

Chapitre IV :

Dispositif expérimental :

les barres de Hopkinson

IV. Dispositif expérimental : les barres de Hopkinson

IV.1. Introduction

Les moyens expérimentaux mis en œuvre pour tester les matériaux sont très variés et souvent spécifiques à un type de sollicitation dans un domaine bien défini.

Comme nous l'avons noté au chapitre précédent, la connaissance détaillée du comportement du matériau étudié passe par des essais de plus en plus complexes. Pour étudier l'influence de la vitesse de déformation, les techniques utilisées sont multiples. Le tableau suivant [Dormeval 1980] présente quelques dispositifs avec la plage de vitesse de déformation dans laquelle ils peuvent travailler :

$\dot{\varepsilon}$ (s ⁻¹)	Type d'appareil	Difficultés expérimentales
$< 10^{-4}$	fluage	-
10^{-4} à 1	mécanique ou hydraulique	-
1 à 10^2	hydraulique ou pneumatique	résonance de l'appareil
10^2 à 5.10^3	machines à choc barres de Hopkinson	ondes parasites échauffement adiabatique
$> 5.10^3$	impact de projectiles	propagation d'ondes parasites pressions élevées échauffement
10^3 à 10^6	chocs de plaques expansion de structures par explosif	pressions élevées difficultés de mesures

Tableau IV-1: Dispositifs expérimentaux typiques

Au cours de la thèse, nous avons mis en place une barre de torsion dynamique à laquelle nous avons adjoint un dispositif de torsion quasi statique afin de réaliser des sauts de vitesse. Cette installation est décrite plus en détail au paragraphe IV.3. Ce chapitre est de présente la technique des essais de Hopkinson, essais peu coûteux permettant d'atteindre des vitesses de déformation élevées. Cette méthode repose sur la théorie de la propagation des ondes élastiques dans un matériau. Seul le cas des ondes de torsion sera abordé car la majeure partie de notre étude s'y réfère. Le dispositif de compression, d'inspiration physique analogue, est exposé en annexe.

Le nom de barres de Hopkinson est assez controversé. Il trouve son origine dans les travaux de B. Hopkinson [1914] qui donne pour la première fois la description d'un moyen expérimental permettant de déterminer l'amplitude et la durée d'une impulsion créée par un choc à l'extrémité d'un barreau à l'aide d'un pendule balistique. Il faudra attendre 1948 et l'apparition des jauges de déformation pour que Davies [1948] parvienne à relier le déplacement de l'extrémité du barreau à son état de contrainte au cours du temps. En 1949, Kolsky [1963] donne la forme actuelle au dispositif et formalise la théorie de propagation des ondes élastiques de contraintes dans les barres de Hopkinson. Grâce à ses travaux, il est possible de déterminer les contraintes de compression subies par un échantillon intercalé entre deux barres au cours de sa déformation. C'est pourquoi ce dispositif est aussi connu sous le nom de barres de Kolsky.

Ce dispositif de compression permet l'étude du comportement mécanique d'un matériau à de grandes vitesses de déformation (de l'ordre de 10^2 , 10^3 s^{-1}). Cependant des travaux menés par Pochhammer [1876] et Chree [1889] ont montré l'existence de phénomènes de dispersions dans les barres lors d'essais de compression.

Les barres de Hopkinson en torsion ont été utilisées par de nombreux auteurs [Baker et al 1966], [Lewis et al 1972], [Frantz et al 1972], [Senseny et al 1978], [Eleiche et al 1982]. Ce dispositif donne accès à des vitesses de propagation du même ordre que les barres de compression. Elles s'affranchissent des perturbations décrites par Pochhammer et Chree. Elles présentent l'avantage de contraindre les matériaux en cisaillement (le mode de sollicitation le plus pur), et d'atteindre des déformations élevées.

IV.2. Théorie des ondes de contrainte de torsion

La difficulté liée à la compréhension des phénomènes de torsion est accentuée par la mise en œuvre plus habituelle des ondes de compression (choc de plaques, essai de Taylor...). Alors

que “compression” possède “traction” pour antonyme, il est plus compliqué de décrire simplement le contraire de “torsion”.

Nous proposons de qualifier les effets de l'onde de torsion dans son propre référentiel, en utilisant le tire-bouchon de Maxwell pour orienter les angles. Nous nommons alors “onde \oplus ” une onde de torsion se propageant dans le sens du tire-bouchon de Maxwell c'est à dire dans le sens horaire quand on regarde dans la direction de propagation de l'onde. Deux ondes \oplus se propageant dans des sens différents auront rigoureusement le même effet sur l'éprouvette (*figure IV-1*).

Enfin, nous appelons “onde \ominus ” celle ayant les effets contraires.

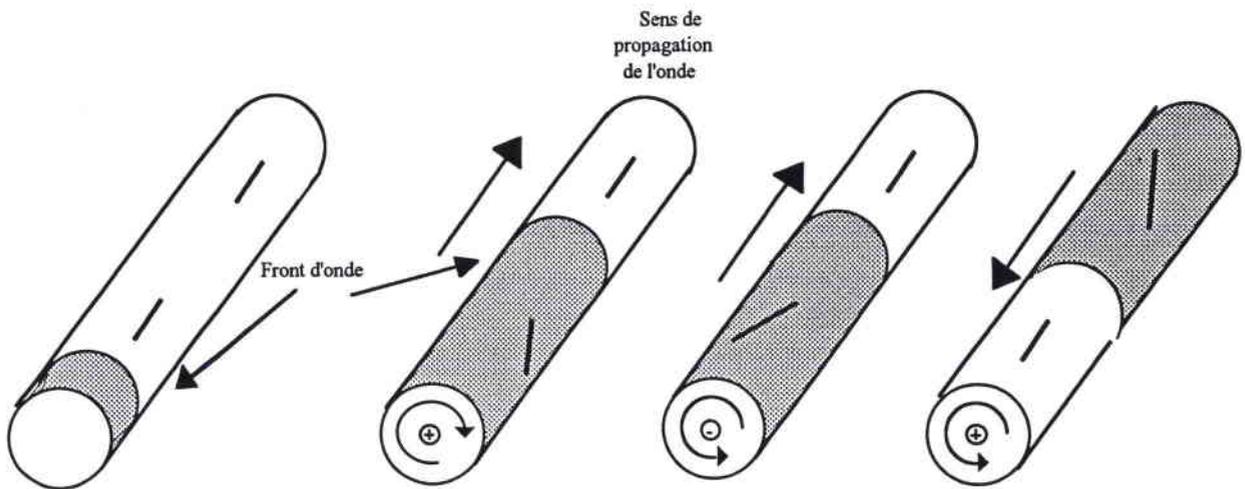


figure IV-1 : effet du passage de deux ondes \oplus et d'une onde \ominus sur un cylindre initialement au repos.

Le modèle de propagation des ondes de torsion est analogue à celui de compression [Kolsky 1963]. Nous reprenons ici les points principaux de l'approche proposée par Johnson [1972].

IV.2.1. Vitesse de propagation

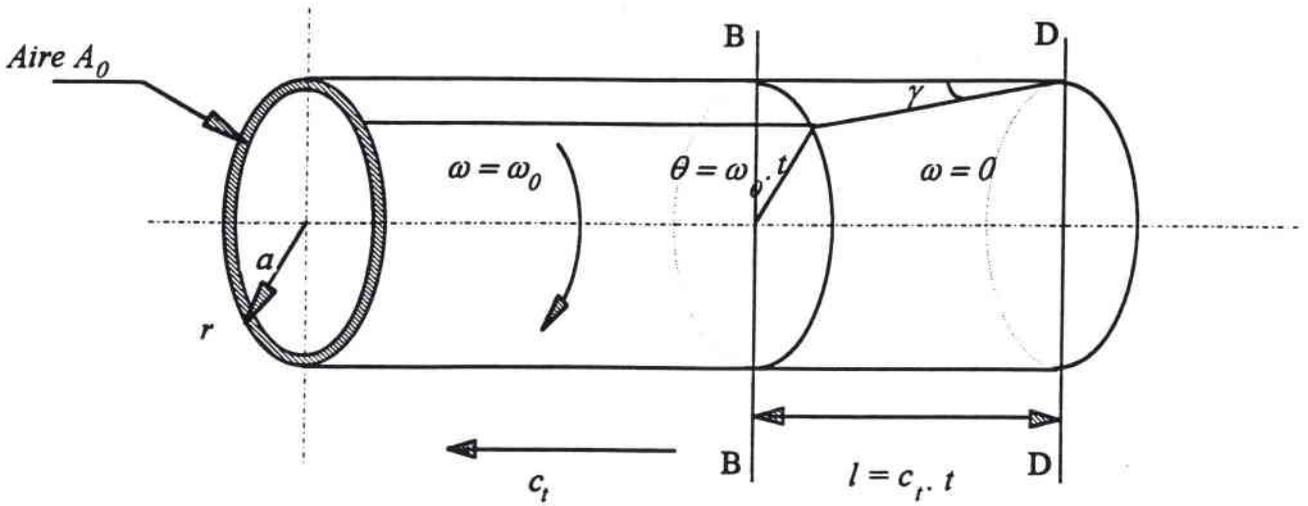


figure IV-2: propagation d'une onde de torsion

Considérons un tube semi-infini de faible épaisseur et de rayon r tournant à la vitesse angulaire ω_0 (figure IV-2). Au temps $t=0$, la section DD est brusquement immobilisée. Une onde de contrainte de torsion se propage alors parallèlement à l'axe de la barre à la vitesse c_t . Au temps t , la longueur $BD = c_t \cdot t$ est immobile et l'état de contrainte y est identique en tout point. Le reste du tube tourne toujours à la vitesse ω_0 .

La contrainte de cisaillement τ dans BD se calcule par application du théorème de l'énergie cinétique : le travail du couple impulsionnel

$$W = -\frac{1}{2} \omega_0 t * (A_0 \tau * r)$$

est égal à la perte d'énergie cinétique du tube au temps t ,

$$\Delta E_c = -\frac{1}{2} [(t c_t A_0) * r^2 \rho_0] \omega_0^2$$

On trouve alors :

$$\tau = \rho_0 c_t r \omega_0$$

Comme les barres sont sollicitées dans leur domaine élastique,

$$\tau = G\gamma = G \frac{\omega_0 r}{c_t}$$

- où
- * G est le module de cisaillement des barres
 - * $\gamma = \frac{r}{l} \theta = \frac{r \omega_0 t}{c_t t}$ est le taux de cisaillement dans BD .

On en déduit la célérité des ondes de torsion dans la paroi des tubes :

$$c_t = \sqrt{\frac{G}{\rho_0}}$$

Cette célérité ne dépend pas du rayon. Nous admettons par la suite qu'un barreau cylindrique se comporte comme une infinité de tubes juxtaposés. Il n'y a pas de gauchissement de la surface lors du passage d'une onde élastique de torsion. La célérité des ondes est toujours de c_t .

IV.2.2. Relation couple-vitesse de rotation

Nous avons vu au paragraphe précédent que la contrainte de cisaillement τ dépend linéairement du rayon. Si nous considérons un barreau plein, l'élément de couple d'une couronne située à une distance r du centre de la barre s'écrit :

$$dC = (\tau * 2\pi r dr) * r = 2\pi \rho_0 c_t \omega_0 r^3 dr$$

La vitesse angulaire de rotation est supposée constante sur une section droite. Le couple dans la barre vaut alors :

$$C = \frac{\pi r^4}{2} \rho_0 c_t \omega_0 = \frac{\pi D^4}{32} \rho_0 c_t \omega_0$$

Le facteur $Z_{barre} = \frac{\pi D^4}{32} \rho_0 c_t$ est l'impédance acoustique en torsion des barres (D représente le diamètre de la barre).

Nous devons retenir que lorsqu'une barre est bloquée, alors qu'elle tourne à la vitesse ω_0 une onde se propage et charge la barre à une valeur de couple C proportionnelle à ω_0 . Inversement, quand un barreau soumis à un couple C est libéré, une onde de torsion se propage à la vitesse c_t dans celui-ci en le faisant tourner à la vitesse angulaire $\omega_0 = \frac{C}{Z_{barre}}$.

IV.2.3. Transmission et réflexion d'ondes de torsion

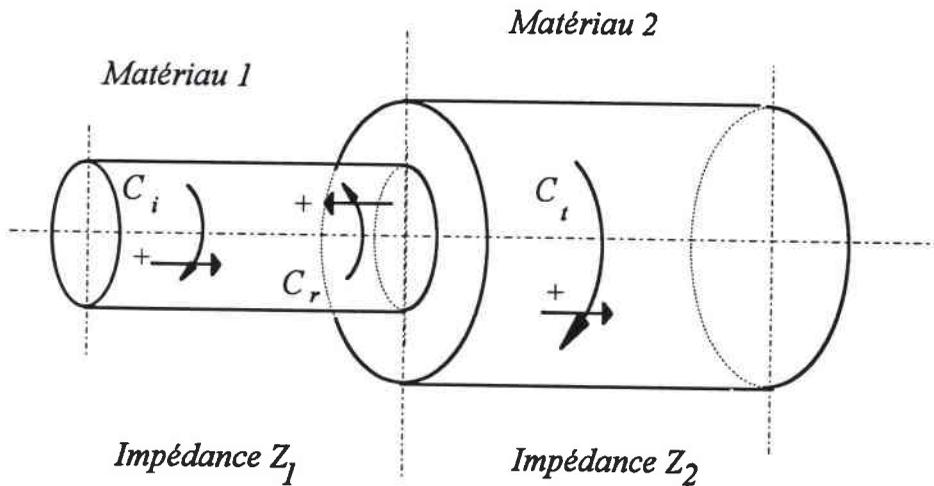


figure IV-3 : transmission d'une onde de torsion lors d'une discontinuité d'impédance.

Si, au cours de sa propagation, une onde de torsion rencontre une discontinuité d'impédance due soit à une variation de la section, soit à la rencontre d'un matériau nouveau (figure IV-3), une partie va être transmise et une autre réfléchi. Les conditions à satisfaire à l'interface sont l'égalité des couples et des vitesses angulaires de rotation :

$$C_i + C_r = C_t \qquad \omega_i - \omega_r = \omega_t$$

où les indices i , r et t se rapportent aux ondes incidente, réfléchi et transmise.

Comme $\omega_i = \frac{C_i}{Z_1}$, $\omega_r = \frac{C_r}{Z_1}$ et $\omega_t = \frac{C_t}{Z_2}$, on en déduit les expressions des couples transmis et réfléchi :

$$C_t = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} C_i$$

$$C_r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} C_i$$

Deux cas limites se présentent : la réflexion sur un bord libre et celle sur un bord fixe

• Réflexion sur un bord libre

Lorsqu'une onde arrive sur un bord libre, on considère que le matériau 2 de la figure IV-3 est l'air de masse volumique : $\rho_2 \approx 0$. Son impédance acoustique est nulle. On en déduit :

$$C_t = 0 \quad \text{et} \quad C_r = -C_i$$

L'onde réfléchie sur un bord libre est de nature opposée à l'onde incidente, de telle sorte qu'elle tend à ramener la barre dans son état de contrainte précédent le passage de l'onde. Une onde \oplus se réfléchit en onde \ominus .

• Réflexion sur un bord fixe

De même, lorsqu'une onde arrive sur un bord fixe, l'impédance acoustique du milieu 2 est infinie (car $\omega_t = 0$ pour tout couple incident). On en déduit :

$$C_t = 2 C_i \quad \text{et} \quad C_r = C_i$$

L'onde réfléchie sur un bord fixe est de même nature que l'onde incidente, de telle sorte qu'elle prolonge son action. Une onde \oplus se réfléchit en onde \oplus .

IV.3. Dispositif expérimental

Le dispositif des barres de Hopkinson en torsion (*figure IV-4*) est composé essentiellement :

- 1 : d'une barre d'entrée et une barre de sortie,
- 2 : d'un système de chargement de la barre d'entrée,
- 3 : d'un système de blocage de la barre d'entrée,
- 4 : d'une éprouvette,
- 5 : d'instruments de mesure et d'enregistrement.

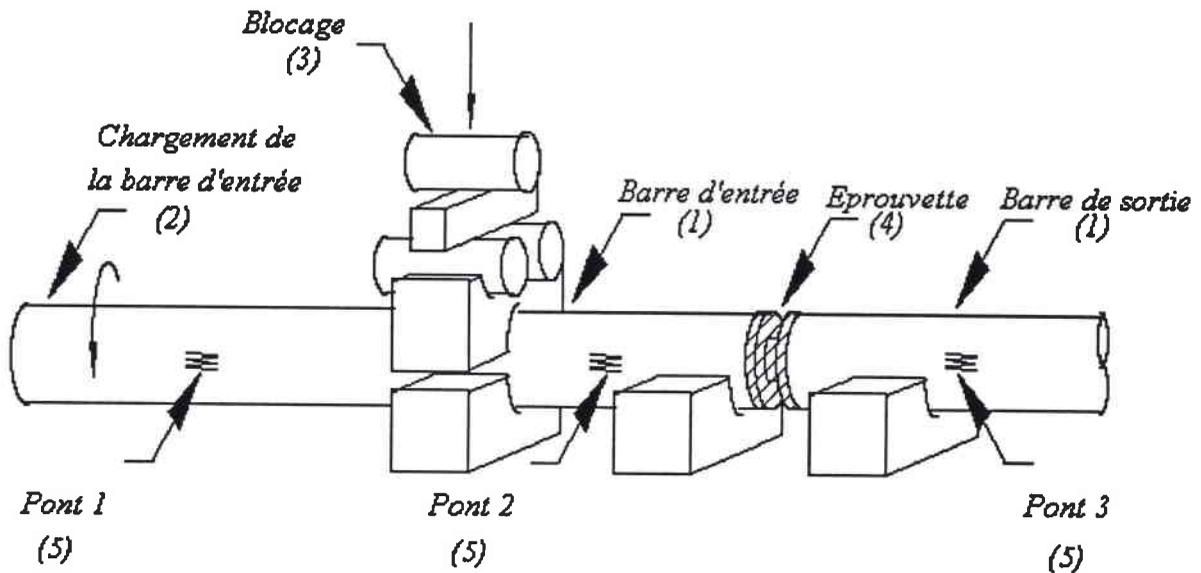


figure IV-4 : description du dispositif expérimental.

IV.3.1. Barres d'entrée et de sortie

Les barres sont maintenues par des paliers en bronze alignés mécaniquement avec une très grande précision (0,05 mm par mètre). Ils reposent sur un banc lui-même rectifié.

Les barres sont réalisées en acier maraging de type Marval 18H présentant les caractéristiques suivantes :

<i>Limite élastique</i>	$\sigma_y = 1,7 \text{ GPa}$
<i>Module de Young</i>	$E = 190 \text{ GPa}$
<i>Module de cisaillement</i>	$G = 73 \text{ GPa}$
<i>Masse volumique</i>	$\rho_0 = 8000 \text{ kg.m}^{-3}$.
<i>Célérité des ondes de torsion</i>	$c_t = 3000 \text{ m.s}^{-1}$.

Elles ont subi un traitement thermique afin d'éviter les distorsions des ondes. Le choix du Marval 18H est lié à son grand domaine élastique et sa grande impédance acoustique spécifique $\rho_0 c_t$.

La barre d'entrée a une longueur de 4 m et un diamètre de 25 mm. La barre de sortie mesure 3 m pour le même diamètre. L'impédance acoustique Z est donc de 0,92 Nm.s.

IV.3.2. Chargement de la barre d'entrée

Il est assuré par un vérin rotatif permettant de tordre une partie (généralement longue de deux mètres) de la barre d'entrée. Pour préserver l'intégrité du dispositif et pour satisfaire les hypothèses théoriques, nous devons rester dans le domaine élastique des barres. Au cours des essais, nous limitons donc le couple stocké dans la barre d'entrée à une valeur de 1500 Nm .

IV.3.3. Blocage de la barre d'entrée

A environ deux mètres du vérin rotatif se situe un système permettant de bloquer la barre d'entrée (pendant que son extrémité est tordue par le système de chargement). Ce système de blocage doit pouvoir être libéré le plus rapidement possible pour avoir un front d'onde le plus raide possible. Nous utilisons un barreau d'acier rapide, intermédiaire entre un vérin et un mors de serrage.

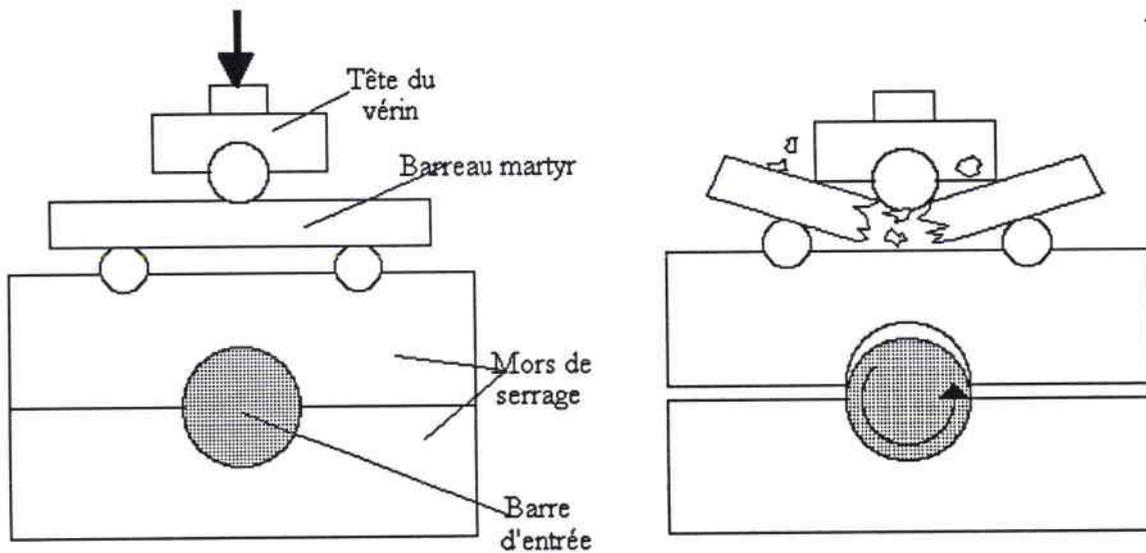


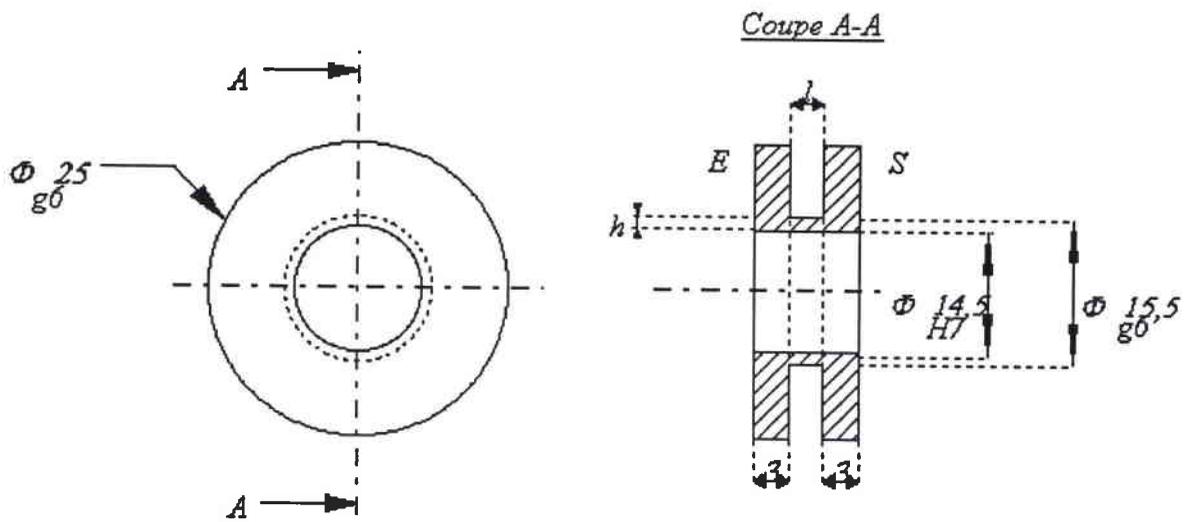
figure IV-5a : blocage de la barre d'entrée *figure IV-5b : libération de la barre d'entrée*

Pendant le chargement de la barre d'entrée, le barreau martyr subit une flexion “trois points” entre les portées du mors et la tête du vérin. L'effort transmis par le barreau est suffisamment important pour maintenir, par frottement, la barre d'entrée (*figure IV-5a*). Une fois la barre tordue, et après avoir protégé le vérin rotatif, on applique sur le barreau une surcharge provoquant sa rupture et libérant la barre (*figure IV-5b*).

Le mors sépare une région chargée d'une région libre de couple. Plus le mors est étroit plus le front d'onde est raide et le temps de montée des signaux court. Il faut trouver donc un compromis entre la tenue de la barre et la largeur du mors.

IV.3.4. Epreuve classique

L'éprouvette destinée à être collée a la forme suivante (figure IV-6):



avec * $l = 4,5 \text{ mm}$

* $h = 0,5 \text{ mm}$

* $r = 7,5 \text{ mm} = \frac{1}{4} (\Phi_{\text{ext}} + \Phi_{\text{int}})$

figure IV-6 : description de l'éprouvette.

Les faces E (entrée) et S (sortie) sont collées sur les barres. La déformation est localisée dans la partie mince de l'éprouvette. Le volume de la partie "utile" de l'éprouvette est de 106 mm^3 .

IV.3.5. Instrumentation

Trois ponts de quatre jauges actives, inclinées chacune de 45° par rapport à l'axe des barres, mesurent les déformations principales de celles-ci.

Deux de ces ponts sont situés de part et d'autre de l'éprouvette (*figure VI-4, ponts 2 et 3*), et le troisième est placé sur la partie initialement tordue de la barre (*figure VI-4, pont 1*). Ils permettent de mesurer les niveaux de couple stocké, incident, réfléchi et transmis.

Ils indiquent des tensions e données par : $e = A \frac{E}{4} \frac{4\Delta R}{R}$ où

- * A est le gain de l'amplificateur,
- * E est la tension d'alimentation des ponts,
- * R est la résistance de chaque jauge et
- * $\frac{\Delta R}{R} = K \frac{\gamma}{2}$, K étant le facteur de jauge et γ le glissement dans les barres.

Finalement, nous obtenons la relation : $e = AEK \frac{\gamma}{2}$

Les tensions mesurées sur les trois ponts sont enregistrées sur un oscilloscope numérique. Nous utilisons celui-ci pour des fréquences d'acquisition de 1 MHz pendant la durée de l'essai (quelques millisecondes).

IV.3.6. Chargement statique

Il se réalise à l'extrémité de la barre de sortie et se compose :

- d'un moteur asynchrone à vitesse de rotation variable (de 0,8 à 8 tours par minute); le couple maximum disponible sur la barre est de 100 N.m ;
- d'un réducteur de couple roue/vis-sans-fin de rapport de réduction (1/52) ;
- d'un système de fixation sur la barre par frette conique jouant le rôle de limiteur de couple : si la contrainte imposée est trop importante lorsque l'onde transmise atteint l'extrémité de la barre de sortie, cette dernière va riper dans la frette et préserver le montage moteur/réducteur.

IV.3.7. Diagramme de marche

Lors d'un essai de torsion, l'éprouvette (que nous considérerons dans cette partie comme une discontinuité d'impédance sans épaisseur) est coincée entre deux longues barres de même impédance acoustique Z .

Juste avant l'essai, l'état du dispositif est le suivant.

La barre d'entrée de longueur $L_{entrée}$ est pincée par le système de blocage à une distance l de l'extrémité qui n'est pas en contact avec l'éprouvette. Cette longueur l est soumise à un couple C , le reste de la barre étant libre de toute contrainte.

La barre de sortie de longueur L_{sortie} est libre de toute contrainte et immobile.

Lorsque le système de blocage est libéré, une onde de décharge se propage dans la partie préalablement chargée de la barre d'entrée, entraînant ainsi la barre en rotation. Cette dernière va engendrer une onde de charge dans la partie déchargée. Si on considère que le couple stocké est positif, une onde \oplus va charger la partie initialement au repos et une onde \ominus va décharger la partie tordue (*figure IV-7*).

En écrivant l'équilibre de la partie hachurée (*figures IV-7b et c*), nous pouvons conclure que l'onde \ominus décharge la barre de $-C/2$ tandis que l'onde \oplus la charge de $C/2$.

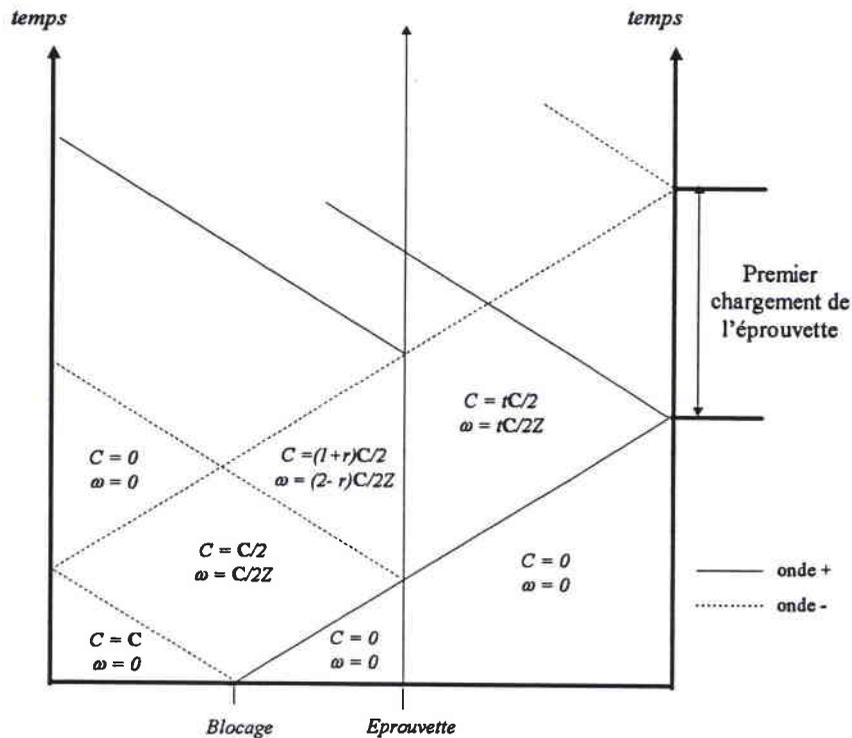


figure IV-8 : diagramme de marche des ondes de torsion.

Dans ce diagramme (figure IV-8), r et t désignent les coefficients de réflexion et de transmission de l'onde incidente. Ces deux coefficients dépendent de la nature et de la géométrie de l'éprouvette. Celle-ci atteint un régime stationnaire après un temps très court qui correspond à une dizaine d'allers et de retours de l'onde dans l'éprouvette. Le couple à l'entrée est égal au couple à la sortie c'est-à-dire : $(1 - r) = t$. Cette figure laisse supposer que les coefficients r et t restent constants au cours du temps. En fait, ils dépendent de l'écrouissage de l'éprouvette. Le niveau de couple dans les différentes régions du graphe n'est pas constant, mais ce diagramme offre l'avantage de repérer les positions des fronts d'onde et de donner le sens des divers chargements que subit l'éprouvette.

Il faut noter que le temps de chargement de l'éprouvette est $2l/c_t$ (1 ms pour le dispositif présenté) et que le couple stocké n'impose pas la contrainte dans l'éprouvette mais la vitesse de déformation. Il est donc possible, pour une vitesse de déformation donnée, de limiter la déformation en déplaçant le système de blocage vers le vérin rotatif.

IV.4. Dépouillement

Quatre hypothèses sont nécessaires pour le dépouillement des essais.

- 1/ La déformation des barres est purement élastique.
- 2/ Le couple à l'entrée est égal au couple en sortie ce qui signifie qu'après quelques allers et retours de l'onde dans l'éprouvette (une dizaine de microsecondes), cette dernière atteint un état "équilibré".
- 3/ La déformation de l'éprouvette est limitée dans la partie fine.
- 4/ Les contraintes, la déformation et la vitesse de déformation sont homogènes dans l'éprouvette.

Nous connaissons la relation entre la tension aux bornes des ponts de jauges et la déformation de la barre sur laquelle sont collées les jauges. Comme les barres restent dans leur domaine d'élasticité (hypothèse 1), nous pouvons relier le couple C dans la barre avec la valeur e de la tension enregistrée :

$$C = \frac{\pi D^3}{16} \times \frac{2Ge}{AEK}$$

Notons

- θ l'angle dont a tourné une section droite,
- ω la vitesse angulaire d'une section droite,
- C_i le couple incident dans la barre d'entrée,
- $C_r(t)$ le couple réfléchi dans la barre d'entrée,
- $C_t(t)$ le couple transmis dans la barre de sortie,
- D le diamètre des barres,
- $r_{ép}$ le rayon moyen de la partie tubulaire de l'éprouvette,
- $l_{ép}$ sa longueur et
- $h_{ép}$ son épaisseur (*figure IV-6*).

Alors $C_{ép} = C_i + C_r = C_t$ (hypothèse 2)

$$\tau_{ép} = \frac{C_{ép}}{2\pi r_{ép}^2 h_{ép}} \quad \text{(hypothèse 3)}$$

$$\begin{aligned}\theta_{ép} = \theta_{entrée} - \theta_{sortie} &\Rightarrow \omega_{ép} = \omega_{entrée} - \omega_{sortie} \\ &= \frac{((C_i + C_r) - C_t)}{Z_{barre}}\end{aligned}$$

De plus, $\dot{\gamma}_{ép}(t) = \frac{r_{ép}}{l_{ép}} \omega_{ép}(t)$ (hypothèse 4).

Nous arrivons donc, en combinant les équations précédentes, aux expressions de la contrainte de cisaillement et du glissement dans l'éprouvette au cours du temps :

$$\tau = \frac{GD^3}{16r_{ép}^2 h_{ép}} \times \frac{e_t}{AEK_{sortie}}$$

$$\dot{\gamma} = 8 \frac{r_{ép} C_t}{D l_{ép}} \times \frac{e_r}{AEK_{entrée}}$$

Connaissant la vitesse de déformation à chaque instant, une intégration nous donne la déformation à tout instant.

Nous pouvons alors accéder à la relation $\tau_{ép}(\gamma_{ép})$ pour une vitesse de déformation moyenne qui dépend du couple réfléchi.

Dans le cas d'une expérience de saut de vitesse, la contrainte au sein de l'éprouvette est toujours proportionnelle au couple dans la barre de sortie. Cependant, pour la vitesse de déformation, il faut retrancher à la tension correspondant au signal réfléchi une tension d'offset correspondant au niveau de couple avant l'apparition du train d'ondes.

Nous avons vérifié la validité du dispositif expérimental :

- * les signaux à l'entrée et en sortie d'éprouvette sont égaux aux phénomènes perturbateurs près ;
- * sur un essai sans éprouvette où les deux barres étaient collées, le niveau du signal incident reste constant ; la colle n'a pas d'influence sur l'allure des signaux ;
- * en observant l'éprouvette au microscope optique, la déformation plastique est bien localisée dans la partie fine.

Il faut noter que de tel essais sont quasiment adiabatiques : le travail plastique fourni à l'éprouvette se dissipe en chaleur qui n'a pas le temps de diffuser dans le système. Le matériau subit donc un adoucissement thermique en même temps qu'il se durcit par écrouissage. Dans le cadre de nos essais, nous nous sommes limités à des couples stockés de 300 Nm ce qui conduit à des vitesses de déformation pour le tantale d'étude de 300 s^{-1} . Au delà de ce couple, l'adoucissement thermique est trop important. Le matériau s'adoucit au cours de la déformation. Les zones ayant subi le plus grand taux de déformation sont moins résistantes que le reste de l'éprouvette. La déformation tend à devenir hétérogène au sein de celle-ci et le dépouillement n'est plus valable.

Chapitre V :

Comportement mécanique

du tantale