7, p. 547, 1926.

[103] RYVKINA D.G., YAROSHEVICH V.D. "Thermal activation nature of plastic deformation in metals".
Soviet Physics Solid State, Vol. 12, pp. 363 - 370.

[104] HUTCHINSON J.W. "Singular behaviour at the end of a tensile crack in a hardening material". Journal Mech. Phys. Solids, Vol. 16, pp. 13 - 31, 1968.

[105] RICE J.R., ROSENGREEN G.F. "Plane strain deformation near a crck tip in a power-law hardening material". Journal Mech. Solids, Vol. 16, pp. 1 - 12, 1968.

[106] RICE J.R., JOHNSON M.A. "Inelastic behaviour of solids". Edité par KANNINEN M.F., ADLER W., ROSENFIELD A., New-York, Mc Graw-Hill, pp. 641 - 670, 1970.

[107] DAHL W. "Influence of loading rate on the fracture toughness versus temperature curve". Nuclear Engineering and Design, Vol. 84, pp. 273 - 278, 1985.

[108] KLEPACZKO J.R., PLUVINAGE G. "Fracture toughness of some structural steel at high loading rates and different temperatures". Conference DYMAT, PARIS, Sept. 1985.

[109] RICE J.R., LEVY N. "Local heating by plastic deformation at a crack tip". Physics of Strength and Plasticity, pp. 227 - 239.

[110] TVRDY M., KOULA V., HYSPECZKA L., MAZANEC K. "A mechanical metallurgy concept of dynamic fracture toughness". Intern. Conf. Czeckoslovakia, VALTICE, pp. 199 - 205, Juin 1983.