



N° d'ordre:.....

UNIVERSITE DE M'SILA

FACULTE DES SCIENCES ET DES SCIENCES DE L'INGENIORAT

Département de génie mécanique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de Magistère

Spécialité : Génie mécanique

Option : Construction mécanique

Par

Gueraïche Larbi

SUJET

**MISE AU POINT DU DISPOSITIF À BARRE DE PRESSION
D'HOPKINSON DIVISEE (BPHD)**

Soutenu publiquement le: 13/01/2008 devant le jury composé de :

N. BOUAOUADJA	Pr. Université de Sétif	Président
H. OSMANI	Pr. Université de Sétif	Rapporteur
N. BOUZIT	Pr. Université de Sétif	Co-Encadreur
Y. BENARIOUA	Pr. Université de M'sila	Examineur
N.LAOUAR	MC. Université de Sétif	Examineur
Dr. C. FARSI	MACC. Université de M'sila	Examineur

AVANT PROPOS

Louange au seigneur unique; le clément et le miséricordieux que grâce à lui en primauté que ce travail a pu sortir à la lumière.

Ce travail a été réalisé au laboratoire des matériaux non métalliques (LMNM) au département d'optique et mécanique de précision. Je tiens ainsi à remercier Demagh NACERDINE et Bouaouadja NOUREDDINE, respectivement chef du département d'O.M.P et directeur de LMNM, pour leur accueil et la confiance qu'ils m'ont accordée.

Ce travail doit énormément à monsieur Hocine OSMANI, professeur de l'université Ferhat Abbas de Sétif en optique et mécanique de précision, à lui que j'exprime ma profonde gratitude de m'avoir accueilli à LMNM. Je le remercie aussi pour sa participation au financement de ce sujet, sa disponibilité, ses conseils précieux et constants, sa confiance et ses encouragements.

J'exprime ma particulière reconnaissance à monsieur Bouzit NACERDINE, maître des conférences au département de l'électronique pour sa disponibilité et pour le matériel mis sous ma responsabilité au sein de son laboratoire d'instrumentation pendant la réalisation de la carte d'interface et de l'acquisition des signaux.

Je remercie également monsieur Ramzi OTHMAN, maître des conférences à l'école centrale de Nantes pour les nombreuses discussions en ligne, surtout ceux qui concernent le choix du matériau des barres.

Je tiens à signaler la collaboration intime de monsieur Mostfaï, directeur générale de l'unité moule le long de la réalisation du dispositif en question, à lui que j'exprime ma profonde reconnaissance. Je n'oublie pas à adresser un salut particulier aux opérateurs de son unité pour leur assistance technique.

Je suis très reconnaissant aux enseignants Saï AHMED, Felkaoui AHMED, Manallah FAYCAL, Faria KOUIDAR et Bouzid SAÏD pour leurs précieuses directives.

Je remercie Monsieur Bouaouadja NOUREDDINE, d'avoir accepté de présider le jury d'examen. Je remercie également messieurs Younes BENARIOUA, Naâmane LAOUAR et Farsi CHAOUKI d'avoir bien voulu examiner mon travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Hacène BAHRI, technicien de LMNM pour sa disponibilité, serviabilité et gentillesse. Le staff de l'atelier de génie mécanique de M'sila: ELMAKKI, MOHAMMED et MOURAD, trouve aussi l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens à remercier mes copains de chambre à la résidence d'Elbaz-Sétif: ISHAK, MOHAMMED, AYOUB, BILAL, HICHEM et BOUBAKAR, avec lesquels j'ai partagé d'agréables moments pendant mon stage à LMNM.

Je suis très reconnaissant à Saadi FOUAD pour le bon accueil et soutien lors de la rédaction finale du mémoire.

Gueraiche HAMID trouve l'expression de ma profonde gratitude pour sa serviabilité, disponibilité et soutien constant.

Que dieu bénit les frères WALID, OTHMANE, SAID, RACHID, NASSIM, ISSAM, ABD ELATIF et ZIDANE pour leur aide précieuse.

Je n'oublie pas à remercier le staff des enseignants qui m'ont assuré la formation de la poste graduation. Je tiens aussi à exprimer ma profonde gratitude à monsieur ZAOUI, chef de département de génie mécanique à l'université de M'sila pour son aide précieuse.

J'adresse mes amitiés à mes collègues de poste graduation surtout à Meddah MUSTAPHA, Belhocine ABD ELGHANI, Hamrit FARAH et Rabah BOUBAAYA.

Enfin, j'exprime mes sincères remerciements à tous ceux qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

À tout unificateur dans le monde ;

À mes chers parents que je dois toute ma gratitude ;

À mes frères Lâalmi, amar et Said

À mes sœurs ;

À la famille GUERAICHE ;

À mes collègues de poste graduation ;

À tous ceux qui me sont chers en dieu ;

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I: EVOLUTION DE LA TECHNIQUE DE LA BARRE D'HOPKINSON

I.1 Introduction.....	1
I.2 Histoire de développement de la barre d'HOPKINSON	1
I.3 Récents secteurs de recherche.....	4

CHAPITRE II: THEORIE DE LA BARRE DE PRESSION DE HOPKINSON DIVISEE (BPHD)

II.1 Introduction	5
II.2 Equation différentielle fondamentale de la propagation d'onde	5
II.3 Résolution de l'équation de propagation de l'onde de contrainte	7
II.4 Développement des équations régissant le spécimen	8
II.5 Approches de validité de l'essai BPHD	11
II.6 Conception des spécimens pour l'essai BPHD	14
II.6.1 Effets d'inertie et de frottement	14
II.6.2 Equilibre de contrainte, contrainte uniaxiale et formation d'impulsion.....	15
II.6.3 Autres considérations	16
II.6.3.1 Considérations spéciales pour les matériaux doux	16

CHAPITRE III: ANALYSE SPECTRALE DE L'ONDE

III.1 Introduction	19
III.1.1 Transformée de Fourier et la FFT	19
III.1.2 Propagation d'onde dans le domaine de fréquence.....	24
III.1.3 Equations d'onde	26
III.2 Méthodes de correction de la dispersion et de l'atténuation.....	27
III.2.1 Méthodes analytiques	27
III.2.2 Méthodes expérimentales	29
III.2.2.1 Théorie derrière la méthode expérimentale.....	29
III.2.2.2 Détermination expérimentale du coefficient de propagation	31
III.3 Conclusion.....	33

CHAPITRE IV: CONCEPTION ET REALISATION DU DISPOSITIF

IV.1 Méthode de conception du dispositif	34
V.1.1 Fonction totale	34
IV.1.2 Fonctions partielles	34
IV.1.3 Cahier des charges	34
IV.I.4 Variantes proposées	35
IV.I.5 Evaluation et décision.....	37
IV.I.5.1 Choix des barres	37
IV.I.5.2 Propulsion du projectile	39
IV.I.5.2.1 Système de déclenchement	39
IV.I.5.3 Instrumentation associée à BPHD et acquisition des données	38
IV.I.5.4 Calcul de la vitesse d'impact	45
IV.I.6 Schéma technique du dispositif	45
IV.I.7 Principe de fonctionnement	46
IV.2 Résultats	47
IV.2.1 Commande de l'électrovanne et de la pompe à vide sous VC++	49
IV.2.1.1 Compatibilité avec XP	49
IV.2.1 Analyse des données	53

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

ANNEXE A

ANNEXE B

INTRODUCTION GENERALE

La conception des structures est basée presque seulement sur des données matérielles sous forme de tableaux, habituellement sous forme de courbes contrainte-déformation recueillies en déformant le spécimen très lentement. Les conceptions optimales exigent des tables précises et complètes pour les matériaux examinés sous une variété de conditions.

Ce sujet s'inscrit dans le cadre de la continuité des travaux entamés en ingénierat sur les barres d'Hopkinson pour l'extension des essais, de caractérisation mécanique à LMNM, aux vitesses de déformation élevées allant de 10^2 à 10^4 S⁻¹. Le but de ce travail n'est pas d'examiner des matériaux aux taux élevés de déformation. Plutôt, c'est de mettre au point un dispositif d'essai de compression à barre de pression d'Hopkinson divisée (BPHD) assisté par PC qui satisfait ce besoin.

Le premier chapitre est inclus comme une carte chronologique du développement de l'appareil à barres d'Hopkinson. Une approche ligne de temps est prise pour récapituler les avancements principaux menant à l'arrangement actuel de l'appareil en question. On décrit l'histoire d'évolution de la technique des barres de Hopkinson ainsi que les récents secteurs de recherche.

Le deuxième chapitre est dédié à l'analyse conventionnelle de la technique à barre de pression d'Hopkinson divisée. Ainsi, On rapporte la résolution de l'équation de l'onde de contrainte uniaxiale et les équations régissant le spécimen tout en satisfaisant les approches de validité de la technique. Les exigences sur la conception des spécimens et quelques considérations spéciales pour les matériaux doux sont aussi étudiées.

L'analyse spectrale de l'onde pour corriger la dispersion et l'atténuation fait l'objet du troisième chapitre.

Le quatrième chapitre est consacré à la conception et la réalisation du dispositif (BPHD), l'instrumentation associée, la commande par PC et au traitement informatique des données de l'essai à barre de pression d'Hopkinson divisée.

CHAPITRE I

EVOLUTION DE LA TECHNIQUE DE LA BARRE D'HOPKINSON

I.1 Introduction

La technique de la barre d'HOPKINSON est largement utilisée pour la détermination des propriétés mécaniques des matériaux à des taux de déformation élevés. Typiquement dans l'intervalle 10^2 - 10^4 s⁻¹.

Le présent chapitre est inclus comme une carte chronologique du développement de l'appareil à barre de Hopkinson. Une approche ligne de temps est prise pour récapituler les avancements principaux menant à l'arrangement actuel de l'appareil en question, commençant par son fondateur. L'auteur a essayé de glaner les avancements les plus significatifs de divers investigateurs et de les rapporter ci-dessous. La dernière partie du chapitre est dédiée aux récents axes de recherche relatifs au fameux appareil SHPB.

I.2 Histoire de développement de la barre d'HOPKINSON :

Les premiers essais d'impact utilisant une barre longue en acier ont été réalisés par John Hopkinson en 1872. Le schéma de son dispositif est montré sur la figure I.1 [2].

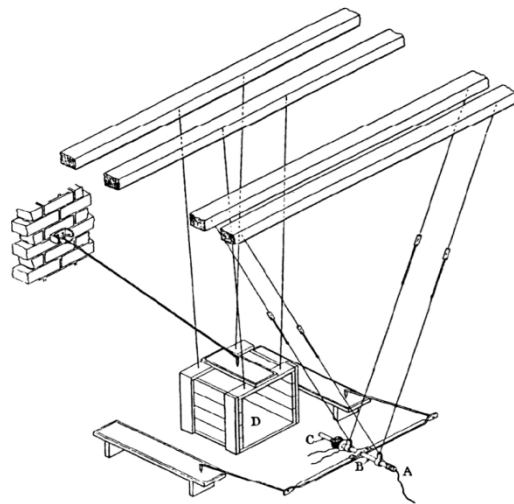


Figure I.1 : Schéma de la première barre de pression

Il a essayé de déterminer la réponse dynamique des fils de fer en transférant l'énergie d'un poids tombant dans un fil et en mesurant combien il a été déformé avant la rupture. Il a utilisé une barre (B) suspendue par deux ensembles de fils et alignée avec une boîte (D) également suspendue. La section de la tige courte (C) est placée à l'extrémité de la barre principale et tenue en place par une petite force magnétique. Une balle est alors tirée sur l'extrémité (A) de la longue barre en lui communiquant une onde de pression. L'onde parcourt

la tige. Une fois arrivée à la tige courte, elle l'éjecte dans la boîte. Les déplacements de la boîte et de la tige sont mesurés avec un dispositif simple de déplacement. Les appareils de mesure disponibles à l'époque ont limité l'exactitude des résultats des expériences. Seule l'énergie totale transmise à la barre impactée pouvait être mesurée.

En 1914, Bertram Hopkinson a continué le travail de son père. Il a introduit sa barre de pression représentée sur la figure I.2 [3]. L'application initiale de cet appareil de mesure était principalement pour étudier des pressions pendant des événements fortement dynamiques tels que la détonation explosive ou l'impact des balles.

Essentiellement, la barre de pression de Hopkinson utilise la propagation des ondes élastiques de contrainte pour prévoir des contraintes et des déformations dans un échantillon. Hopkinson a découvert que les déplacements dans la barre sont directement liés aux contraintes et la longueur de l'onde de contrainte est liée à la durée de l'impact par l'intermédiaire de la vitesse du son dans la barre de pression

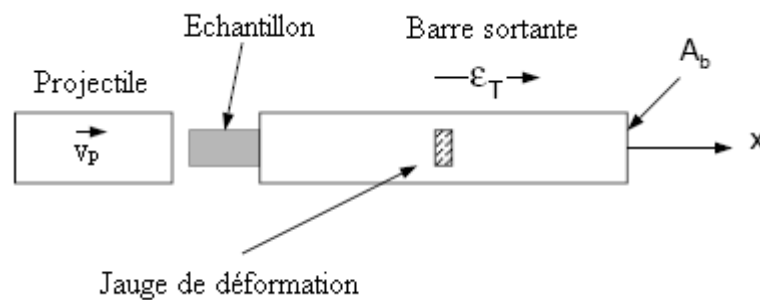


Figure I.2: Barre de pression développée par Hopkinson (1914) avec une seule barre et un projectile

En 1948, DAVIES [4] montre qu'il est possible de mesurer la forme temporelle de l'onde engendrée dans une barre instrumentée et soumise à l'impact d'un projectile.

Le montage SHPB (Split HOPKINSON Pressure Bar) est introduit par KOLSKY [5] en 1949. C'est la raison pour laquelle le terme « barre d'HOPKINSON » est remplacé par le terme « barres de KOLSKY » dans de nombreux ouvrages.

Kolsky a modifié la barre de pression d'Hopkinson comme représentée sur la figure I.3. Il a utilisé cet appareil expérimental de SHPB pour caractériser l'écoulement de déformation des matériaux non fragiles sous un chargement dynamique. Typiquement, le SHPB offre des possibilités d'essai de matériaux aux taux de déformation de l'ordre de 10^2 à 10^4 s^{-1} . Kolsky a découvert que la contrainte et la déformation dans un échantillon peuvent

être directement liées aux déplacements des barres incidente et transmise. Contrairement à la barre de pression de Hopkinson, le projectile dans l'appareil SHPB ne percute pas le spécimen directement. Plutôt, c'est la barre incidente qui reçoit l'impact du projectile. Il s'y propage donc une onde de contrainte, d'autant plus intense que la vitesse d'impact est élevée et qui dure d'autant plus longtemps que le projectile est long. Cette onde se réfléchit partiellement sur l'échantillon, une partie le traverse et se transmet dans la barre transmise.

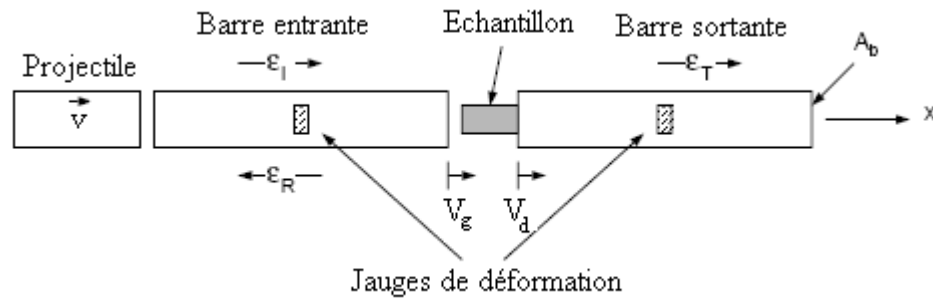


Figure I.3: SHPB adaptée par Kolsky (1949) avec une barre incidente, barre transmise, et un projectile

Un projectile qui frappe l'extrémité de la barre entrante avec une vitesse v y crée une onde de contrainte [51,52]:

$$\sigma = -\rho_b c_b \frac{v}{2} \quad (I.1)$$

Où ρ_b et c_b sont respectivement la densité de la barre entrante et la vitesse de propagation des ondes longitudinales élastiques dans la barre entrante. Le terme $\rho_b c_b$ représente l'impédance acoustique qui est une caractéristique intrinsèque du matériau.

Dans le projectile se réfléchit une onde de décharge. Quand elle atteint l'extrémité opposée à la face d'impact, le projectile se décolle de la barre. La durée de l'onde envoyée dans la barre entrante est donc le double du temps de parcours des ondes élastiques dans le projectile. Pour un projectile de longueur L dont la vitesse des ondes élastique est c , la durée de l'onde est donnée par [51] :

$$T = 2L/c \quad (I.2)$$

Depuis 1970, les améliorations les plus significatives à l'expérience de la barre de Hopkinson et ses dérivés sont venues sous forme de très rapides systèmes d'acquisition des données par ordinateur (NI PXI-4220, NI SCXI, NI 9237, NI SCXI-1521, NI SCXI-

1521B,...etc.) [54]. Des oscilloscopes digitaux à mémoire à entrées différentielles (Nicolet Pro30, Yokogawa, Tektronix TDS-744A,...etc.) et des conditionneurs de signal à large bande passante ont permis aux scientifiques d'obtenir des données à résolution élevée et précision meilleure (Kyowa CDV700A, ...etc.) [2, 22]. D'habitude, les chercheurs utilisent des oscilloscopes à mémoire numériques à large bande (>500 MHz). De plus, des recherches ont été faites sur les caractéristiques de la barre de pression, les effets de la géométrie de l'échantillon et la modélisation mathématique.

D'autres modifications à l'appareil d'Hopkinson original ont été faites pour tester les matériaux sous tension, torsion, cisaillement, flexion trois ou quatre points, indentation dynamique et aussi sous combinaison de conditions de chargement [6, 7, 8, 9]

En outre, certains auteurs s'y penchaient aux secteurs de traitement des données, soucis expérimentaux et utilisation de différents capteurs pour acquérir les données des barres: des accéléromètres, des jauges extensométriques ou semi-conductrices, des capteurs optiques ou d'autres dispositifs permettant de mesurer le déplacement de la barre. Des chaînes d'acquisition ont été assistées par ordinateur.

De nombreux programmes de traitement des données et de correction de la dispersion et de l'atténuation ont été élaborés; tel que DAVID de l'école polytechnique (France) élaboré sous Labview, CSHB (Waterloo-Canada) élaboré sous VC++ par Christopher Salisbury [2], le programme Matlab® (NSWCDD-USA) élaboré par Kaiser [22] et le programme fortran (Watertown-USA) [55].

I.3 Récents secteurs de recherche

Dans l'ultime décade, de nombreuses publications ont été consacrées à la détermination de la réponse dynamique des structures en tenant compte de l'effet thermique [13,14].

Les problèmes relatifs à la séparation et reconstitution des ondes dans les barres élastiques et viscoélastiques ont fait l'objet de pas mal de publications [49,53]. Des méthodes qui tiennent compte de l'effet dispersif dans ces barres ont été proposées [2,15].

Des travaux ont été faits pour généraliser la méthode SHPB au cas des barres viscoélastiques où les effets de dispersion et d'atténuation de l'onde sont à prendre en considération. L'étude théorique de la propagation dans les barres viscoélastiques permettra de définir le coefficient de propagation qui est directement relié aux caractéristiques viscoélastiques du matériau constitutif de la barre. Des modèles théoriques et expérimentaux ont été proposés [2, 11,12].

Un état d'art résumant les développements de la barre d'Hopkinson pendant le 20^{ème} siècle est inclus dans le manuel d'ASM [71].

Malgré les avancements de la technique à barre d'Hopkinson, la technique n'est pas encore standard à cause de la complexité inhérente à l'analyse des données en présence de la dispersion, du frottement et des effets d'inertie sur le spécimen.

CHAPITRE II

THEORIE DE LA BARRE DE PRESSION DE HOPKINSON DIVISEE (BPHD)

II.1 Introduction

Il est essentiel de noter au début que pour faire la dérivation des équations de gouvernement, on assume que les deux barres cylindriques ont une même section constante (A_b) et sont de même matériau isotrope. En outre, on suppose que les deux barres ne subissent que des déformations élastiques.

II.2 Equation différentielle fondamentale de la propagation d'onde

Dans n'importe quelle section différentielle de la barre, le déplacement axial (u_b) qui est fonction de la coordonnée(x) et de temps (t) s'exprime $u_b = u_b(x, t)$. Un élément de volume différentiel de la barre est donné par $dV_b = A_b dx$ où dV_b est l'élément différentiel de volume et dx est la longueur axiale différentielle. Comme la section transversale est constante, c'est seulement la longueur axiale différentielle qui détermine l'élément de volume différentiel. Ecriture de l'équilibre des forces appliquées sur ce volume différentiel comme illustré sur la figure 2.1 donne:

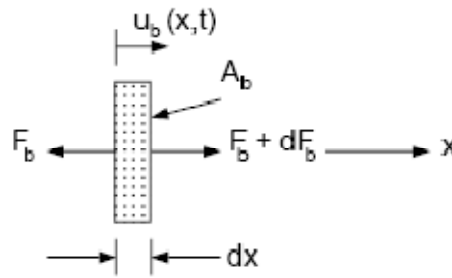


Figure II.1: Equilibre des forces pour les barres entrante(BE) et sortante(BS) de l'appareil SHPB

$$\begin{aligned} \sum \vec{F} &= m\vec{a} \\ -F_b + (F_b + dF_b) &= \rho_b dV_b \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \\ dF_b &= \rho_b A_b dx \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Où: $\vec{F}$ est le vecteur force, m est la masse, $\vec{a}$ est le vecteur de l'accélération et F_b est la force appliquée dans la direction axiale à l'élément de volume différentiel, et ρ_b est la densité des barres.

La définition de la contrainte donne $F_b = \sigma_b A_b$ et $dF_b = d(\sigma_b A_b) = d\sigma_b A_b + \sigma_b dA_b$

Où: σ_b est la contrainte axiale dans la barre. Comme la surface de chacune des deux barres est constante ($dA_b = 0$), le second terme s'annule. Ce qui donne:

$$\begin{aligned} d\sigma_b A_b &= \rho_b A_b dx \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \\ d\sigma_b &= \rho_b dx \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Comme les deux barres sont isotropes; subissant uniquement une déformation élastique, la supposition d'un chargement uniaxial donne la contrainte ainsi:

$$\sigma_b = E_b \varepsilon_b \quad (2.3)$$

Où: E_b est le module élastique isotrope de la barre et ε_b est la déformation axiale dans la barre. Il est aussi connu que la déformation axiale est donnée par:

$$\varepsilon_b = \frac{\partial u_b}{\partial x} \quad (2.4)$$

Tel que $\varepsilon_b = f(x, t)$ [16]. En correspondance, la contrainte dans la barre doit être aussi une fonction de la position et de temps et les différentiels totaux pour σ_b et x dans l'équation (2.2) doivent être remplacés par des différentiels partiels, ce qui donne:

$$\frac{\partial \sigma_b}{\partial x} = \rho_b \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

La substitution de l'équation (2.3) dans l'équation (2.5) en supposant que E_b est constant ($\frac{\partial E_b}{\partial x} = 0$) sur la longueur des barres réduit l'équation (2.5) à:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(E_b \frac{\partial u_b}{\partial x} \right) &= \rho_b \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \\ \frac{\partial E_b}{\partial x} \frac{\partial u_b}{\partial x} + E_b \frac{\partial^2 u_b}{\partial x^2} &= \rho_b \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \\ \frac{E_b}{\rho_b} \frac{\partial^2 u_b}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Equation (2.6) est l'équation différentielle aux dérivées partielles fondamentale régissant la propagation de l'onde de contrainte uniaxiale dans une barre élastique isotrope de section constante [17].

II.3 Résolution de l'équation de propagation de l'onde de contrainte

La solution analytique de l'équation (2.6), associée avec d'Alembert, peut avoir la forme suivante correspondant à la propagation de l'onde à gauche et à droite.

$$u_b(x, t) = f_1(x + c_b t) + f_2(x - c_b t). \quad (2.7)$$

Où: f_1 et f_2 sont des fonctions arbitraires déterminées à partir des conditions aux limites et initiales. c_b est la vitesse de propagation de l'onde de contrainte dans la barre [17].

L'introduction des variables $\eta = x + c_b t$ et $\zeta = x - c_b t$ simplifie l'équation (2.7) à:

$$u_b(x, t) = u_b(\eta, \zeta) = f_1(\eta) + f_2(\zeta) \quad (2.8)$$

Maintenant, c'est relativement simple de trouver les dérivées partielles de u_b . Sachant que

$\frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 1$, la première et la seconde dérivées partielles de u_b par rapport à x sont données respectivement par:

$$\frac{\partial u_b}{\partial x} = \frac{df_1}{d\eta} + \frac{df_2}{d\zeta} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial^2 u_b}{\partial x^2} = \frac{d^2 f_1}{d\eta^2} + \frac{d^2 f_2}{d\zeta^2} \quad (2.10)$$

Pour définir les dérivées de u_b par rapport au temps, on utilise:

$\frac{\partial \eta}{\partial t} = c_b$ et $\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -c_b$. Car c_b est constant $\left(\frac{\partial c_b}{\partial t} = \frac{\partial c_b}{\partial x} = 0 \right)$, les dérivées première et deuxième de u_b par rapport au temps sont respectivement données par:

$$\frac{\partial u_b}{\partial t} = c_b \left(\frac{df_1}{d\eta} - \frac{df_2}{d\zeta} \right) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial^2 u_b}{\partial t^2} = c_b^2 \left(\frac{d^2 f_1}{d\eta^2} + \frac{d^2 f_2}{d\zeta^2} \right) \quad (2.12)$$

La substitution des équations (2.10) et (2.12) dans l'équation (2.6) donne:

$$\frac{E_b}{\rho_b} \left(\frac{d^2 f_1}{d\eta^2} + \frac{d^2 f_2}{d\zeta^2} \right) = c_b^2 \left(\frac{d^2 f_1}{d\eta^2} + \frac{d^2 f_2}{d\zeta^2} \right)$$

De l'équation (2.13), il est évident que la vitesse de l'onde de contrainte est $\sqrt{\frac{E_b}{\rho_b}}$.

On note aussi que les équations (2.9) et (2.11) sont conformées avec la solution de d'Alembert et donnent:

$$v_b = v_b(x, t) = \frac{\partial u_b}{\partial t} = \pm c_b \frac{\partial u_b}{\partial x} \quad (2.14)$$

Où: $v_b(x, t)$ est la vitesse dans la barre entrante ou sortante [17].

II.4 Développement des équations régissant le spécimen

Etablissement de l'équilibre des forces dans la direction x sur l'échantillon présenté à la figure II.2 mène à ($F_g = F_d$). Avec F_d est la force appliquée sur sa face droite (interface spécimen/barre sortante) et F_g est la force appliquée sur la face gauche du spécimen (interface spécimen/barre entrante). Il est important de noter que ces forces et en conséquence les contraintes et les déformations sont dynamiques; elles changent avec le temps ($F_d, F_g = f(t)$). Cependant, l'hypothèse de l'équilibre est encore valide tant qu'une précaution est prise pour s'assurer que les forces sur l'une ou l'autre extrémité du spécimen (S) demeurent équivalentes durant l'évènement dynamique.



Figure II.2: Equilibre des forces pour le spécimen dans le dispositif BPHD

Sous les conditions d'équilibre dynamique, les forces dans les barres entrante et sortante aux interfaces avec le spécimen sont égales et opposées à ceux dans le spécimen. Elles sont données par:

$$F_g(t) = F_d(t) = \sigma_b(t)A_b = E_b A_b \bar{\epsilon}_b(t) \quad (2.15)$$

Où: $\bar{\epsilon}_b(t)$ est la déformation axiale "effective" dépendante de temps à l'extrémité gauche ou droite du spécimen. L'équation (2.15) permet aux pulses de déformation incidente, réfléchi, et transmise dans les barres d'être utilisés comme représentations des forces $F_g(t)$ et $F_d(t)$ dans le spécimen. Utilisant les déformations effectives appropriées, l'équilibre de force est donné par:

$$\begin{aligned} F_g(t) &= F_d(t) \\ A_b E_b (\epsilon_I(t) + \epsilon_R(t)) &= A_b E_b \epsilon_T(t) \\ \epsilon_T(t) &= \epsilon_I(t) + \epsilon_R(t) \end{aligned} \quad (2.16)$$

Où: $\epsilon_I(t)$, $\epsilon_R(t)$ et $\epsilon_T(t)$ respectivement, les déformations axiales dépendantes de temps: incidente, réfléchi et transmise. On note que la déformation effective à l'interface barre entrante/spécimen est la somme des déformations incidente et réfléchi tandis que la

déformation effective à l'interface barre sortante/spécimen est simplement la déformation transmise.

La contrainte moyenne dans le spécimen est donnée par:

$$\sigma_s(t) = \frac{F_g(t) + F_d(t)}{2A_s} = \frac{A_b E_b}{2A_s} (\varepsilon_l(t) + \varepsilon_R(t) + \varepsilon_T(t)) \quad (2.17)$$

Où: A_s est la surface de la section transversale du spécimen

Comme le spécimen est en équilibre, la force axiale appliquée au spécimen est donnée au choix par l'une des deux forces de côtés. Pour la simplicité, puisque c'est un seul terme, on prend celle de la face droite. Alors, on écrit:

$$F_s(t) = F_d(t) = E_b A_b \varepsilon_b(t) \quad (2.18)$$

Avec $F_s(t)$ est la force axiale dépendante de temps agissant sur le spécimen. Par correspondance, la contrainte dans le spécimen est donnée par:

$$\sigma_s(t) = \frac{F_s(t)}{A_s} = \frac{E_b A_b \varepsilon_T(t)}{A_s} \quad (2.19)$$

Où: $\sigma_s(t)$ est la contrainte axiale dépendante de temps dans le spécimen. Le taux de déformation du spécimen est obtenu en dérivant par rapport au temps la déformation.

$$\dot{\varepsilon}_s(t) = \frac{d}{dt}(\varepsilon_s(t)) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u_b}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_b}{\partial t} \right) \quad (2.20)$$

Avec $\dot{\varepsilon}_s(t)$ est le taux de déformation axiale dans le spécimen et $\varepsilon_s(t)$ est la déformation axiale dans le spécimen. Notons qu'ici u_b est supposé une fonction continue de position et de temps pour échanger les dérivées partielles.

La discrétisation de l'équation (2.20) en x ($\frac{\partial}{\partial x} \approx \frac{\Delta}{\Delta x}$), permet l'écriture du taux de déformation du spécimen en termes de vitesses à chaque extrémité du spécimen. La substitution de cette relation dans l'équation (2.19) donne :

$$\dot{\varepsilon}_s(t) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_b}{\partial t} \right) \approx \frac{\Delta \frac{\partial u_b}{\partial t}}{\Delta x} = \frac{\Delta v(t)}{L_s} = \frac{v_g(t) - v_d(t)}{L_s} \quad (2.21)$$

Où: $v(t)$ est la vitesse axiale dépendante de temps à l'interface barre/spécimen, L_s est la longueur axiale du spécimen, $v_g(t)$ est la vitesse axiale à l'extrémité gauche du spécimen, et $v_d(t)$ est la vitesse axiale à l'extrémité droite du spécimen.

L'équation (2.14) donne les vitesses à chaque extrémité du spécimen comme étant les produits de la vitesse de l'onde de contrainte dans la barre entrante ou sortante et la déformation effective à l'interface barre/spécimen. Donc:

$$v_g(t) = c_b (\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t)) \quad (2.22)$$

$$v_d(t) = c_b \varepsilon_T(t) \quad (2.23)$$

La substitution des équations (2.22) et (2.23) dans l'équation (2.21) donne:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_S(t) &= \frac{v_g(t) - v_d(t)}{L_S} \\ \dot{\varepsilon}_S(t) &= \frac{c_b (\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t) - \varepsilon_T(t))}{L_S} \end{aligned} \quad (2.24)$$

La substitution de la relation de $\varepsilon_T(t)$ donnée par l'équation (2.16) réduit l'équation (2.24) à:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_S(t) &= \frac{c_b (\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t) - (\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t)))}{L_S} \\ \dot{\varepsilon}_S(t) &= -\frac{2c_b \varepsilon_R(t)}{L_S} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Par utilisation de l'équation (2.19), on peut trouver la contrainte dans le spécimen en fonction de la déformation transmise. Cependant, pour trouver la déformation dans le spécimen, l'équation (2.25) doit être intégrée pour donner:

$$\varepsilon_S(t) = \int_0^t \dot{\varepsilon}_S(\tau) d\tau = \int_0^t -\frac{2c_b \varepsilon_R(\tau)}{L_S} d\tau = -\frac{2c_b}{L_S} \int_0^t \varepsilon_R(\tau) d\tau. \quad (2.26)$$

Où: τ est un facteur d'intégration. Pour un nombre discret de points de données, équation (2.26) est modifiée de l'intégral à une sommation. Dans sa forme la plus simple, l'approximation discrétisée de l'intégral est donnée par:

$$\varepsilon_S(t) = -\frac{2c_b}{L_S} \int_0^t \varepsilon_R(\tau) d\tau \approx -\frac{2c_b}{L_S} \sum_{i=0}^N \varepsilon_{R_i} \Delta t \quad (2.27)$$

Avec ε_{R_i} est la valeur de la déformation au temps donné par: $t_i = N\Delta t$.

La contrainte vraie et la déformation vraie, respectivement $\sigma_v(t)$ et $\varepsilon_v(t)$, peuvent être obtenues à partir de la contrainte technologique et de la déformation technologique (Engineering stress-strain) par la formulation suivante [18]:

$$\begin{cases} \sigma_v(t) = (1 - \varepsilon_s(t))\sigma_s(t) \\ \varepsilon_v(t) = -\ln(1 - \varepsilon_s(t)) \end{cases} \quad (2.28)$$

II.5 Approches de validité de l'essai BPHD

Un essai BPHD valide nécessite la vérification de certaines approches. Pour pouvoir utiliser les équations (2.19) et (2.25) ou (2.26) dans le calcul du comportement contrainte-déformation d'un spécimen sous un chargement à taux de déformation élevé, à partir des quantités mesurées de l'essai BPHD, il est important de satisfaire les approches/conditions ci-après [49].

- 1) La propagation de l'onde de contrainte dans la barre est 1D. Les conditions qui satisfont cette approche nécessitent que les barres soient:
 - a) homogènes et isotropes: Ceci peut être satisfait par le choix convenable du matériau des barres.
 - b) uniformes dans la section transversale sur la longueur entière et l'axe neutre est droit: Un usinage de précision des barres (faible excentricité) peut assurer que la section transversale est uniforme et l'axe neutre est droit.
 - c) sous un état élastique linéaire de contrainte lorsqu'elles sont sollicitées par des pulses de contrainte: Par le contrôle de la vitesse d'impact, il est possible de maintenir la contrainte dans le pulse inférieure à la limite élastique du matériau de la barre.
 - d) à distribution axiale uniforme de contrainte à travers l'entière de la section transversale: Selon Davies [4], un rapport ($L_b/D_b > 20$) entre la longueur de la barre (L_b) et son diamètre (D_b) satisfait cette condition.
 - e) exemptes des effets de dispersion: Cette approche spécifique n'est pas valide pour les barres métalliques de grands diamètres (diamètres supérieurs à 12 mm) ou les barres viscoélastiques [15]. Les effets de dispersion sont à corriger. Ils seront discutés dans le troisième chapitre.
- 2) Les interfaces barre entrante-spécimen et barre sortante-spécimen restent planes à tout moment. Ceci peut être satisfait, généralement, si:
 - a) Le spécimen est acoustiquement ductile; c.à.d, il a une faible impédance acoustique (Figure II.3).
 - b) Le diamètre du spécimen est égale à celui de la barre (ou bien légèrement inférieur à celui de la barre comme mentionné par Kolsky [5]).

- c) Un disque très dur est utilisé aux interfaces barre-spécimen.
- 3) Le spécimen est en équilibre de contrainte après une période initiale appelée " Sonner vers le haut ". La gamme de déformation où cette condition est satisfaite est obtenue par comparaison des analyses 1D et 2D de l'onde. Une épaisseur minimale possible peut minimiser le temps Sonner vers le haut (elle dépend de la vitesse du son dans le spécimen), mais elle ne peut pas l'éliminer.
- 4) Le spécimen n'est pas compressible. Cette condition est facilement satisfaite; cependant, pour les mousses et les matériaux non linéaires, des techniques d'analyse spéciales peuvent être utilisées.
- 5) Frottement et effets d'inertie dans le spécimen sont minimaux: Cette condition peut être satisfaite par lubrification des interfaces barre-spécimen. Cependant, l'utilisation du lubrifiant peut changer le comportement acoustique de l'interface.

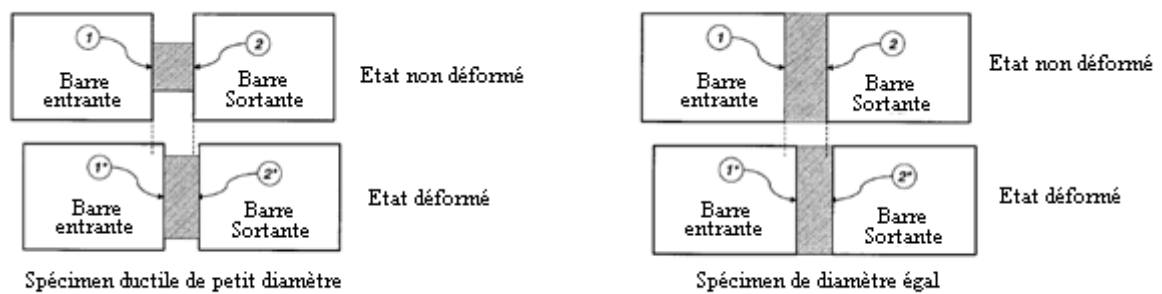


Figure II.3: Conditions pour des interfaces barre-spécimen planaires. Les numéros 1 et 2 représentent des interfaces BE-S et S-Bs respectivement. Symbole * dénote l'endroit des interfaces quand le spécimen est déformé [49].

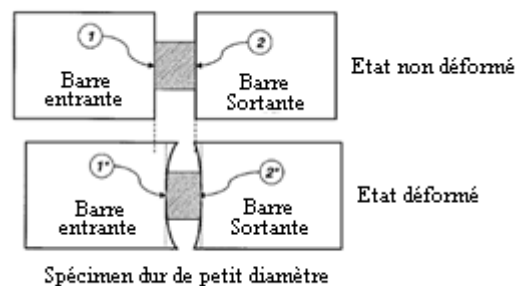


Figure II.4: Déformation des interfaces barre-spécimen pour petit diamètre des spécimens acoustiquement dur [49]

II.6 Conception des spécimens pour l'essai BPHD

La conception d'un spécimen est la partie la plus critique de l'expérience BPHD. Il n'y a aucune règle universelle pour la conception du spécimen. Souvent, les spécimens sont conçus à partir des expériences exploratoires. La conception du spécimen doit satisfaire les approches générales de la technique BPHD.

II.6.1 Effets d'inertie et de frottement

Le diamètre maximal du spécimen (D_S) est égal au diamètre de la barre (D_B). Gray III [61] a suggéré que les effets de frottement et de l'inertie radiale et longitudinale puissent être diminués en réduisant au minimum la disparité de surface entre la barre et le spécimen $D_S \approx 0.80 D_B$; et en choisissant un rapport E_S/D_S entre 0.50 et 1.0, qui est basé sur les corrections des effets d'inertie radiale et longitudinale proposées par Davies et Hunter [35]:

$$\sigma_S^C(t) = \sigma_S^M(t) + \rho_S \left[\frac{E_S^2}{6} - \frac{\nu_S D_S^2}{8} \right] \cdot \left(\frac{\partial^2 \varepsilon(t)}{\partial t^2} \right) \quad (2.29)$$

Où l'indice inférieur s représente *le spécimen*, et les indices supérieurs c et m signifient *corrigé* et *mesuré*, respectivement.

Le second terme de l'équation 2.29 est un terme de correction à ajouter avec la contrainte moyenne mesurée du spécimen. Le terme de correction sera zéro, si le taux de contrainte est constant ou le terme encadrée est nul. La condition suivante fournit le rapport optimal du spécimen pour l'effet d'inertie et est exprimée comme:

$$E_S/D_S = \sqrt{3\nu_S/4} \quad (2.30)$$

Pour un coefficient de Poisson $\nu_S = 0.333$, l'optimum de E_S/D_S est 0.50. Selon ASTM E 9, pour minimiser les effets de frottement en essai de compression des matériaux métalliques à la température ambiante, le rapport E_S/D_S devraient être dans la gamme 1.50-2.00. Ainsi les conditions pour un minimum d'effets de frottement et d'inertie ne peuvent pas être satisfaites simultanément et la suggestion de Gray III [61] de $(0.50 < E_S/D_S < 1.0)$ peut être prise comme un compromis entre ces deux effets. Pour un spécimen ayant $E_S/D_S < 1.5$, des chercheurs ont utilisé un lubrifiant pour réduire le frottement; comme l'huile de bisulfure à base de molybdène pour une température ambiante et une poudre fine de nitrure de bore pour des essais à hautes températures. Des efforts ont été également faits pour quantifier le frottement en utilisant des spécimens annulaires [62].

Si la condition d'un taux de déformation constant est utilisée, alors on peut

effectivement utiliser des spécimens plus minces $E_S/D_S < 0.5$, et ainsi minimiser le non-équilibre de contrainte dans le spécimen. Habituellement, les conditions d'un taux de déformation constant peuvent être atteintes par des impulsions incidentes formées. Cependant, les taux de déformation possibles dans ces cas sont limités par le taux de contrainte de l'impulsion incidente [63], et sont décrits après.

II.6.2 Equilibre de contrainte, contrainte uniaxiale et formation d'impulsion

L'épaisseur optimale du spécimen dépend du temps de montée t nécessaire pour atteindre un état uniaxial de contrainte dans le spécimen. Le temps de montée est estimé comme le temps requis pour π réverbérations dans le spécimen [36]. Pour un solide déformant plastiquement qui obéit à la théorie de Taylor-Von Karman, le temps de montée est donné par:

$$t^2 \geq (\pi^2 \rho_S E_S^2) / (\partial \sigma / \partial \varepsilon) \quad (2.31)$$

Où ρ_S et E_S sont respectivement la densité et l'épaisseur du spécimen. $\partial \sigma / \partial \varepsilon$ est la deuxième étape du taux de travail de durcissement du vrai diagramme contrainte-déformation du matériau à tester. En diminuant l'épaisseur du spécimen, il est ainsi possible de réduire le temps de montée. Cependant, la condition sur E_S/D_S pour réduire au minimum les effets de frottement et d'inertie exigent que le diamètre du spécimen également soit réduit. Par conséquent, on doit utiliser une barre de plus petit diamètre aussi bien pour satisfaire les conditions, $D_S \approx 0.80 D_B$ et $0.50 < E_S/D_S < 1.0$. L'expérience de Kolsky [5] avec $(0.01 < E_S/D_S < 0.10)$, ainsi ne représente pas le cas uniaxial de contrainte.

Une solution pour réduire le temps de montée dans le spécimen est l'utilisation d'une impulsion formée. Le temps de montée d'une impulsion quasi-rectangulaire, produite par l'impact direct du projectile, est généralement plus petit que le temps de montée du spécimen. Si un disque métallique élastoplastique mince (Matériel de bout, [61]) est utilisé entre la barre incidente et de le projectile, l'impulsion incidente aura la forme d'une rampe et presque un taux de contrainte constant est atteint.

L'utilisation d'une impulsion incidente "rampe formée" doit théoriquement produire une impulsion réfléchie constante, selon la théorie de 1D BPHD, qui représente un taux de déformation constant du spécimen. La condition d'essai à taux de déformation constant est essentielle pour un essai de caractérisation valide du matériau. Selon l'équation 2.29, un tel essai peut être réalisé sur n'importe quel taux H_S/D_S du spécimen, satisfaisant la condition du minimum de frottement.

La technique de formation de l'impulsion (pulse-shaping) a été introduite en premier temps pour tester les spécimens en céramique [63] quand les chercheurs ont observé que les spécimens en céramique rompent prématurément, avant que l'équilibre des contraintes soit atteint. L'utilisation d'une impulsion formée a résolu ce problème. Une impulsion rampe formée ne contient pas les hautes oscillations de fréquence (modes de Pochhammer) et ainsi l'effet de dispersion est minimal. Bien que la formation de l'impulsion réduit généralement le taux de déformation dans le spécimen. Pour satisfaire la condition du taux de déformation constant dans le spécimen chaque essai de BPHD devrait utiliser une impulsion formée indépendante du genre de matériaux du spécimen (doux, dur, non homogène, fragile, non linéaire, etc.). Le taux de déformation et la déformation totale dans le spécimen peuvent alors être changés par un choix approprié du matériau de bout ou de la géométrie du formeur de l'impulsion, de la longueur du projectile et de la vitesse d'impact de projectile.

II.6.3 Autres considérations

Il est important que le spécimen fabriqué d'un matériau particulier contienne les unités multiples de sa structure répétitive pour représenter les propriétés en bloc. Cette condition est importante dans le cas des matériaux polycristallins de grand grain, composites renforcés par des fibres, et matériaux cellulaires. La structure des matériaux bruts nécessite souvent un plus grand diamètre de la barre (75-100 mm de diamètre est exigée pour tester le béton). Les matériaux fragiles, comme les céramiques, exigent une conception spéciale du spécimen pour assurer l'uniformité de contrainte avant la rupture. Couque et autres [64] ont utilisé des spécimens coniques avec anneaux chanfreinés pour supprimer la division axial en cas des composites. L'utilisation des sections non-uniformes le long du spécimen. La longueur rend la réduction de données plus complexe. La tolérance sur la géométrie du spécimen est importante pour assurer une déformation uniforme. Gray III [61] a mentionné que les faces de chargement du spécimen doivent être parallèles avec une tolérance de 0.01 millimètre.

II.6.3.1 Considérations spéciales pour les matériaux doux

C'est bien accepté dans la communauté de recherche de la barre d'Hopkinson [61] que les méthodes expérimentales de BPHD et l'analyse des données de 1D sont généralement valides pour les métaux élastoplastiques qui satisfont les conditions mentionnées dans la section, approches de validité de l'essai BPHD. Cependant, des difficultés additionnelles surgissent dans le cas des matériaux doux et durs, qui incluent toutes sortes de matériaux technologiques autres que les métaux élastoplastiques. Le manuel d'ASM [61] consacre deux

sections séparées à l'essai BPHD; une pour les matériaux doux [24] et l'autre pour les céramiques [63]. On doit lire ces sections avant de les examiner.

Les matériaux doux incluent une grande variété de matériaux polymères, mousses des métaux et des polymères, et des matériaux granulaires. Sous conditions d'essai de BPHD, Cette classe de matériaux est caractérisée par leurs très faibles impédances acoustiques. Elle génère des impulsions transmises très faibles/faibles si une barre traditionnelle en acier avec un gain élevé est utilisée. Des chercheurs ont utilisé des barres de faible impédance (barres en titanium, aluminium et magnésium [65, 66]) où de bons signaux de transmission peuvent être obtenus. D'autres ont utilisé des barres polymères [67-69] (PMMA, PC) pour tester des matériaux doux. L'utilisation d'une barre polymère exige des analyses additionnelles du comportement viscoélastique de la barre. Elle ajoute plus de complexité en comparaison avec les barres métalliques de faible impédance. En plus des barres pleines métalliques et polymères de faible impédance, Chen et autres [70] ont utilisé une barre sortante creuse en aluminium pour obtenir un rapport signal sur bruit mieux que pour les barres pleines. L'issue principale dans l'essai des matériaux doux est d'obtenir une bonne impulsion transmise, ce qui peut être réalisé par l'utilisation des barres de faible impédance. Cependant, toutes les approches d'équilibre de contrainte, uniforme et contrainte uniaxiale, effets d'inertie et de frottement, et conditions de dispersion doivent être satisfaites pour une expérience valide de BPHD.

La faible vitesse de l'onde dans les matériaux doux fait le temps de passage dans le spécimen beaucoup plus long que dans les matériaux métalliques. Ainsi, un spécimen mince est nécessaire pour satisfaire la condition d'équilibre de contrainte. D'une part, il est trouvé que le rapport L_S/D_S dépend fortement du comportement contrainte-déformation des matériaux doux [24]. Chen et autres [70] ont observé une atténuation substantielle de l'onde dans des échantillons épais en caoutchouc RTV630 (0.25') par rapport aux échantillons minces (0.06'). Selon la température et le matériau du spécimen, ils suggèrent qu'un rapport L_S/D_S de 0.25-0.50 peut être utilisé pour réduire l'atténuation.

A raison de la nature viscoélastique de quelques polymères et composites polymères à la température ambiante, une procédure spéciale est adoptée au Laboratoire National de Los Alamos pour usiner des spécimens de BPHD à surfaces de chargement parallèles avec une tolérance de 0.03 mm [24]. Le spécimen est refroidi à l'azote liquide au-dessous de sa température de transition vitreuse. Ensuite, il est usiné dans son état durci; et lentement réchauffé de nouveau à la température ambiante.

Gray III [61] a suggéré qu'une analyse par éléments finis de l'expérience de BPHD puisse être utile en réduisant les données expérimentales avec confiance, en concevant

l'expérience de BPHD, et en utilisant des techniques expérimentales de la barre non standard de Hopkinson. Essai de BPHD des matériaux poreux et granulaires exige des outils diagnostiques additionnels du spécimen, tels que la photographie ultrarapide et l'analyse lagrangienne couplée [61].

CHAPITRE III

ANALYSE SPECTRALE DE L'ONDE

III.1 Introduction

L'analyse de la dispersion et de l'atténuation des ondes est généralement faite par des méthodes spectrales. Une explication détaillée du changement en domaine fréquentiel et de la manière de propagation des ondes est donnée ici. Cette compréhension est fondamentale lors de l'analyse de la propagation d'onde dans un milieu.

III.1.1 Transformée de Fourier et la FFT

La transformée de Fourier introduit la notion de spectre. C'est la caractéristique fréquentielle d'un signal. Ce dernier peut être défini dans deux espaces, soit temporel ou fréquentiel. L'analyse spectrale d'une onde périodique complexe peut être représentée par la superposition d'une série de sinusoïdes de fréquences reliées harmoniquement [29]. L'équation générale pour une sinusoïde harmonique simple est:

$$f(t) = a_0 + r_1 \sin(\omega_0 t + \theta_1) \quad (3.1)$$

Où a_0 est l'excentrée, r_1 est l'amplitude, ω_0 est une fréquence angulaire qui décrit la nature périodique, et θ_1 est l'angle de phase ou le déphasage de l'onde. L'angle de phase décrit la quantité de déphasage le long de l'axe de temps de l'onde. En appliquant l'identité trigonométrique:

$$r_1 \cos(\omega_0 t + \theta_1) = r_1 [\cos(\omega_0 t) \cos(\theta_1) - \sin(\omega_0 t) \sin(\theta_1)] \quad (3.2)$$

A l'équation (3.1), une forme alternative de l'onde peut être écrite comme:

$$f(t) = a_0 + a_1 \cos(\omega_0 t) + b_1 \sin(\omega_0 t)$$

Où:

$$a_1 = r_1 \cos(\theta_1) \quad (3.4)$$

$$b_1 = -r_1 \sin(\theta_1) \quad (3.5)$$

Par conséquent, un signal peut être représenté par une série de Fourier continue écrite comme:

$$f(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} [a_k \cos(k\omega_0 t) + b_k \sin(k\omega_0 t)] \quad (3.6)$$

$$\text{Avec: } \omega_0 = \frac{2\pi}{T} \quad (3.7)$$

ω_0 est la fréquence fondamentale et k est un nombre entier. Les multiples de fréquence ($k\omega_0$) sont connus comme harmoniques. Une fonction de période T dans le domaine temporel peut donc être liée au spectre de composantes (a_k et b_k) dans le domaine fréquentiel. Les figures III.1a, III.1b et III.1c illustrent comment une onde carrée peut être décomposée en une série d'ondes cosinusoidales. Si assez de termes sont inclus, alors la superposition de toutes les

composantes aurait comme conséquence une onde identique à l'onde carrée.

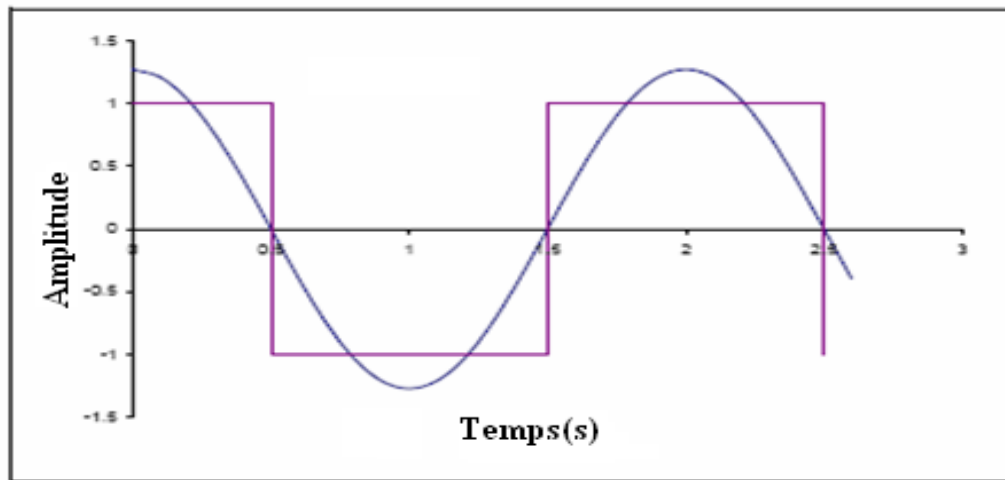


Figure III.1a: Composante de Fourier primaire d'une onde carrée

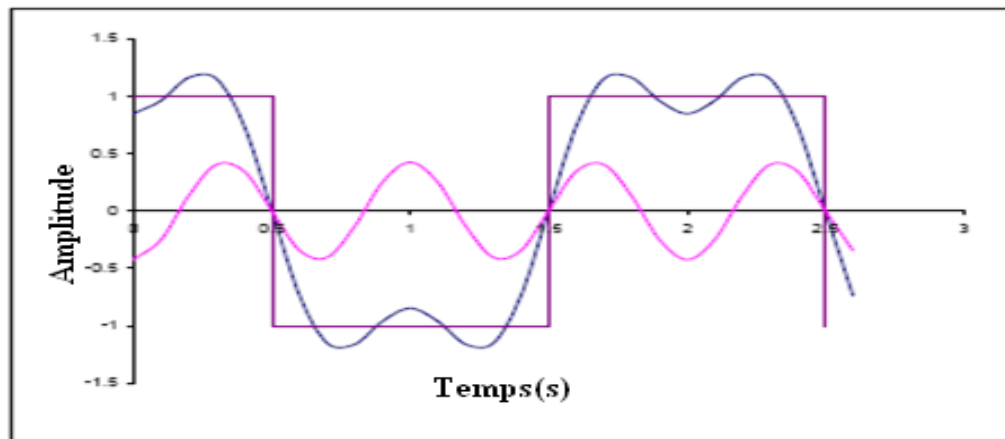


Figure III.1 b: Addition de la seconde composante harmonique

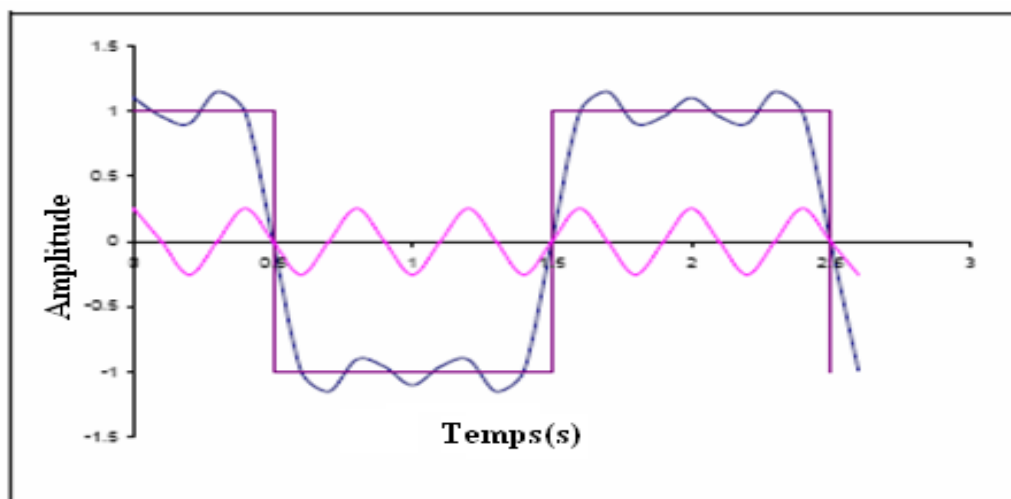


Figure III.1c: Addition de la troisième composante harmonique

En plus de l'amplitude de chacune des composantes de la série de Fourier, un angle de

phase correspondant doit également exister. Les spectres d'amplitude et de phase sont nécessaires pour reconstruire l'onde dans le domaine temporel. Pour l'exemple de l'onde carrée, les spectres d'amplitude et de phase sont montrés sur les figures III.2a et III.2b respectivement. En analysant les spectres d'amplitude et de phase un plus grand aperçu des propriétés de l'onde peut être eu.

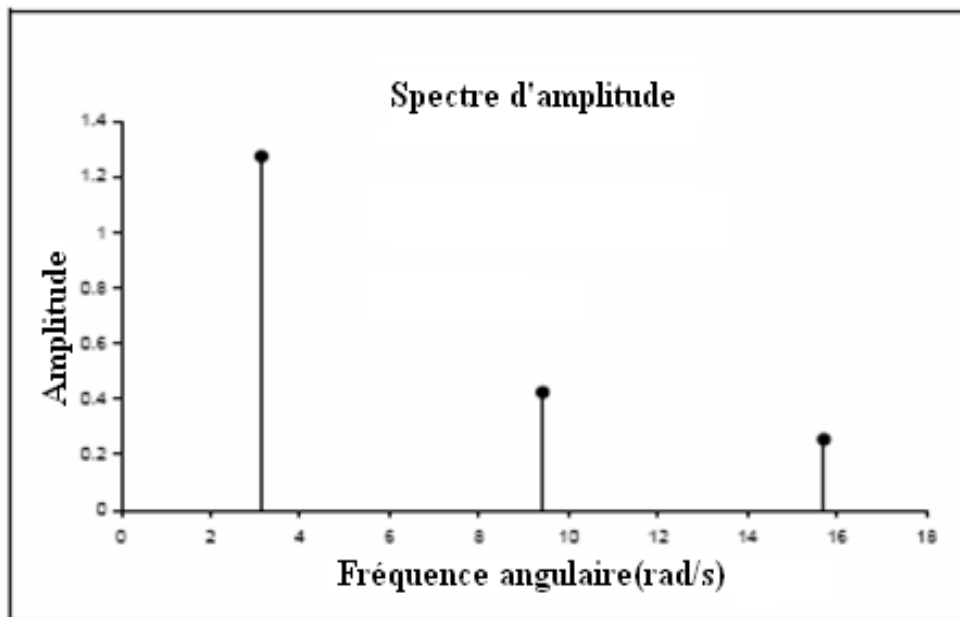


Figure III.2a: Spectre d'amplitude pour les trois premiers termes

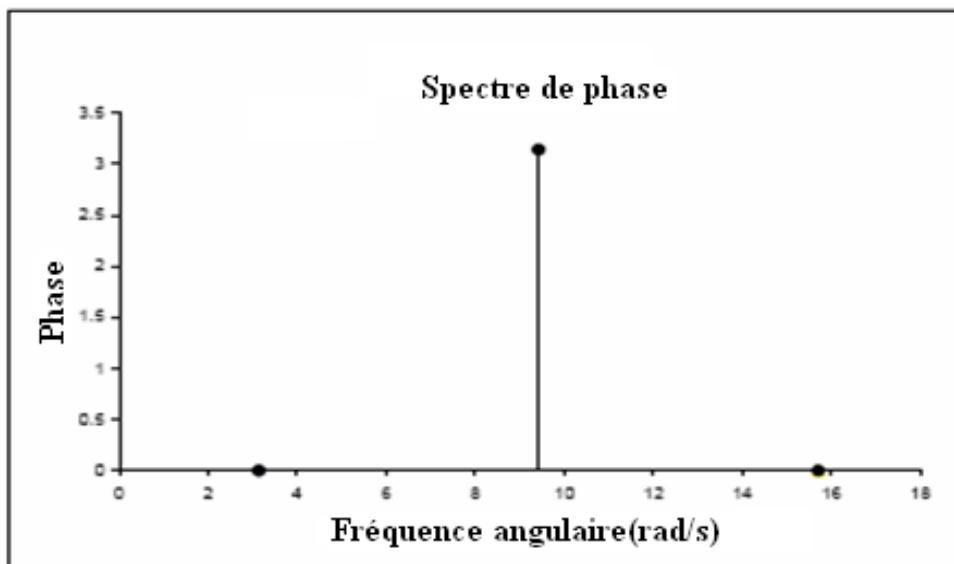


Figure III.2b: Spectre de phase pour les trois premiers termes

L'analyse ci-dessus a été faite pour un signal périodique ou répétitif. Cependant, c'est, impraticable pour analyser la propagation de l'onde puisqu'une onde de contrainte est apériodique. Pour l'analyse des signaux apériodiques, une alternative à la série de Fourier a été développée. Une transformée de Fourier paire permet la transformation d'un signal apériodique au domaine fréquentiel et vice-versa. La base de la transformée de Fourier est l'intégrale de Fourier qui est donnée par:

$$\tilde{F} = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega_0 t} dt \quad (3.8)$$

Où $\tilde{F}$ est la transformée de Fourier continue (TFC), ω_0 est définie avant et i est un nombre complexe ($\sqrt{-1}$). L'intégrale de Fourier est dérivée des séries de Fourier dans sa forme exponentielle en appliquant les identités d'Euler. L'application des limites infinies permet la définition d'un signal apériodique. En d'autres termes, lorsque la période devient infinie, le signal ne se répète jamais, devenant apériodique. La deuxième partie de la transformée de Fourier paire est la transformée inverse qui est donnée par :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(\omega) e^{-i\omega_0 t} d\omega \quad (3.9)$$

Le symbole $\sim$ indique le domaine de fréquence d'une fonction. $\tilde{F}$ a les composantes réel et imaginaire qui sont liées respectivement aux termes a_k et b_k de la série de Fourier. Pour la plupart des cas, la fonction $f(t)$ n'est pas connue analytiquement. Normalement le signal est connu en termes du signal discret mesuré par un système d'acquisition de données. Pour ce cas, la transformée de Fourier discrète (TFD) a été développée. La TFC écrite en termes des échantillons (n) donne la transformée paire TFD qui s'exprime par :

$$\tilde{F}_k = \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{-ik\omega_0 n} \quad \text{pour } k = 0 \text{ à } N-1 \quad (3.10)$$

$$f_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \tilde{F}_k e^{ik\omega_0 n} \quad \text{pour } k = 0 \text{ à } N-1 \quad (3.11)$$

Où: N est le nombre des échantillons.

Bien que c'est la forme la plus pratique de la transformée de Fourier, elle exige N^2 opérations complexes ce qui la rend impraticable manuellement et intimide pour le calcul à l'aide des ordinateurs. Pour alléger une partie du fardeau de calcul, des sous-programmes de la transformée de Fourier rapide (FFT) ont été développés. La plupart des sous-programmes de FFT réduit N^2 opérations à $N \log_2(N)$ opérations, ce qui permet un calcul plus efficace des

coefficients de Fourier. Le lecteur est référé à Press et autres [30] pour une description détaillée des sous-programmes de FFT.

$\tilde{F}_k$ a une partie réelle et une partie imaginaire. Alors, il peut être exprimé en coordonnées rectangulaires et polaires. En forme rectangulaire, $\tilde{F}_k$ représente les coefficients de la série de Fourier. La forme polaire de $\tilde{F}_k$ est liée à la forme rectangulaire par:

$$\tilde{F}_k = a_k + ib_k = re^{i\theta_k} \quad (3.12)$$

$$\text{Avec: } r_k = \sqrt{(a_k^2 + b_k^2)} \quad \text{et} \quad \theta_k = \tan^{-1}\left(\frac{b_k}{a_k}\right) \quad (3.13)$$

r_k est le module et θ_k est l'argument (l'angle de phase). Bien que la plupart des routines FFT retournent les résultats en forme rectangulaire, une meilleure compréhension des propriétés de l'onde est atteinte avec la forme polaire. Quelques considérations spéciales doivent être prises en considération lorsqu'on passe de la forme rectangulaire à la forme polaire. Lors de la détermination de l'angle de phase par la fonction arctan, on doit faire attention que l'angle a été ajusté à son quart de cercle. La plupart des programmes mathématiques supposent que l'angle se trouve dans le premier quart de cercle et ainsi un certain ajustement est nécessaire. L'angle de phase devrait se situer dans l'intervalle $-\pi \leq \theta \leq \pi$. Aussi bien, les angles de phase doivent être redéployés "Unwrapped". En redéployant les spectres de phase, une fonction continue est obtenue en ajoutant ou en soustrayant des multiples de 2π quand les sauts absolus entre les spectres consécutifs de phase sont plus grands que de π radians (La figure III.3). Cette procédure compte sur le déphasage relatif à la première composante ou au terme DC. Le terme DC se produit quand $n = 0$ et représente l'aire sous la fonction de temps.

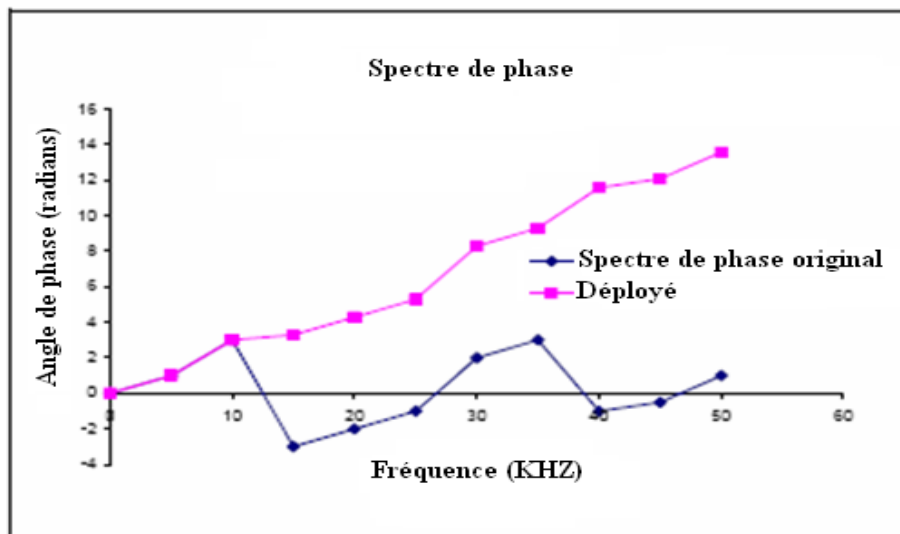


Figure III.3: Redéploiement du spectre de phase

III.1.2 Propagation d'onde dans le domaine de fréquence

Un des aspects les plus utiles de la transformée de Fourier est la capacité d'analyser et de prévoir comment les ondes propageront. Quand une onde propage le long d'une tige, essentiellement elle est décalée dans le temps. Si une onde carrée simple est symétrique par rapport le temps zéro, il peut être vu que la partie imaginaire de la transformée est zéro et qu'il n'y a aucun déphasage. Si l'onde est déplacée le long de l'axe de temps, la transformée aura les deux parties; réelle et imaginaire. La partie réelle est une fonction paire tandis que la partie imaginaire est une fonction impaire. La figure III.4 montre ces relations pour une impulsion carrée en utilisant le TFC. En termes de coordonnées polaires, les amplitudes des impulsions originale et décalée sont identiques; la seule différence est celle de la phase. Ceci indique qu'une variation dans le temps correspond à un changement de phase dans le domaine de fréquence. Ceci mène à la relation suivante:

$$f(t - t_0) = F_n(\omega)e^{-i\omega_0 t_0} = r_n e^{i(\theta_n - \omega_0 t_0)} \quad (3.14)$$

Où t_0 est la quantité de variation dans le temps.

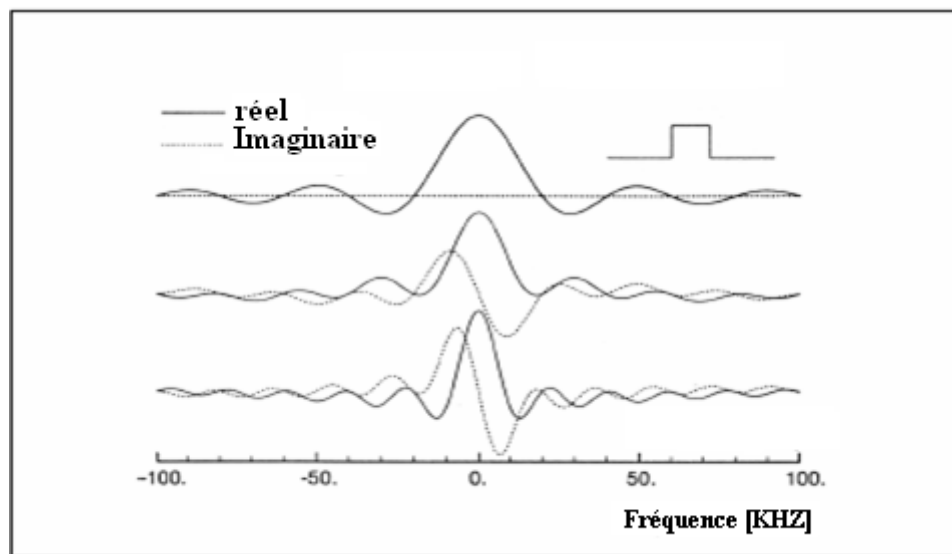


Figure III.4: Composantes réelle et imaginaire pour une impulsion carrée soumise à des quantités différentes de déphasage, Doyle [31]

Connaître la manière de propagation d'une onde dans un matériau est d'importance primordiale dans l'analyse d'onde. La dispersion et l'atténuation de l'onde peuvent avoir lieu lorsqu'elle se propage dans certains milieux. La dispersion est liée à l'allongement d'une onde pendant la propagation dans un milieu tandis que l'atténuation est liée à une réduction d'amplitude. La dispersion et l'atténuation sont des actions en corrélation qui sont généralement

couplées. En d'autres termes, s'il y'a dispersion, il y'a généralement atténuation. La figure III.5 montre ces effets. L'atténuation et la dispersion peuvent être provoquées par une variété de facteurs comme, les propriétés du matériau et les contraintes géométriques. La capacité de séparer les composantes d'une onde est une clé pour analyser les relations de dispersion et d'atténuation. La figure III.6 illustre les composantes d'une onde en fonction du temps. Le train d'ondes du côté gauche illustre un système non dispersif. Pendant la propagation d'onde, ses différentes composantes ont la même vitesse et gardent donc dans la même position relative entre elles. Ceci signifie qu'à tout moment donné l'addition des différentes composantes de l'onde aura comme conséquence la même onde. Pour le système dispersif, montré à droite de la figure III.6, les trains d'onde ont différentes vitesses ce qui change leurs positions relatives. Ceci signifie que pendant la propagation du train d'ondes, l'onde résultante se déformera avec le temps. La vitesse de déplacement de chaque composante s'appelle la vitesse de phase. Elle qui est donnée par:

$$c = \frac{x}{t} = \frac{\omega}{k} \quad (3.15)$$

Où c est la vitesse de phase, t est le temps, x est la distance mesurée à partir de l'interface et k est le nombre d'onde. En reliant la vitesse de chaque phase à la fréquence, un rapport dispersif peut être développé [31, 32, 33]. Le rapport entre le nombre d'onde et la fréquence s'appelle le rapport de spectre. La vitesse à laquelle l'onde superposée se déplace s'appelle la vitesse de groupe (c_g). C'est l'onde actuellement observée.

Si l'onde est mesurée en un point, alors elle peut théoriquement être prévue à un autre point en appliquant une fonction de transfert à l'onde originale. En d'autres termes, si on sait le rapport dispersif, on peut prévoir comment une onde propagera à travers un matériau.

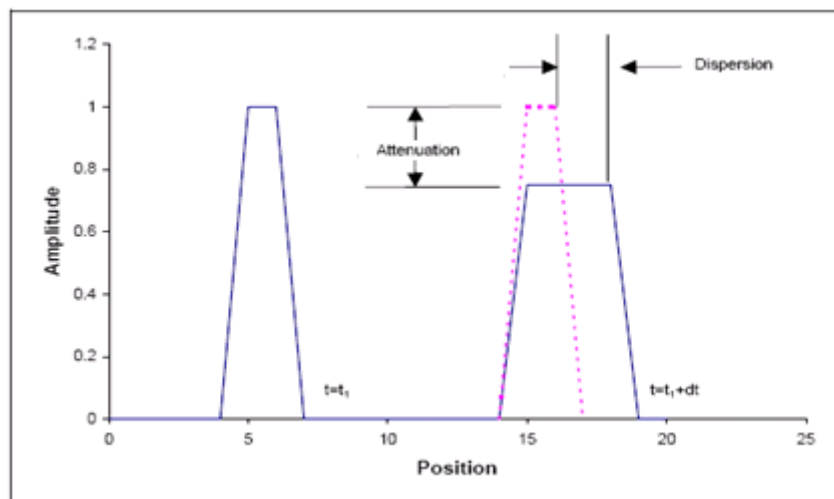


Figure III.5: Illustration des effets de la dispersion et de l'atténuation [2]

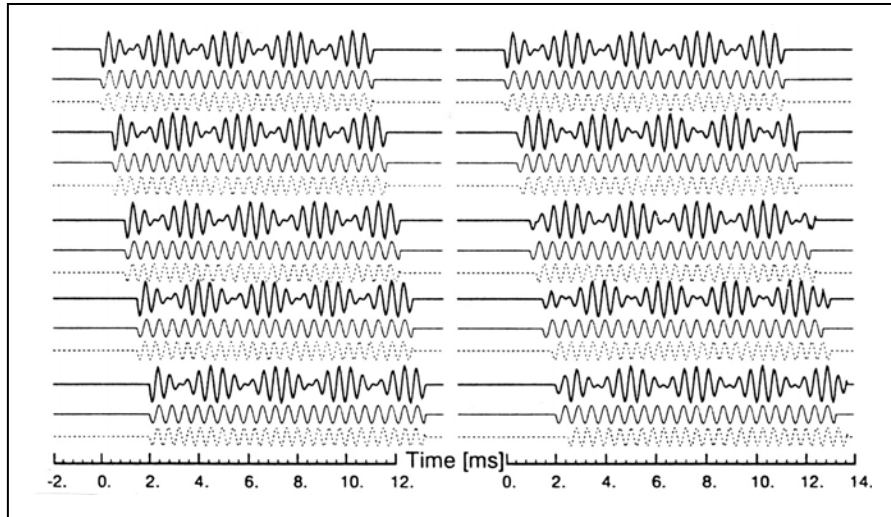


Figure III.6: Segments d'un train infini d'ondes à différentes positions.
Gauche: Système non dispersif. Droite: Système dispersif, Doyle [31]

III.1.3 Équations d'onde

Afin de prévoir l'état de propagation d'une onde dans un milieu, un modèle décrivant son mouvement doit être formulé. Le développement des équations de fréquence de Pochhammer [34] et de Chree [35] forme la base pour l'analyse de la propagation longitudinale d'onde. Ces équations relient la vitesse de phase à la fréquence pour une propagation unidimensionnelle de l'onde. Selon Follansbee [36] une analyse unidimensionnelle est suffisante puisque la majorité de l'énergie est contenue dans les longueurs d'onde qui excèdent dix fois le rayon de la barre. Ceci signifie également que la mesure extérieure de la contrainte est un indicateur valide de déplacement axial. L'équation unidimensionnelle du mouvement d'onde est:

$$T \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (3.16)$$

Où T est la force de tension axiale dans le matériau et ρ est la densité.

Le changement au domaine de fréquence et la résolution de (3.16) donne:

$$u(x, t) = \tilde{u}(x, \omega) = \sum F_n G(K_{mn} x) e^{i \omega t} \quad (3.17)$$

Où F_n est le spectre d'amplitude et le G est la fonction de transfert du système; Doyle [31]. L'indice inférieur m se rapporte au mode de la solution. Généralement, seulement le premier mode est considéré; Cheng et autres [38]. La fonction de transfert détermine la quantité d'atténuation du déphasage en fonction de l'espace. On verra plus tard que la fonction de transfert sera liée au coefficient de propagation γ .

On considère un matériau élastique analysé linéairement. La dispersion est ignorée si le rapport de la longueur d'onde (λ) au rayon (R) est beaucoup moins à l'unité; Davies [4]. Follansbee et Frantz [32] ont déterminé que la dispersion est une considération importante même lorsque $\lambda / R \ll 1$ pour les barres linéairement élastiques.

Les effets viscoélastiques créent des problèmes avec les barres polymères. L'utilisation des barres fabriquées de ces matériaux exige une plus grande compréhension des propriétés du matériau de la barre. L'atténuation et la dispersion ont de grands effets sur les ondes; incidente, réfléchie et transmise. Le problème est que la mesure de la jauge de contrainte au milieu de la barre ne correspond pas aux conditions à l'interface barre-spécimen. Par conséquent, la réduction de quelques données est exigée. Une variété de méthodes a été suggérée pour combattre ce problème.

III.2 Méthodes de correction de la dispersion et de l'atténuation

La correction de la dispersion améliore la forme de la courbe contrainte-déformation dynamique [53]. Des méthodes expérimentales et théoriques sont à utiliser pour corriger la dispersion et l'atténuation d'un signal.

III.2.1 Méthodes analytiques

L'approche théorique pour résoudre ce problème exige qu'un modèle viscoélastique du matériau soit formulé. Le modèle est utilisé pour simuler le comportement du matériau de sorte que l'onde puisse être prévue à un certain point de mesure connue. Kolsky [39] illustre les trois modèles les plus généralement utilisés pour simuler la réponse viscoélastique. Les trois modèles, représentés sur la figure III.7, sont composés d'éléments amortisseur et ressort. Les différentes configurations de Voigt, de Maxwell et du Solide général modélisent les différents types de comportements dynamiques. Le modèle de Voigt est fondé sur l'hypothèse que les composantes de la contrainte dans un solide sont proportionnelles à la somme de la déformation et du taux de déformation. Dans le solide de Maxwell, le taux de contrainte est proportionnel au taux de déformation et à la contrainte. Alors, les solides de Maxwell et de Voigt réagissent de manières opposées. On a une décroissance logarithmique inversement proportionnelle à la fréquence dans l'amplitude de la vibration pour des solides de Maxwell et directement proportionnelle pour des solides de Voigt. Le modèle le plus général est une combinaison des éléments de Maxwell et de Voigt. Le résultat est un modèle qui est plus utile en décrivant la nature qualitative du matériau viscoélastique. Cependant, même le modèle général ne correspond pas bien aux résultats quantitatifs exceptés sur une petite gamme de fréquence. Wang et autres [40] proposent que le

modèle non linéaire de Zhu-Wang-Tang (ZWT) puisse simuler le comportement viscoélastique des matériaux polymères. Le modèle de ZWT est une compilation de deux solides de Maxwell parallèlement à un ressort. Par simulation numérique, ils peuvent prédire précisément la réponse viscoélastique connaissant les propriétés du matériau.

Tyas et Watson [41] utilisent la simulation numérique pour déterminer le comportement viscoélastique d'un matériau. Ils simulent l'historique d'une force d'entrée appliqué à l'extrémité d'une barre tout en enregistrant le signal dispersé à une certaine distance de l'extrémité. A partir de l'entrée connue et la sortie enregistrée, le rapport dispersif peut être déterminé.

Sawas et autres [42] ont utilisé des barres en acrylique pour examiner des échantillons en polycarbonate, mousse de polyuréthane et mousse de styrol avec un certain succès. Leur méthode de réduction de données exige une connaissance a priori des propriétés du matériau des barres acryliques. Ces propriétés sont utilisées pour résoudre une forme de l'équation d'ondes viscoélastique permettant à la propagation de l'onde d'être prévue.

Zhao et Gary [43] ont développé une équation d'onde tridimensionnelle basée sur l'équation de propagation de l'onde longitudinale de Pochhammer et Chree. Par comparaison avec des résultats empiriques, ils prouvent que l'application du modèle tridimensionnel prévoit plus exactement l'état de propagation des ondes dans des milieux viscoélastiques. Zhao et Gary [44] ont également étendu ce travail afin d'inclure une méthode inverse pour le calcul des paramètres du matériau. En mesurant la vitesse sur les extrémités de la barre et puis en estimant les paramètres modèles par des itérations multiples. Sogabe et autres [45] emploient une approche semblable pour définir un coefficient de propagation qui permet la correction de l'atténuation et de la dispersion.

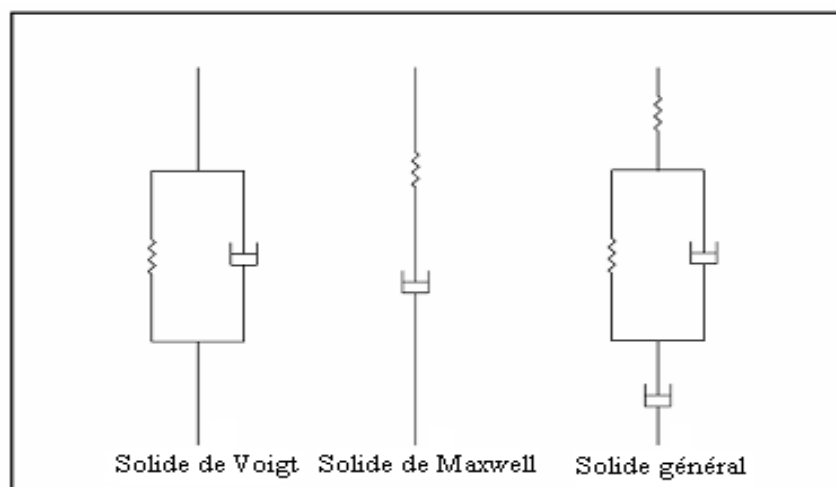


Figure III.7: Modèles des solides viscoélastiques

III.2.2 Méthodes expérimentales

L'avantage de déterminer les propriétés du matériau des barres; entrante et sortante expérimentalement est qu'aucune connaissance antérieure des propriétés du matériau n'est exigée et ce n'est pas nécessaire de résoudre les équations de fréquence de Pochhammer et de Chree. Aussi bien, les corrections basées sur des techniques analytiques semblent limitées à corriger seulement un peu de distorsion dispersive.

Gorham et Wu [33] ont suggéré une méthode pour déterminer expérimentalement les corrections de phase. Leur méthode exige qu'une série d'essais à l'aide de projectiles de différentes tailles soit effectuée. Le spectre de phase pour chaque impulsion est analysé et avec la connaissance de la manière dont une impulsion idéale propage, la variation de la phase fondamentale commune à toutes les courbes est déterminée. Avec la connaissance de la façon dont les vitesses de phase changent sur la gamme des fréquences, la dispersion de l'onde peut donc être prévue.

Bacon [46] suggère une méthode expérimentale pour considérer l'atténuation et la dispersion dans les barres viscoélastiques. Cette méthode implique de réaliser un essai sur chaque barre afin de déterminer le comportement du matériau viscoélastique. Cette méthode, décrite plus tard, détermine le rapport dispersif expérimentalement. Bacon et Brun [47] ont étendu cette méthode pour déterminer le rapport dispersif sur la longueur des barres non uniformes. Cette méthodologie serait utile si les extrémités des barres sont chauffées ou si les barres sont d'impédance non uniforme pour assortir un échantillon. Ce travail est une prolongation de Lundberg et autres [48] où les propriétés viscoélastiques du matériau ont été déterminées en utilisant une technique de mesure à deux points. Cheng et autres [38] suggèrent une méthode semblable de détermination du coefficient de propagation. Au lieu de redéployer les spectres de phase pour déterminer le déphasage entre deux impulsions, le nombre d'onde est estimé pour donner une vitesse de phase et un rapport de fréquence raisonnables.

III.2.2.1 Théorie derrière la méthode expérimentale

En appliquant l'analyse spectrale de l'onde à une configuration de la barre d'Hopkinson, des équations reliant la vitesse et la force aux interfaces de la barre peuvent être dérivées. L'équation d'ondes unidimensionnelle peut être écrite en terme de contrainte comme:

$$\frac{\partial \sigma(x,t)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 (x,t)}{\partial t^2} \quad (3.18)$$

La déformation est liée au déplacement par:

$$\varepsilon(x, t) = \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} \quad (3.19)$$

En écrivant ces équations d'ondes de base dans le domaine de Fourier:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \tilde{\sigma}(x, \omega) = -\rho \omega^2 \tilde{\varepsilon}(x, \omega) \quad (3.20)$$

Où $\tilde{\sigma}(x, \omega)$ et $\tilde{\varepsilon}(x, \omega)$ sont les transformées de Fourier de la contrainte et de la déformation respectivement. La fréquence angulaire ω est reliée à la fréquence par: $\omega = 2\pi f$. Pour des milieux linéairement viscoélastiques, la contrainte est donc liée à la déformation par:

$$\tilde{\sigma}(x, \omega) = E^*(\omega) \tilde{\varepsilon}(x, \omega) \quad (3.21)$$

Où E^* est le module complexe du matériau. Le coefficient de propagation $\gamma = \gamma(\omega)$, est défini par:

$$\gamma^2 = \frac{\rho \cdot \omega^2}{E^*} \quad (3.22)$$

En utilisant les équations (3.20), (3.21) et (3.22) l'équation unidimensionnelle d'un mouvement axial devient:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}(x, \omega)}{dx^2} + \gamma^2 \tilde{\varepsilon}(x, \omega) = 0 \quad (3.23)$$

La solution générale de cette équation est donnée comme:

$$\tilde{\varepsilon}(x, \omega) = \tilde{P}(\omega) e^{-\gamma x} + \tilde{N}(\omega) e^{\gamma x} \quad (3.24)$$

Où: $\tilde{P}(\omega)$ et $\tilde{N}(\omega)$ sont les transformées de Fourier des déformations à $x = 0$. Elles sont dues à la propagation des ondes dans les directions de l'augmentation et de diminution de x respectivement. La vitesse $\tilde{v}(x, \omega)$, et la force normale $F(x, \omega)$, sont alors:

$$\tilde{v}(x, \omega) = -\frac{i\omega}{\gamma} \left[\tilde{P}(\omega) e^{-\gamma x} - \tilde{N}(\omega) e^{\gamma x} \right] \quad (3.25)$$

$$\tilde{F}(x, \omega) = -\frac{\rho A \omega^2}{\gamma^2} \left[\tilde{P}(\omega) e^{-\gamma x} + \tilde{N}(\omega) e^{\gamma x} \right] \quad (3.26)$$

Le module et l'angle de phase des fonctions exponentielles complexes $e^{-\gamma x}$ et $e^{\gamma x}$ sont liés à l'atténuation et à la propagation respectivement. Le coefficient de propagation $\gamma(\omega)$ est lié au coefficient d'atténuation $\alpha(\omega)$, et à la vitesse de phase $c(\omega)$ par:

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + iK(\omega) = \alpha(\omega) + i\frac{\omega}{c(\omega)} \quad (3.27)$$

Où: $K(\omega)$ est le nombre d'onde (fonction impaire) et $\alpha(\omega)$ est également une fonction positive avec : $\alpha(0) = 0$.

III.2.2.2 Détermination expérimentale du coefficient de propagation

La méthode suivante est basée sur le travail de Bacon [46]. La base de la détermination de $\gamma(\omega)$ expérimentalement est l'équation (3.26). En permettant à une extrémité de la barre d'être libre; la force devient zéro (ou bien au moins très petite que la force à l'endroit de la jauge de déformation). Lorsque la force à l'extrémité est zéro, l'équation (3.26) deviennent:

$$\tilde{P}e^{-\gamma d} + \tilde{N}e^{\gamma d} = 0 \quad (3.28)$$

Où: d est la distance de l'endroit de la jauge de déformation à l'extrémité libre et $\tilde{P}$ et $\tilde{N}$ sont liés aux déformations incidente et réfléchie par: $\tilde{\varepsilon}_I = \tilde{P}$ et $\tilde{\varepsilon}_R = \tilde{N}$ (3.29)

La fonction de transfert $G(\omega)$ peut alors être définie comme:

$$G(\omega) = -\frac{\tilde{\varepsilon}_R(\omega)}{\tilde{\varepsilon}_I(\omega)} = e^{-\gamma 2d} \quad (3.30)$$

Le signe négatif devant le rapport doit compenser le fait que l'onde réfléchie est inversée. Il devrait être appliqué à la transformée de Fourier de la déformation réfléchie en forme rectangulaire. Alors, le rapport complexe décrit comment l'onde a changé, à raison de l'atténuation et de la dispersion, sur la distance $2d$. Après qu'un signe négatif soit appliqué à la déformation réfléchie, le rapport complexe devient:

$$G = \frac{r_R}{r_I} e^{i(\theta_R - \theta_I)} = e^{-\gamma 2d} = e^{-(\alpha + iK)2d} \quad (3.31)$$

L'égalisation de la partie réelle et imaginaire donne:

$$\alpha = -\frac{\ln\left(\frac{r_R}{r_I}\right)}{2d} \quad (3.32)$$

$$k = -\frac{(\theta_R - \theta_I)}{2d}$$

Ceci est fait pour chaque fréquence. Par conséquent, le rapport dispersif entre la fréquence et le k est déterminé.

La détermination du coefficient de propagation permet la détermination de la vitesse et la

force à l'interface des barres incidente et transmise. Ceci, alternativement, permet un calcul direct du taux de déformation de l'équation (2.1). La contrainte peut être calculée à partir:

$$\sigma_s = \frac{F_T(t)}{A_s} \quad (3.33)$$

Où les indices inférieurs s et t se rapportent au spécimen et à la barre transmise respectivement. La déformation peut être déterminée en intégrant l'équation (2.1) par rapport au temps comme suit:

$$\varepsilon_s = \int \dot{\varepsilon}_s dt \quad (3.34)$$

La division de la longueur de l'échantillon pour obtenir le taux de déformation et la section de l'échantillon pour obtenir la contrainte devrait être faite dans l'ordre de domaine de temps pour maintenir sa représentation physique.

III.3 Conclusion

Ce chapitre a décrit la base de l'analyse spectrale de l'onde comme elle s'applique à l'appareil à barre d'Hopkinson. La compréhension de cette méthode d'analyse de propagation d'onde permet d'inclure un rapport dispersif qui permet d'analyser le comportement viscoélastique inhérent à la plupart des polymères. En plus d'une analyse détaillée d'une méthode expérimentale, de diverses méthodes analytiques pour la détermination du rapport dispersif ont été également discutées.

CHAPITRE IV

CONCEPTION ET REALISATION DU DISPOSITIF

IV.1 Méthode de conception du dispositif

Vu le caractère équivoque et indéterminé de la synthèse, le travail doit être systématique pour avoir une meilleure avance dans le travail. Pour cela, on suit la méthode ainsi:

1. Détermination de la fonction totale.
2. Détermination des fonctions des systèmes partiels.
3. Proposition des variantes pour chaque fonction partielle.
4. Evaluation et choix de la forme de liaison des différentes variantes partielles.

IV.1.1 Fonction totale

La fonction totale est de concevoir et réaliser un dispositif d'essai de compression dynamique à barres de pression d'Hopkinson divisée. Cette fonction totale peut être décomposée en des fonctions partielles.

IV.1.2 Fonctions partielles

Tandis qu'il n'y a pas une conception standard universelle pour l'appareil BPHD, la plupart des appareils d'essai de BPHD partagent cinq variantes communes [49]:

1/ Deux barres de pression longues de section uniforme de rapport longueur sur diamètre (L_B / D_B) allant de 20 à 100. Les deux barres sont fabriquées du même matériau. Les bouts de la barre sont usinés perpendiculairement à l'axe de la barre pour assurer un bon contact entre le spécimen et la barre et entre la barre et le projectile.

2/ Roulement et armature d'alignement pour un alignement correct afin de satisfaire les conditions de propagation d'une onde unidimensionnelle (1D).

3/ Un lanceur à air comprimé pour propulser un projectile fabriqué du même matériau que celui des barres.

4/ Jauges de déformation montées sur les deux barres pour mesurer la propagation de l'onde de contrainte dans les barres.

5/ Instrumentation associée et le système d'acquisition des données pour contrôler, enregistrer et analyser les données de l'onde de contrainte dans les barres.

IV.1.3 Cahier des charges

Le cahier des charges du dispositif à barre de pression d'Hopkinson divisée marque un jalon dans la vulgarisation de cette technique.

Le schéma ci-dessous exprime les exigences relatives au produit; spécification du besoin d'un point de vue technique, économique et opérationnel comme suit:

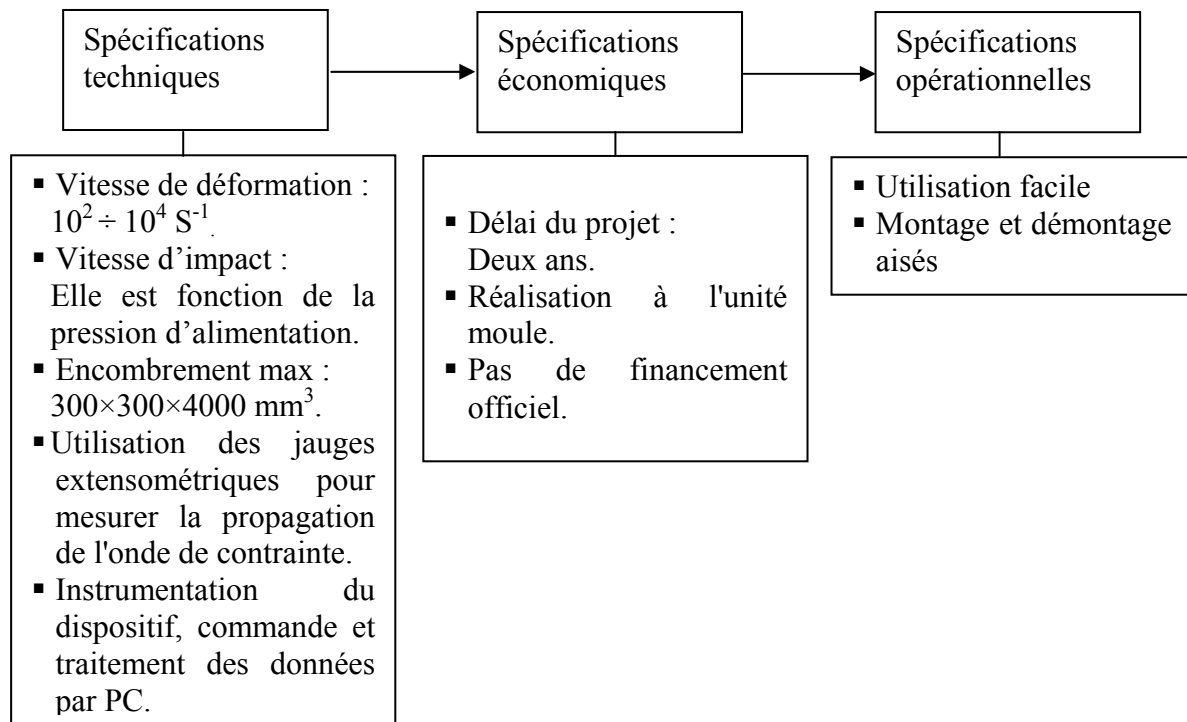


Schéma IV.1: Cahier des charges du dispositif BPHD

IV.I.4 Variantes proposées

Ce dispositif est une adaptation de l'ex-dispositif d'essai de flexion trois points et à appui carrée qu'on a réalisé en ingénierat. L'ex-dispositif est illustré sur la figure IV.I

La proposition des variantes était faite sur la base des exigences du cahier des charges. En plus de l'expérience personnelle, on se réfère aux solutions déjà existantes qu'on adaptera pour satisfaire notre besoin.

Afin de permettre un arrangement systématique des grands ensembles du dispositif à réaliser, on a récapitulé les différentes variantes et notions supérieures suggérées dans le Tableau IV.I.

Pour ne pas rendre le mémoire très exhaustif, le lecteur est référé à mon mémoire d'ingénierat [50] pour plus de détails sur les esquisses des différentes variantes du tableau de combinaison ainsi que leurs critiques.

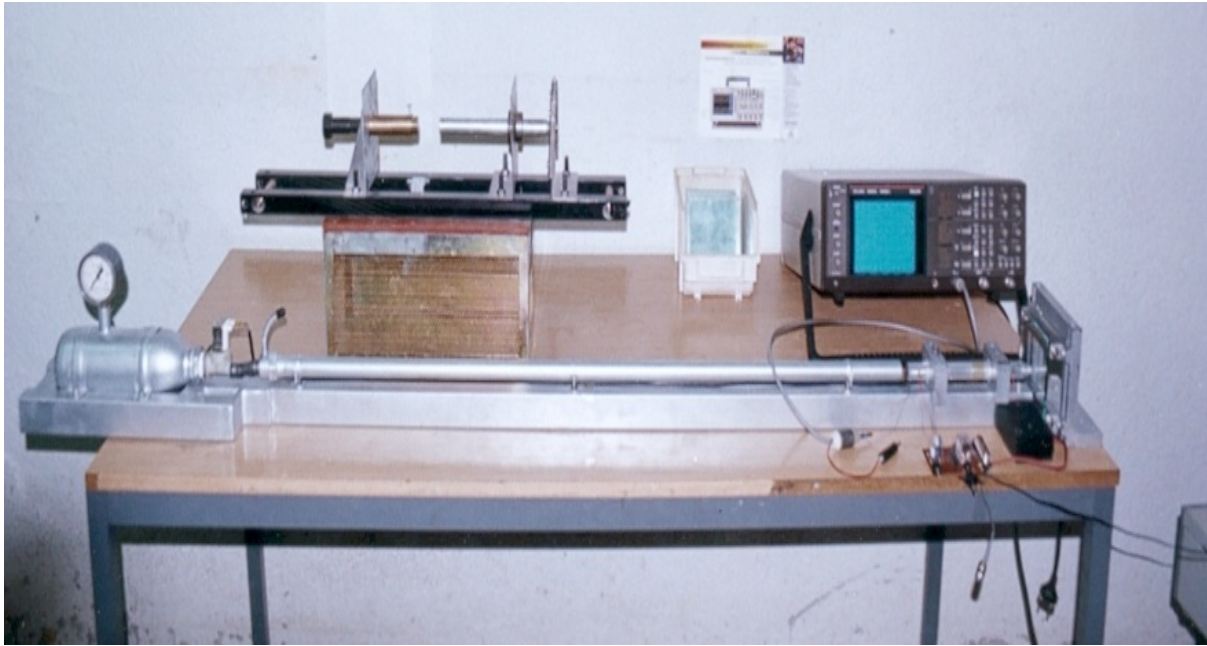


Figure IV.1: Dispositif d'essai de flexion trois points et à appui carrée [50]

Notions supérieures	Variantes
1/ Lancement du projectile	1.1/ Propulseur mécanique à ressort 1.2/ Marteau électromécanique 1.3/ Canon à air comprimé 1.3.1 / A Robinet à boisseau sphérique 1.3.2 / A déclencheur à fil 1.3.3 / Assisté par électroaimant 1.3.4 / Assisté par électroaimant 1.3.5 / A cliquet 1.4/ Propulseur à explosif
2/ Mesure de la propagation de l'onde de contrainte	2.1 / Jauge extensométriques de déformation 2.2 / Capteur piézoélectrique 2.3 / Capteur piézorésistif
3/ Mesure de la vitesse d'impact	3.1 / Coupure de faisceaux lumineux 3.2 / Caméra ultra-rapide 3.3 / Capteurs inductifs ou capacitifs
4/ Guidage des barres	4.1/ Ensembles de trois roulements déphasés à 120° 4.2/ Douilles à billes 4.3/ Guidages en V 4.4/ Aérogisseurs [2]

Tableau IV.1: Tableau de combinaison

IV.I.5 Evaluation et décision

Le choix de la solution optimale parmi l'ensemble des variantes proposées se fera par rapport à la liasse des critères d'évaluation.

Après avoir étudié soigneusement les solutions proposées en tenant compte des avantages et inconvénients, on a opté pour la solution présentée et discutée ci-après:

IV.I.5.1 Choix des barres

a) Matériau des barres:

Pour le composite PP- Alfa, la contrainte de rupture à la traction de l'ordre de 10 MPa. Les barres devraient être dimensionné pour mesurer le comportement dynamique, pas uniquement de ce composite mais devrait servir à plusieurs matériaux qui ont le même ordre de résistance.

Les barres de Hopkinson sont avant tout une mesure indirecte de force (et donc de contrainte). On va donc dimensionner les barres pour qu'elles mesurent des contraintes allant de 1 à 50 MPa:

$$\begin{aligned}\sigma_{\min} &= 1 \text{ MPa} \\ \sigma_{\max} &= 50 \text{ MPa} \\ \sigma_{\min} &< \sigma_{ech} < \sigma_{\max}\end{aligned}\tag{4.1}$$

Les efforts que doivent mesurer les barres sont donc:

$$S_{ech,\min} \sigma_{\min} < F < S_{ech,\max} \sigma_{\max}\tag{4.2}$$

Avec $S_{ech,\min}$, $S_{ech,\max}$ sont respectivement les sections minimale et maximale d'un échantillon testé avec les barres.

La section maximale sera la section de la barre:

$$S_{ech,\max} = S_b$$

Pour la section minimale on va prendre que c'est le cinquième de la section de la barre :

$$S_{ech,\min} = S_b / 5$$

L'inéquation 4.2 est donc équivalente à:

$$\frac{\sigma_{\min}}{5} < \frac{F}{S_b} < \sigma_{\max}$$

Soit donc:

$$\frac{\sigma_{\min}}{5} < \sigma_b < \sigma_{\max}\tag{4.3}$$

Où σ_b est la contrainte qui sera induite dans les barres.

Soit E_b le module d'Young de la barre, l'inéquation 4.2 est maintenant équivalente à:

$$\frac{\sigma_{\min}}{5} < E_b \varepsilon_b < \sigma_{\max} \quad (4.4)$$

Avec ε_b est la déformation qui devrait être mesurée dans les barres.

Or la déformation dans les barres ne devrait pas être ni trop petite pour quelle soit mesurable ni trop grande et dans ce cas la barre dépassera sa limite élastique. Soit,

$$\varepsilon_{\min} < \varepsilon_b < \varepsilon_{\max} \quad (4.5)$$

La limite maximale est donnée par la limite élastique de la barre :

$$\varepsilon_{\max} = \varepsilon_{b,elas}$$

La limite minimale est celle des capteurs de déformations, on peut prendre pour les jauges

$$\varepsilon_{\min} = 10^{-5}$$

Des inéquations 4.4 et 4.5, nous obtenons un système de deux inéquations:

$$\frac{\sigma_{\min}}{5E_b} > \varepsilon_{\min} \quad (4.6)$$

$$\frac{\sigma_{\max}}{E_b} < \varepsilon_{\max} \quad (4.7)$$

Ainsi, on obtient un encadrement du module d'Young de la barre:

$$\frac{\sigma_{\max}}{\varepsilon_{b,elas}} < E_b < \frac{\sigma_{\min}}{5\varepsilon_{\min}} \quad (4.8)$$

Le choix des matériaux dépendra de l'inéquation (4.8). On regarde l'aluminium, le magnésium, et pour les matériaux viscoélastiques le Nylon ou le PMMA. Le choix de la section de la barre dépendra des sections de l'échantillon.

D'après l'inéquation 4.8, on aura:

$$\frac{50}{\varepsilon_{b,elas}} < E_b < 20 \text{ GPa}$$

Le tableau ci-dessous récapitule les propriétés mécaniques nécessaires pour faire l'encadrement du module de Young de la barre:

Matériau	E [GPa]	$\varepsilon_{b,elas}$ [%]	Re [MPa]	Encadrement de E_b	Disponibilité
Al	60-73	5-35	75-570	Non ($E_b > 20$ GPa)	Oui
Mg	40-45	2-10	90-275	Non ($E_b > 20$ GPa)	Oui
PMMA	3.3	2-10	80-115	$1.25 < E_b < 20$	Non
NYLON (PA 6)	3	90	85	$0.263 < E_b < 20$	Oui

Tableau IV.2: Propriétés des matériaux pour le choix des barres [56, 57]

ε_e exprime la déformation élastique. Pour le PMMA et le Nylon puisqu'ils ont un comportement viscoélastique, on a pris uniquement la déformation au point de rendement.

Le retour à zéro du capteur dépend des déformations maximales appliquées. Suivant les caractéristiques exigées, on ne devra faire travailler le métal qu'à 1/5 ou même 1/10 de la limite élastique à 0,2 % [58].

Si on prend: $\sigma_{\max} = 10 \text{ MPa}$ alors on choisit des barres en aluminium.

b) Longueur des barres

Le choix d'une longueur convenable pour les barres exige que les deux conditions ci-dessous soient satisfaites:

- Le rapport de longueur sur diamètre répond aux exigences de la théorie de propagation unidimensionnelle
- La longueur de la barre est au moins deux fois celle de l'impulsion compressive produite pendant l'impact.

La plupart des articles suggèrent que la barre aie un rapport de longueur sur diamètre au moins de dix. La longueur de la barre de pression affecte combien de déformation un spécimen peut subir, puisque la déformation est liée à toute la durée d'impulsion, qui est directement liée à la longueur de la barre de pression. Pour pouvoir mesurer les impulsions incidente et réfléchie indépendamment, la longueur de la barre doit être supérieur à deux fois la longueur de l'impulsion d'impact. Typiquement les barres de pression sont de 60 pouces ou plus grands [60].

Les barres utilisées sont de diamètre 20 mm. Pour tenir compte de l'encombrement maximal permis au cahier des charges fonctionnel, on prend une longueur de 60' (1524 mm) pour la barre entrante. Toutefois, une longueur de 1000 mm est suffisante pour capter l'onde transmise.

IV.I.5.2 Propulsion du projectile

On a choisi le canon à air comprimé du fait qu'il permet de développer des vitesses d'impact typiquement de 2.5 to 40 m/s. De plus, il est facile à réaliser par assemblage de composants standard.

IV.I.5.2.1 Système de déclenchement

Vu sa vitesse de réponse acceptable et la possibilité d'être commandé par ordinateur, le canon à air comprimé à déclenchement assisté par électrovanne AURA 10073 a été jugée comme étant le système de déclenchement le plus adéquat. Le pilotage du dispositif (déclenchement et remise en position initiale du projectile) est assuré par PC à l'aide du

programme BPHD par l'intermédiaire de la carte d'interface de la figure 3 qu'on a conçu sous PCB123.

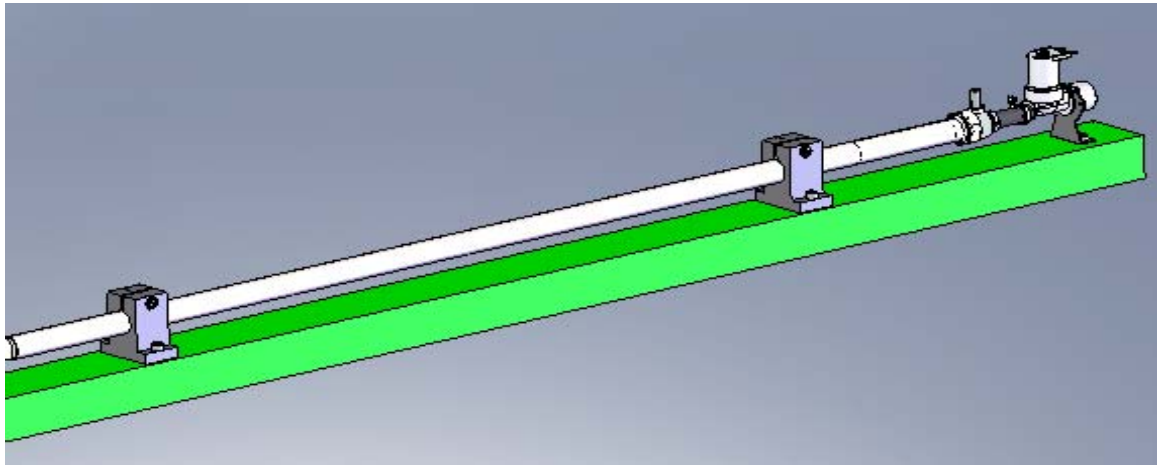


Figure IV.2: Canon à air comprimé (Dessin SolidWorks2007 SP2.2)

a) Commande d'un relais par un signal logique

Le but est de commander un relais à l'aide d'une sortie du port parallèle. On ne peut pas brancher directement le relais sur cette sortie, car il consomme trop de courant. Il faut donc mettre un transistor qui va servir d'interrupteur commandé électriquement.

On va calculer la valeur de R . Notez que cette résistance est obligatoire. En effet, la jonction base - émetteur se comporte comme une diode. C'est à dire que $V_{be_max} = 0.7V$ environ. Sans cette résistance, on forcerait V_{be} à $5V$, ce qui aurait pour effet de griller le transistor et/ou la sortie de la porte logique.

Voici le schéma que nous allons étudier.

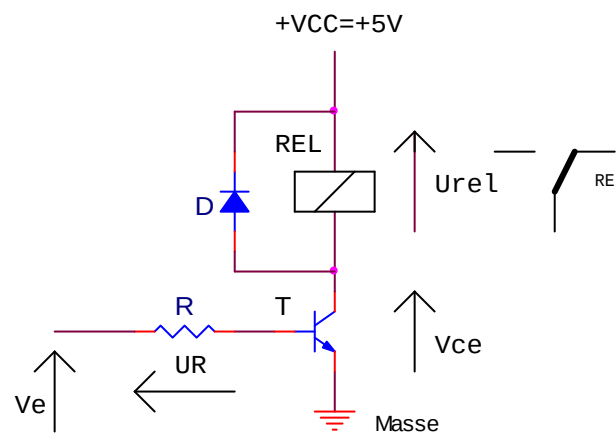


Figure IV.3: Commande d'un relais (Schéma Orcad)

Données

- T : transistor NPN, $\beta = 320$, $V_{ce_sat} = 0.2V$, $V_{be_sat} = 0.7V$, $V_{ce_max} = 30V$.
- REL : relais, $R_{rel} = 103 \text{ Ohms}$, relais prévu pour être alimenté en 5V.
- D : diode de roue libre. Cette diode sert uniquement à protéger le transistor lorsqu'on le bloque (supprime le pic de tension du au relais).
- R : ce qu'on cherche.
- $V_{cc} = +5V$.
- V_e vaut 0 ou 5V. Lorsque $V_e = 0$, on veut que le relais ne soit pas alimenté (soit $U_{rel} = 0$), et lorsque $V_e = 5V$, on veut que le relais soit alimenté (soit $U_{rel} = 5V$ environ).

Résolution du problème**Vérification pour $V_e = 0$**

Si $V_e = 0$, alors $V_{be} = 0$ et $I_b = 0$ (La jonction base-émetteur est bloquée). Donc, le transistor est bloqué.

$$I_c = I_e = 0 \Rightarrow U_{rel} = R_{rel} \times I_c = 103 \times 0 = 0.$$

- On a bien obtenu ce qu'on voulait.
- Remarque, dans ce cas là, $V_{ce} = V_{cc} = 5V$ (C'est bien inférieur à V_{ce_max}).

Calcul de R pour $V_e = 5V$ **Calcul de I_c**

$$V_{cc} = V_{ce} + U_{rel}.$$

Or il faut que le transistor soit saturé. Donc, $V_{ce} = V_{ce_sat}$. D'autre part, $U_{rel} = R_{rel} \times I_c$.

$$\text{Donc: } V_{cc} = V_{ce_sat} + R_{rel} \times I_c.$$

$$\text{Soit: } I_c = (V_{cc} - V_{ce_sat}) / R_{rel} = (5 - 0.2) / 103 = 0.047A.$$

Calcul de I_{b_min}

$$I_{b_min} = I_c / \beta = 0.047 / 320 = 0,147mA.$$

On prend un coefficient de sécurité de 1.5 pour être sur que le transistor sera bien saturé:

$$\text{Donc: } I_{b_sat} = I_{b_min} \times 1.5 = 0,22mA.$$

Il faut se souvenir que la jonction base-émetteur se comporte comme une diode.

$$V_e = U_r + V_{be}. \text{ Or } V_{be} = V_{be_sat} = 0.7V \text{ (diode).}$$

$$V_e = R \times I_{b_sat} + V_{be_sat}.$$

Soit: $R = (V_e - V_{be_sat}) / I_{b_sat} = (5 - 0.7) / 0.00022 = 19,5 \text{ K}\Omega$.

On prend : $R = 15 \text{ K}\Omega$.

Alors, on a donc réalisé un "interrupteur" commandé électriquement.

- ✚ Lorsque $V_e = 0$, le transistor est bloqué et le relais n'est pas alimenté.
- ✚ Lorsque $V_e = 5\text{V}$, I_b est un petit courant de commande qui laisse passer un grand courant entre le collecteur et l'émetteur. Le relais est alimenté.

IV.I.5.3 Instrumentation associée à BPHD et acquisition des données

a) Choix du capteur

Il existe plusieurs types de jauges de déformation en fonction de :

- l'environnement (température, allongement maximal, nombre de cycles) ;
- les conditions de mise en œuvre (commodités de collage et câblage) ;
- la nature physique de la structure (coefficient de dilatation de la structure) ;
- la nature géométrique de la structure (dimensions et causes de contraintes) ;
- l'instrumentation (matériel à utiliser pour le conditionnement, l'amplification et l'acquisition des données.)

Nous avons choisi une jauge unidirectionnelle (Figure IV.4) de marque Vishay® Micro-Measurement de type CEA – 13– 062WT– 350 dont les caractéristiques étaient les suivantes [58] :

- CEA: jauges en constantan encapsulées dans du polyamide, avec des sorties « intégrées » plaquées de cuivre afin de souder directement les fils de liaison sans passer par des cosses relais. « E » : trame nue sur support souple et robuste de polyamide (usage général), « A » : trame en alliage de constantan autocompensé en température ;
- 13 : Nombre d'autocompensation en température correspondant.
- 062 : Longueur de grille en $1/1000^\circ$ de pouce (1 pouce = 0,0254 m) ;
- WT : Géométrie de la grille ;
- 350 : Résistance en ohms de la jauge ;
- Facteur de jauge : 2,14.

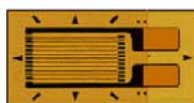


Figure IV.4: Jauge de déformation de type unidirectionnelle (Vishay micro measurement).

En plus des critères ci-dessus, notre choix est porté sur les jauges extensométriques de déformation (CEA-13-062WT-350) car elles ne posent pas un problème de fixation au détriment des accéléromètres piézoélectriques et piézorésistifs.

La jauge de déformation est collée sur la face externe de la barre. Cette étape de collage est primordiale pour la qualité d'enregistrement des déformations, elle est réalisée au sein du laboratoire LMNM.

b) Collage des jauges

Le collage des jauges sur les barres en aluminium est fait à l'aide du cyanoacrylate car on n'a pas trouvé la colle adéquate sur le marché. Selon l'instruction de service de la jauge CEA-13-062WT-350, le collage se fait à l'aide de l'une des colles suivantes M-bond 200, M-Bond AE 10/15, GA-2, M-Bond 600 ou M-Bond 610.



Figure IV.5: jauge CEA-13-062WT-350 collée sur la barre du dispositif BPHD

Le collage se fait en conformité avec le catalogue A-110-1-F [59] de micro measurement comme indiqué sur la figure IV.6.

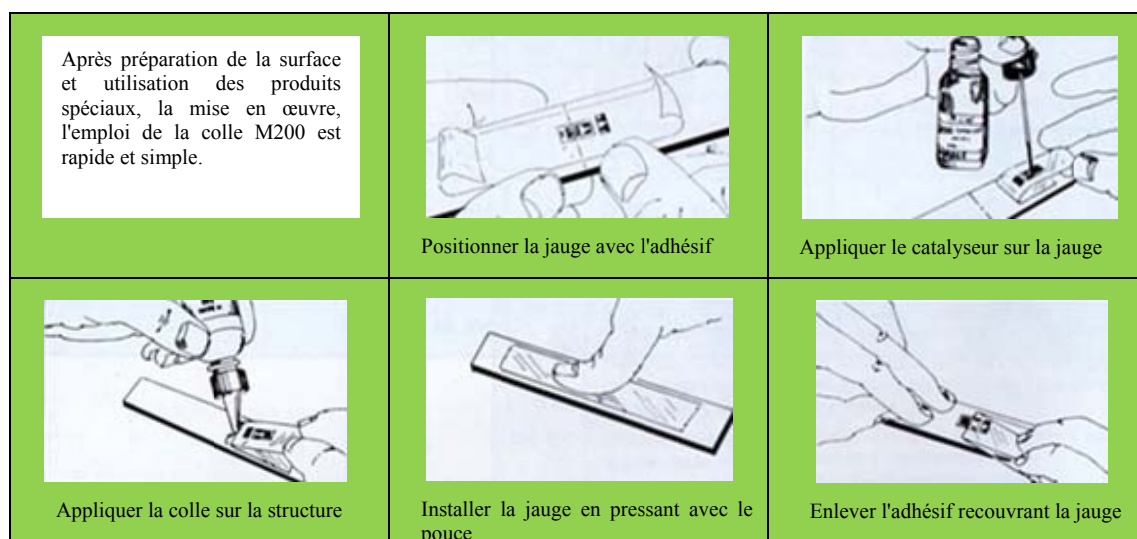


Figure IV.6: Etapes de collage d'une jauge à l'aide de M 200

c) Pont d'extensométrie

Pour notre capteur nous avons choisi de n'utiliser qu'une jauge montée en quart de pont car on travaille dans un laboratoire or le montage en demi de pont est meilleur pour la compensation thermique. La jauge (R_g) est collée sur la génératrice de la barre (Figure IV.5).

Le montage en quart de pont de Wheatstone permet de mesurer la déformation ($\mu\text{m/m}$) de la jauge donc de la barre dans le sens longitudinal.

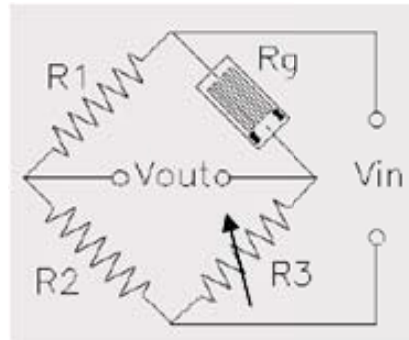


Figure IV.7: Montage $\frac{1}{4}$ de pont de Wheatstone

L'équilibrage du pont est obtenu, en fonction des valeurs des résistances, si la condition ci-après est satisfaite :

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_g}{R_3} \quad (4.9)$$

Avant de faire un essai, il faut équilibrer le pont en jouant sur la valeur de la résistance variable R_3 pour satisfaire la condition précédente.

d) Amplificateur d'instrumentation

Dans plusieurs instances, les signaux enregistrés par les jauges de déformation ont une faible amplitude, typiquement quelques millivolts [22]. Essayer de traiter un signal de quelques millivolts peut donner un rapport signal-bruit très bas puisque le bruit électronique dans l'oscilloscope numérique à mémoire est sûr de contribuer au signal. Ainsi, des préamplificateur d'instrumentation sont généralement utilisés pour aider à alléger les problèmes liés aux signaux différentiels de faible grandeur.

Du fait qu'on n'a pas les moyens pour acheter un préamplificateur, on a réalisé l'amplificateur d'instrumentation à base de LM837 de la figure IV.8. Le préamplificateur est développé et certifié à NSWCDD (Naval Surface Warfare Center Dahlgren Division) [22]. Le quatrième étage de LM837 sert à annuler la dérive de zéro (offset).

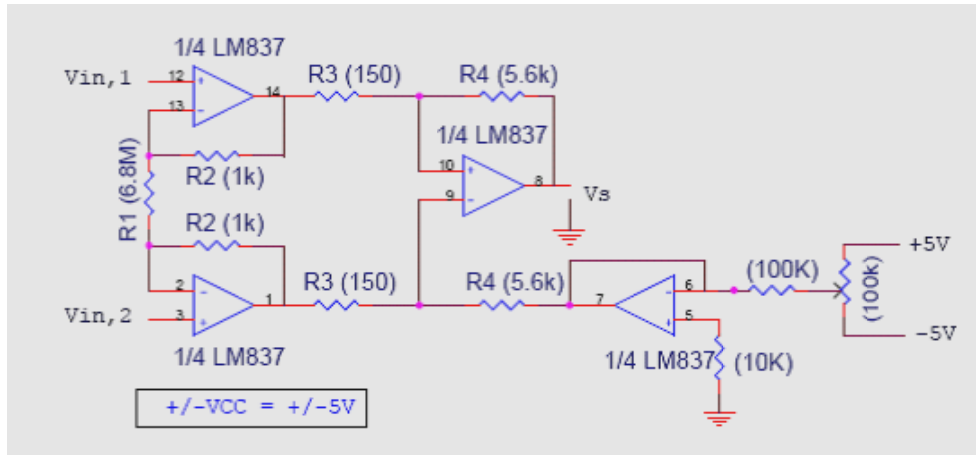


Figure IV.8: Schéma Orcad du préamplificateur modifié à NSWCDD [22]

Le gain du préamplificateur est donné par :

$$G = \left(1 + 2 \frac{R_2}{R_1}\right) \left(\frac{R_4}{R_3}\right) \quad (4.10)$$

IV.I.5.4 Calcul de la vitesse d'impact

On utilise un système de mesure à coupure de faisceaux lumineux réalisé par un étudiant fin de cycle. Pour mener à bien notre travail, on a modélisé le système propulseur. La vitesse d'impact en fonction de la pression d'alimentation est donnée par un code de simulation sous MATLAB(Annexe A).

IV.I.6 Schéma technique du dispositif

Le schéma technique du dispositif à barre de pression d'Hopkinson divisée (BPHD) est illustré sur la figure IV.9

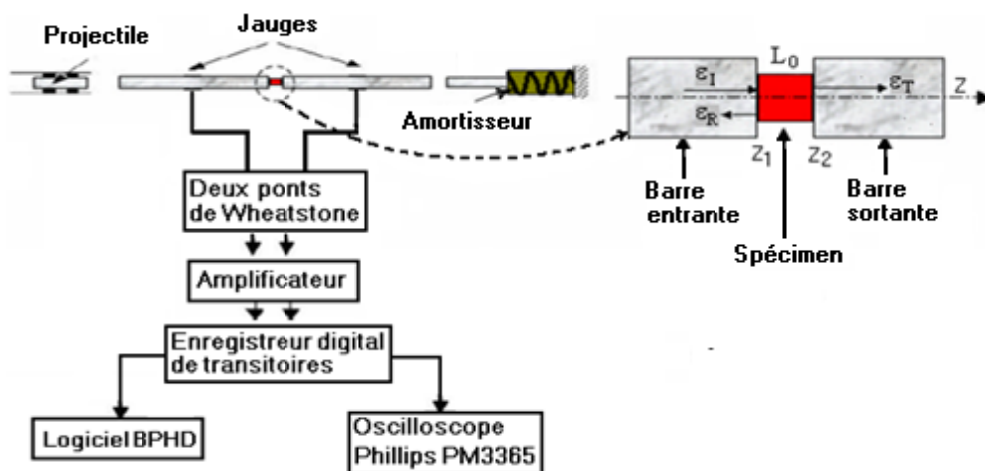


Figure IV.9: Dispositif à barre de pression d'Hopkinson divisée (BPHD)

IV.1.7 Principe de fonctionnement

D'abord, l'étalonnage du dispositif BPHD est nécessaire pour l'installation d'un nouvel essai, ou s'il y a un changement des barres, ou un changement des jauges de contrainte montées là-dessus. La contrainte mesurée par les jauges de contrainte devrait représenter les états corrects de déformation/contrainte dans la barre. Un essai d'étalonnage éliminera ainsi tout effet de petit désalignement des jauges, ou l'effet des adhésifs employés pour coller les jauges sur la surface de la barre. Deux essais différents sont habituellement réalisés: Le projectile percute la barre entrante et la barre sortante séparément "des barres à part "; et le projectile percute les deux barres couplées en absence du spécimen " barre ensemble". Le premier essai détermine les facteurs de correction de la déformation. Le deuxième détermine le facteur de transmission de la barre ou le facteur de correction de la contrainte.

Ensuite, les faces du spécimen doivent être polies pour qu'elles soient bien parallèles. Ainsi, On intercale le spécimen entre la barre entrante et la barre sortante tout en lubrifiant les interfaces barres/spécimen pour minimiser les frottements aux interfaces. En fonction de la vitesse d'impact désirée, on règle la pression d'alimentation du compresseur. Après avoir entré les grandeurs physiques et géométriques de l'échantillon ainsi que les paramètres d'essai au programme BPHD, on lance le projectile directement à l'aide du programme BPHD par le biais de la carte d'interface illustrée sur la figure IV.13. Ainsi le projectile lancé percute la barre entrante qui sollicite le spécimen en compression contre la barre sortante. Les signaux des ondes incidente, réfléchiée et transmise seront captés par les jauges collées sur les deux barres. Le conditionnement se fait en un quart de pont de Wheatstone; l'amplification du signal se fait par le circuit de la figure IV.8. D'emblée, les signaux amplifiés des jauges sont mémorisés et visualisés sur un oscilloscope numérique à mémoire Philips PM3356-100Méch/s pour savoir leur ordre de grandeur. Ensuite, on utilise la carte d'interface "PCL818HG" pour acquérir les signaux sur PC. La PCL818HG s'enfiche sur le port ISA (8 bits) et les nouveaux PC ne comporte pas ce port. Donc, on était obligé à faire l'acquisition sur un Pentium II. Ensuite, on exporte les fichiers des données de la PCL818HG à un ordinateur plus performant (P IV: 3GHZ/512MO/80GO/32bit) pour les traiter à l'aide du programme BPHD modifié.

Le programme SHPB est élaboré dans sa version originale anglaise en VC++ sous Windows 95 par CHRISTOPHER [2]. On a traduit le programme en français sous le nom BPHD. Il est rendu plus convivial avec sa nouvelle interface au quelle, on a ajouté les options

de la commande du dispositif par PC. Ainsi, le SHPB est rendu compatible avec Windows XP.

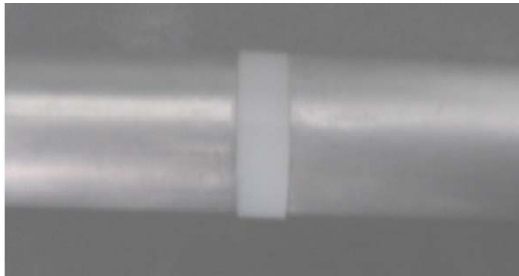


Figure IV.10: Specimen en PA6 intercalé entre deux barres en aluminium (6061)

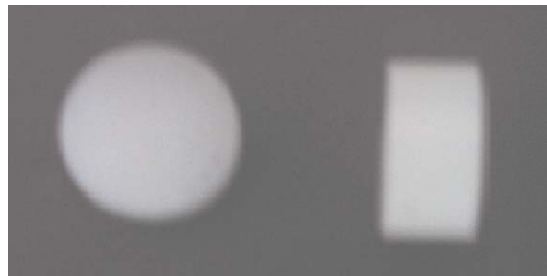


Figure IV.11: Vues d'un spécimen en Nylon (PA6)

IV.2 Résultats

Le dispositif à barre de pression d'Hopkinson divisée (BPHD) réalisé et son instrumentation associée sont illustrés sur la figure ci-dessous (Figure IV.12).



Figure IV.12: Photo du dispositif BPHD réalisé avec l'instrumentation associée

La figure IV.13 illustre l'interface de pilotage du dispositif BPHD. Elle assure une double fonctionnalité; Le déclenchement et la remise en position initiale du projectile. Son principe est basé sur la saturation d'un transistor pour assurer la commutation d'un relais. Deux relais sont utilisés; le premier pour actionner l'électrovanne du canon à air et le

deuxième pour mettre en marche la pompe à vide. Deux portes logiques XOR sont utilisées pour éviter les problèmes relatifs au démarrage et arrêt du PC.

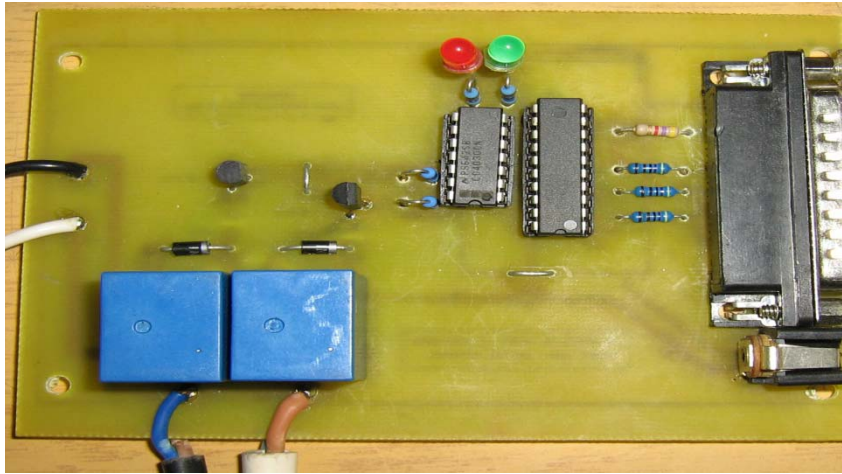


Figure IV.13: Carte de pilotage de BPHD

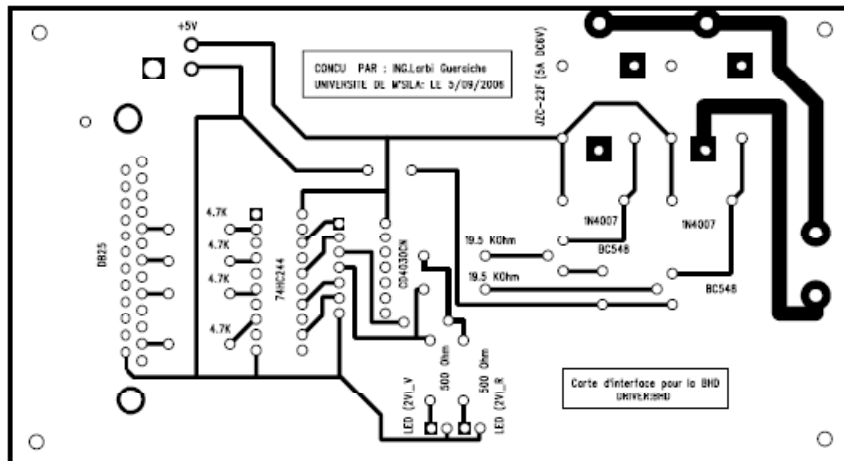


Figure IV.14: Circuit imprimé de la carte de pilotage -côté cuivre

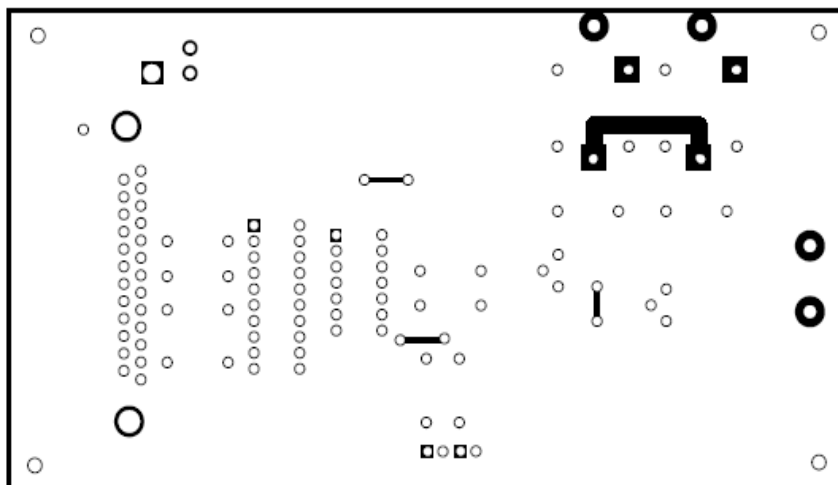


Figure IV.15: Circuit imprimé de la carte de pilotage - côté composants

IV.2.1 Commande de l'électrovanne et de la pompe à vide sous VC++

IV.2.1.1 Compatibilité avec XP

Le niveau de sécurité du pare feu de Windows XP est élevé. IL ne permet pas d'avoir accès aux ports du PC en mode utilisateur. Alors, il faut utiliser un DLL qui permet de changer le mode utilisateur en mode noyau

InpOut32 est un fichier DLL (Dynamic Link Library) qui peut envoyer des données au port parallèle et qui peut recevoir des données du port parallèle. Le fichier et le code source peuvent être téléchargés à partir du site: <http://logix4u.net>. Avec ce DLL, on utilise les fonctions Inp32 () et Out32 () au lieu de _inp() et _outp().

Pour convertir notre projet en un programme permis par XP, on utilise le dossier InpOut32.DLL. Voila comment utiliser ce DLL dans VC++:

1. Ajouter ces trois lignes dans le dossier CSHBDoc.cpp après les directives du préprocesseur.

```
#define portaddr 0x378    // Adresse du bus de données  
short _stdcall Inp32 (short portaddr);  
void _stdcall Out32(short portaddr, short datum);
```
2. Changer _inp() en Inp32() et _outp() en Out32() dans le programme.
3. Copier le fichier DLL (inpout32.dll) et le fichier de la bibliothèque (inpout32.lib) obtenu en compilant le code source disponible à <http://logix4u.net> au répertoire du projet.
4. À partir du menu *Project*, choisir *Settings*, aller à *Link*, dans *Object/ library modules*, écrire inpout32.lib.
5. Maintenant votre programme devrait fonctionner sans aucune erreur.

Pour éviter les problèmes relatifs au démarrage et à l'arrêt du PC, on a exploité deux portes logiques XOR parmi les quatre du circuit CD4030CN.

Du fait qu'on commande deux organes, donc on aura besoin de quatre broches. Il suffit de les choisir parmi les huit broches du registre de données de LPT1 (D0, D1, D2, D3, D4, D5, D6 et D7). Pour notre cas, on prend par exemple :

-  D0 et D3 pour commander la pompe à vide.
-  D5 et D7 pour la commande de l'électrovanne.

D7	D5	D3	D0	$Y1 = \overline{D0}D3 + D0\overline{D3}$	$Y2 = \overline{D5}D7 + D5\overline{D7}$
0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	0	1
0	0	1	0	0	1
0	0	1	1	0	0
0	1	0	0	1	0
0	1	0	1	1	1
0	1	1	0	1	1
0	1	1	1	1	0
1	0	0	0	1	0
1	0	0	1	1	1
1	0	1	0	1	1
1	0	1	1	1	0
1	1	0	0	0	0
1	1	0	1	0	1
1	1	1	0	0	1
1	1	1	1	0	0

Tableau IV.3: Tableau logique pour commander l'électrovanne et la pompe à vide

La sortie Y1 sert à commander la pompe à vide. Néanmoins, la sortie Y2 est pour commander l'électrovanne.

Les cas en rouge sont à éviter car ils entraînent un conflit; la pompe à vide et l'électrovanne fonctionnent simultanément. Le vert correspond aux cas du bon fonctionnement de l'électrovanne tandis que les cas adéquats pour actionner la pompe à vide sont en jaune.

ELECTROVANNE:

Hormis D0, D3, D5 et D7, le reste des broches du registre de données sont mises à zéro. Les valeurs en binaire (D7D6D5D4D3D2D1D0) à introduire au port parallèle sont converties en hexadécimal. Selon le tableau IV.4, on a quatre possibilités pour commander l'électrovanne; **0x01, 0x08, 0xA1 ou 0xA8**.

D7	D6	D5	D4	D3	D2	D1	D0	En hexadécimal
							1	0x01
				1	0	0	0	0x08
1	0	1	0	0	0	0	1	0xA1
1	0	1	0	1	0	0	0	0xA8

Tableau IV.4: Codes de commande de l'électrovanne.

La commande de l'électrovanne est assurée par la fonction OnTestRun () qui appartient à la classe CCSHBDoc. On introduit l'une des quatre valeurs données dans le tableau IV.4 à l'instruction Out32.

```
void CCSHBDoc::OnTestRun()
{
    // Selon l'ouvrage : Guide pratique _Interfaçage numérique, p.15:
    // Une broche mise au niveau logique "1" fournit:
    // Une tension fixe comprise entre 2.4V et 3.6V
    // Un courant sortant maximum de 0.4 mA
    /* _outp (Port, databyte);
    unsigned short Port=0x0378;//      0x0378 est l'adresse de LPT1
    int databyte =0x04;  // broche N°3 (D1-->2.9V tension pratique)*/
    Out32 (0x378, 0x01); // 0x01, 0x08, 0xA1, 0xA8
    Sleep (800);          /* Sleep(800) maintient l'electrovanne sous tension
                           Pendant 800 ms.*/
    Out32 (0x378, 0);    // Remise à zéro du port parallèle.
}
```

POMPE A VIDE:

Pour commander la pompe à vide, il suffit d'introduire à l'instruction Out32 l'une des valeurs ainsi: **0x20, 0x29, 0x80 ou 0x89**. La fonction de commande est OnTestRemise().

D7	D6	D5	D4	D3	D2	D1	D0	En hexadécimal
		1	0	0	0	0	0	0x20
		1	0	1	0	0	1	0x29
1	0	0	0	0	0	0	0	0x80
1	0	1	0	1	0	0	0	0x89

Tableau IV.5: Codes de commande de la pompe à vide

```
void CCSHBDoc::OnTestRemise()
{
    Out32 (0x378, 0x20); // 0x20, 0x29, 0x80 ou 0x89
    Sleep (1000);
    Out32 (0x378, 0);
}
```

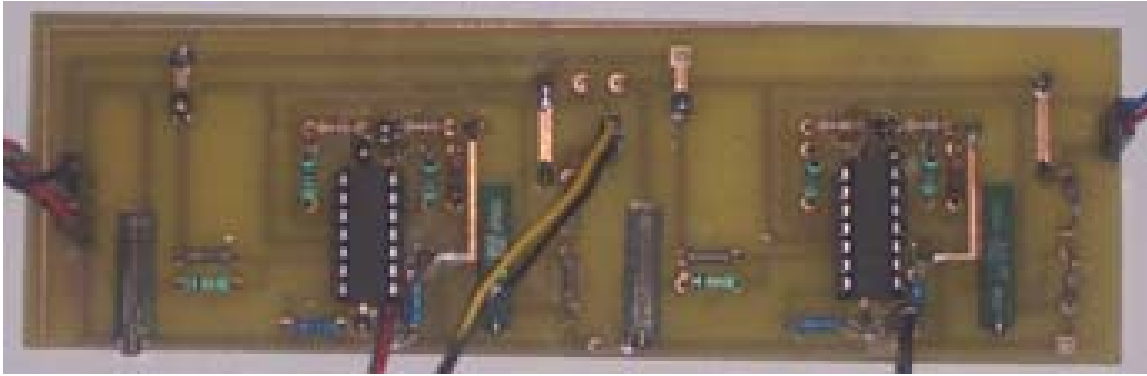


Figure IV.16: Conditionneur à deux voies*

*1/4 de pont de wheatstone & préamplificateur par voie

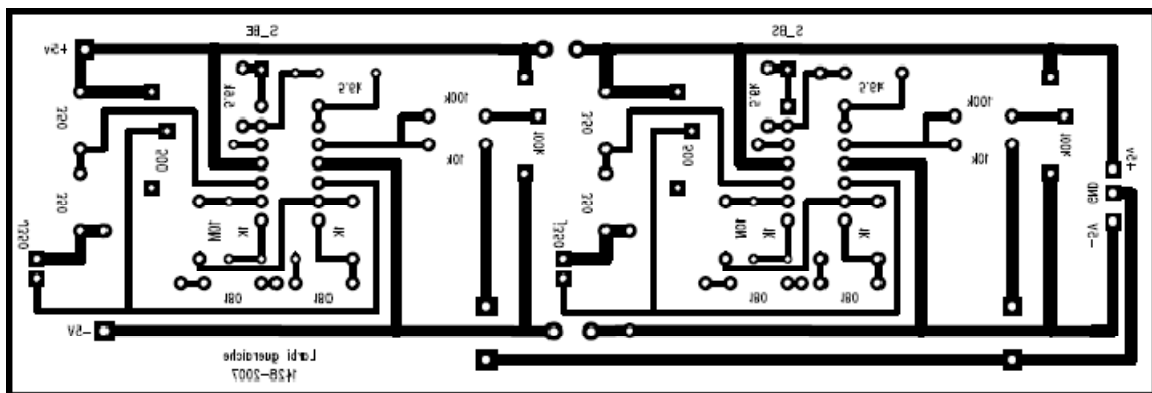


Figure IV.17: Circuit imprimé du conditionneur- coté cuivre

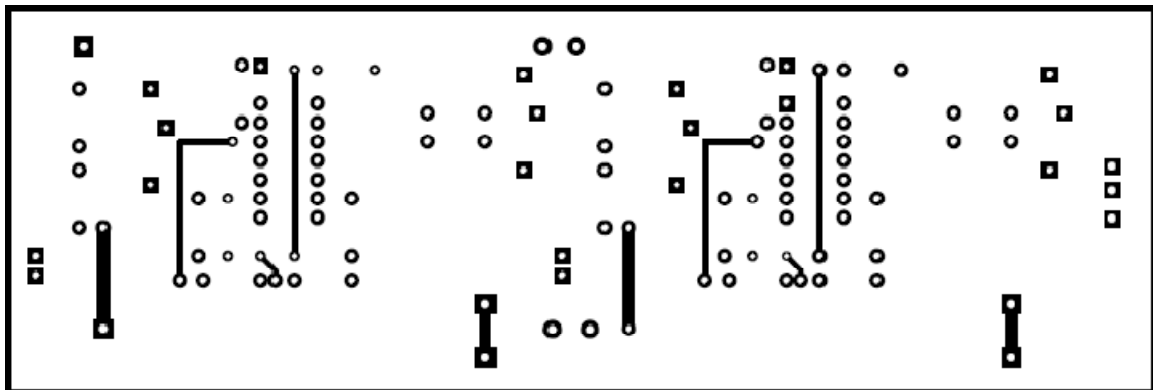


Figure IV.18: Circuit imprimé du conditionneur- coté composants

Les composants utilisés dans la carte de commande et dans le conditionneur sont respectivement indiqués sur les circuits imprimés-coté cuivre des figures IV.14 et IV.17.

IV.2.2 Analyse des données

La partie principale de rédaction des données du programme est l'algorithme d'analyse. Il utilise une série de fonctions pour appliquer la méthode analytique des chapitres II et III. Des descriptions détaillées des algorithmes utilisés sont décrites par Christopher[2].

Pour initialiser la routine d'analyse, une fenêtre de dialogue, représentée sur la figure IV.19, récapitule les données d'entrée. Cette figure énumère les noms des dossiers de données brutes et d'étalonnage, le nom et les dimensions de l'échantillon. Les champs sur le fond de la fenêtre permettent le choix d'une analyse conventionnelle de la barre de Hopkinson divisée ou de l'analyse de Fourier. La méthode conventionnelle utilise les équations du chapitre 2. Si la méthode de Fourier est choisie (Par défaut), les options d'appliquer un filtre de fréquence ou d'utiliser la fréquence de Nyquist deviennent disponibles. Ces valeurs sont expliquées en détail par Christopher [2].

Données d'analyse

Données de l'échantillon

Nom Edit

Do Edit mm

Lo Edit mm

Di Edit mm

Lf Edit mm

Fichiers des données brutes

Barre entrante Edit

Barre sortante Edit

Fichiers d'étalonnage

Barre entrante Edit

Barre sortante Edit

Coefficient de propagation disponible ☐

Analyse de Fourier

☐ Fréquence du filtre Edit Hz

☐ Utiliser Nyquist

☐ Analyse conventionnelle

☐ Analyse de Fourier

Analyser Annuler

Figure IV.19: Boite de dialogue des données d'analyse

La figure IV.20 montre une capture d'écran du programme BPHD après traitement des données.

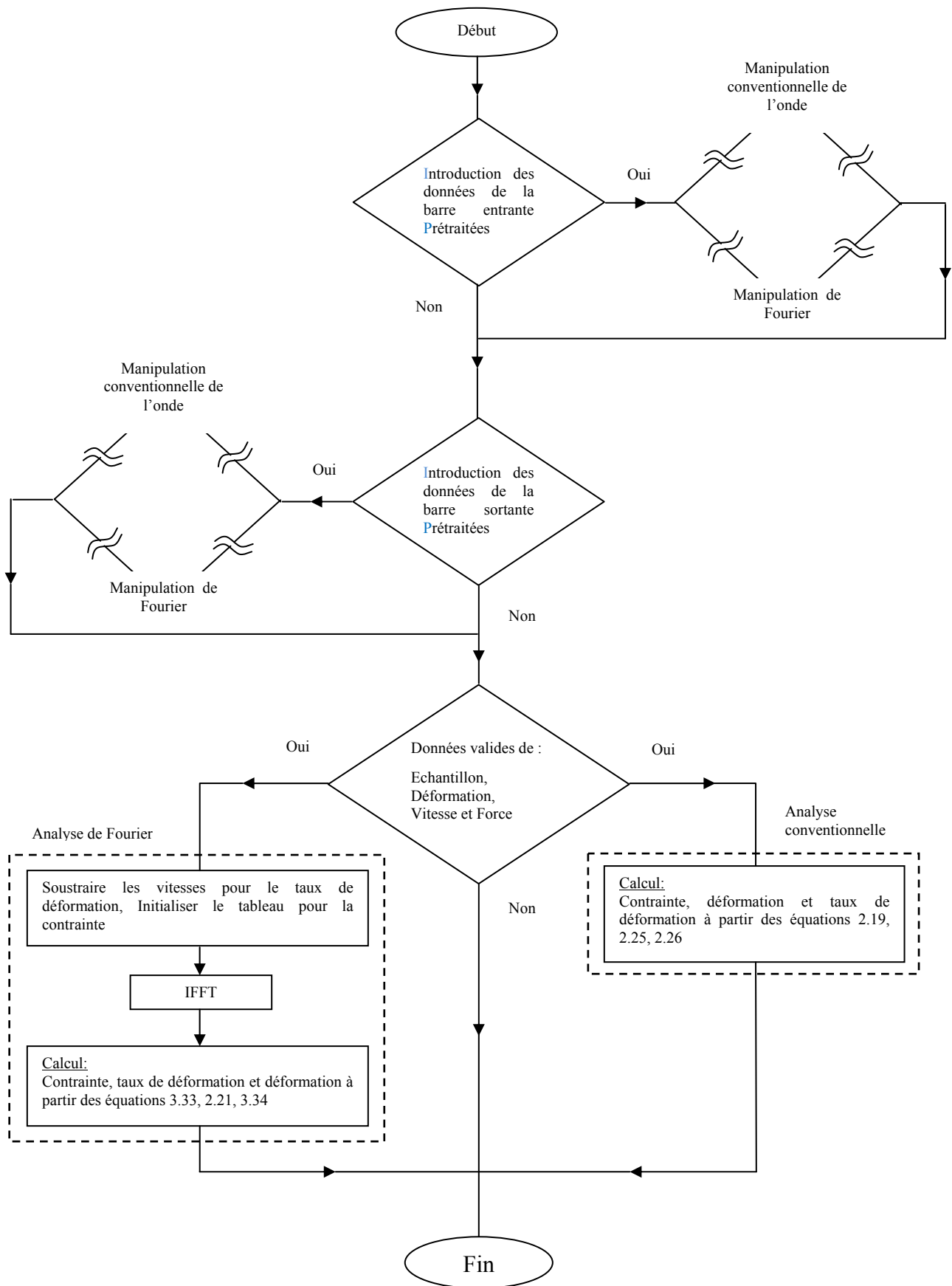


Schéma IV.2: Organigramme de traitement des données de l'essai BPHD

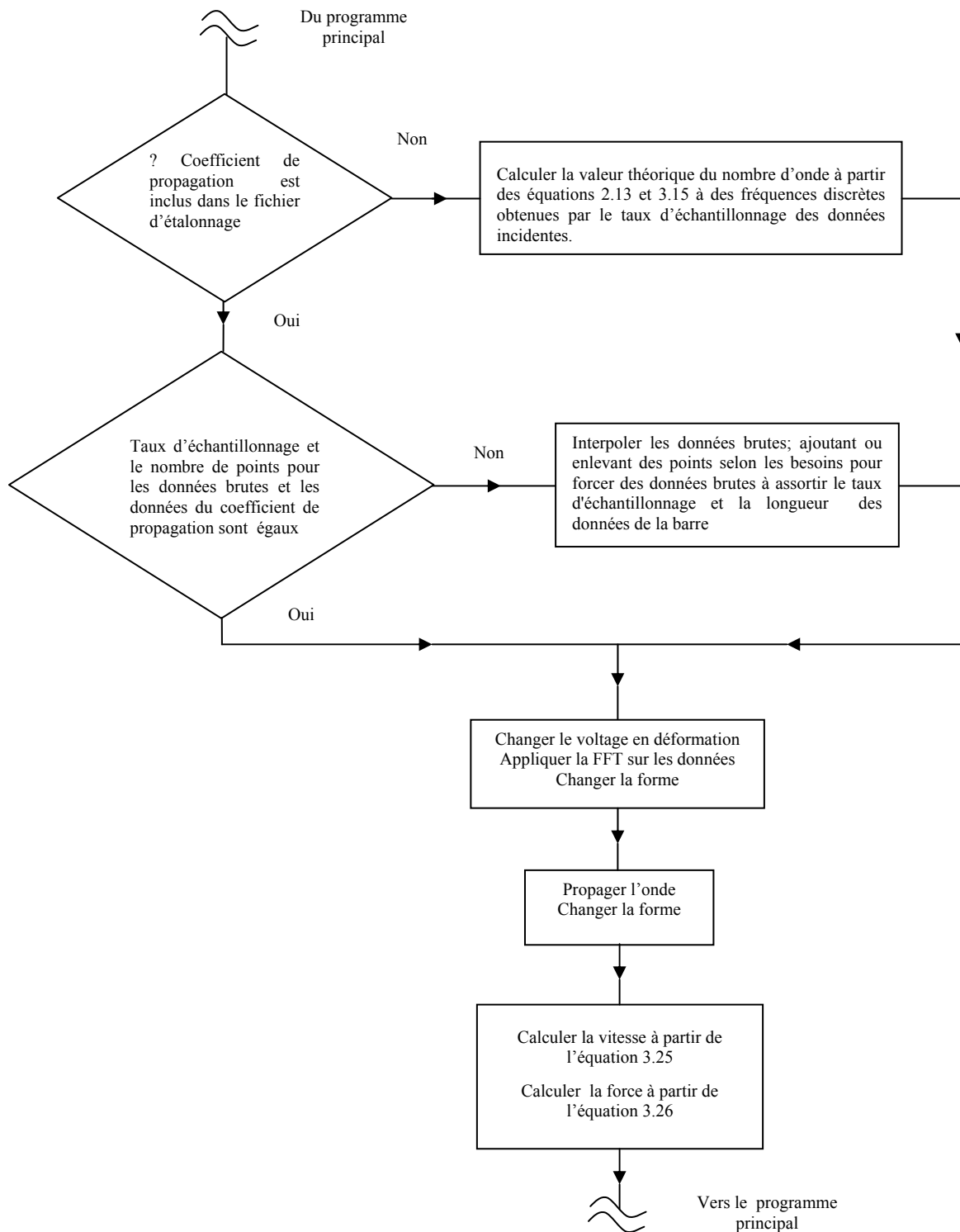


Schéma IV.3: Organigramme de manipulation de Fourier

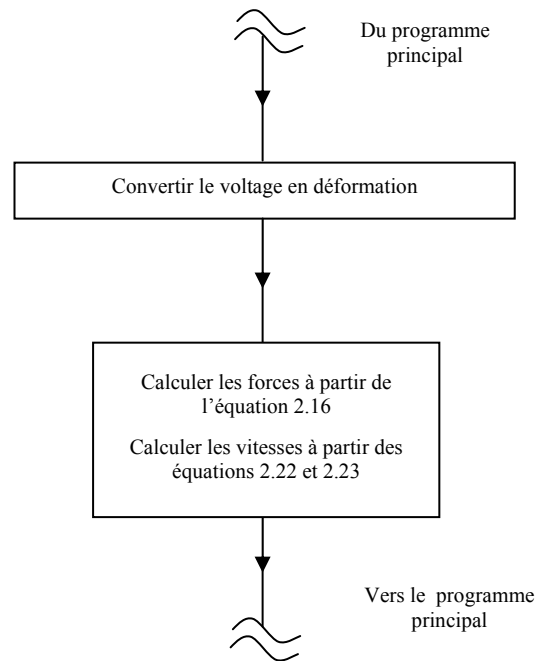


Schéma IV.4: Organigramme de la manipulation conventionnelle

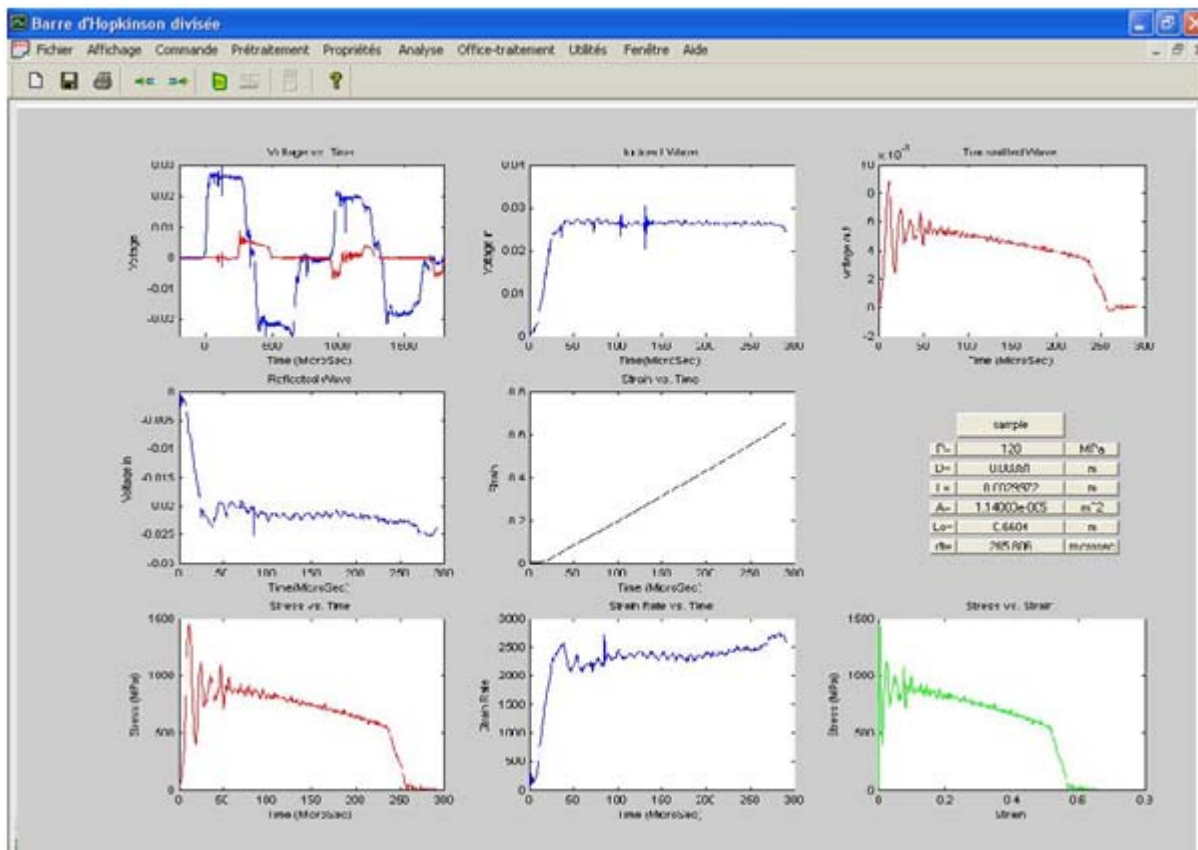


Figure IV.17: Capture d'écran du Programme BPHD

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'objectif principal de ce travail est de concevoir et réaliser un dispositif à barres de pression d'Hopkinson divisée (BPHD); assisté par PC.

Le dispositif expérimental a été construit. Un travail important a été fait sur tous les niveaux du dispositif pour satisfaire les approches de validité de l'essai; décrites au point II.5.

Un guidage précis est assuré avec l'emploi des douilles à billes KH20-30. Un soin particulier est donné à l'usinage des bouts des barres pour avoir un bon contact aux interfaces barre-spécimen. La lubrification des interfaces minimise l'inertie radiale.

Le pilotage du dispositif (lancement et remise en position initiale du projectile) est assuré par PC à l'aide du programme BPHD grâce à la carte d'interface qu'on a conçu sous PCB123. La carte commande une électrovanne qui gère le canon à air comprimé.

Les barres sont instrumentées par des jauges extensométriques (CEA-13-062WT-350) en un quart de pont de Wheatstone. Du fait qu'on n'a pas un conditionneur amplificateur, on a réalisé un amplificateur d'instrumentation à base de LM837 de la figure IV.8 pour forcer le signal de sortie du pont à atteindre la gamme dynamique de l'oscilloscope PM3365. Il permet l'amplification d'une tension continue. Mais, l'emploi des résistances courantes du marché dont la tolérance est 5%, les fils de connexion non blindés, la tension d'alimentation de ± 10 V ainsi que le montage en $\frac{1}{4}$ de pont de Wheatstone ont bruité le signal. Dans ces conditions, l'amplificateur n'est pas stable à point qu'on arrive à annuler la dérive de zéro (offset) .

Le programme MFC-VC++6.0 modifié, est très convivial avec sa nouvelle interface attirante et sa compatibilité avec Windows XP. En plus, La commande par PC du lancement et remise en position initiale du projectile est réalisée avec succès. Comme ça, il assure les fonctionnalités des programmes commerciaux y compris la correction de l'atténuation et de la dispersion du signal.

Suite au caractère pluridisciplinaire du sujet, la limitation des moyens disponibles, la nouveauté du projet au niveau national et la limitation de la durée du projet entamé, On n'a pas pu le contourner dans les meilleurs délais. Alors, on suggère quelques perspectives et tâches à compléter aux futurs chercheurs algériens désirant de travailler sur le domaine des barres d'Hopkinson.

- 1- Acheter ou réaliser un vélocimètre pour la mesure de la vitesse du projectile.
- 2- Avoir un module de conditionnement et d'amplification avec deux entrées différentielles (voir chapitre I) ou au moins prévoir un montage en un demi de pont avec une tension d'alimentation de $\pm 5V$ (Directive de Steven David Swantek [22]).
- 3-Avoir une carte d'acquisition Plug and Play (ou bien une carte - à trois entrées différentielles - compatible avec les nouveaux PC) ayant au préférable un gain en bande passante $\geq 100\text{MHz}$.
- 4- Utiliser la colle adéquate des jauges et les fils convenables.

Il est vivement recommandé d'exploiter le dispositif réalisé en travaux pratiques comme premier pas vers la généralisation de son usage aux travaux de recherche nationaux. Ensuite, son exploitation en industrie nationale pour l'amélioration des performances des matériaux de construction.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] YUXUAN L., ZHONGQIN L., AIQIN J. and GUANLONG C., « Experimental study of glass-fiber mat thermoplastic material impact properties and lightweight automobile body analysis. », *Journal of Materials and Design*, Vol. 25, pp.579–585 (2004).
- [2] CHRISTOPHER S., «Spectral analysis of wave propagation through a polymeric Hopkinson bar. », Master thesis of applied science in mechanical engineering, Waterloo, Ontario, Canada (2001).
- [3] HOPKINSON B., « A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets. », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Vol. A213, pp. 437-452 (1914).
- [4] DAVIES R.M., « A critical study of Hopkinson pressure bar. », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Vol. A240, N° 821, pp. 375-457 (1948).
- [5] KOLSKY H., « An investigation of the mechanical properties of materials at a very high rate of loading. », *Proceedings of the Physical Society of London*, Vol. B62, pp.676-701 (1949).
- [6] LEWIS J.L. and Campbell J.D., « The development and use of a torsional Hopkinson bar apparatus. » *Experimental Mechanics*, Vol.12, pp.520-524(1972).
- [7] VICTOR M.F.E. and ARUN S., « Fabrication, characterization and dynamic behavior of polyester/TiO₂ nanocomposites. », *Materials Science and Engineering*, Vol.A361, pp.358-366 (2003).
- [8] SYLVANUS N.N., DAVID H. and PIYUSH K.D., « Dynamic mode II delamination fracture of unidirectional graphite/epoxy composites. », *Composites, Part B*, Vol.34, pp.303-316(2003).
- [9] JIALIN T. and C.T. S., « Dynamic compressive strength of polymeric composites. », *International Journal of Solids and Structures*, Vol.41, pp.3211-3224 (2004).
- [10] MARTIN H., ARUN S., ARJUN T. and QINGLI D., «Mechanical behavior of recycled asphalt material under dynamic loading conditions. », URITC Project No. 536186 (2005).
- [11] ARNAUD B., « Évaluation des propriétés de matériaux viscoélastiques Par barres de KOLSKY. », Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1(2000).
- [12] CASEM D.T., FOURNEY W. and CHANG P., « Wave separation in viscoelastic pressure bars using single-point measurements of strain and velocity. », *Polymer Testing*, Vol.22, pp.155-164 (2003).
- [13] GOMEZ D.R.T., BARBERO E., ZAERA R. and Navarro C., « Dynamic tensile behaviour at low temperature of CFRP using a split Hopkinson pressure bar. », *Composites Science and Technology*, Vol. 65, pp. 61–71(2005).
- [14] ZHOUHUA L. and JOHN L., « Strain rate effects on the thermomechanical behavior of polymers. », *International Journal of Solids and Structures*, Vol.38, pp.3549-3562 (2001).
- [15] RAMZI O., MARIE-N B., PIERRE C. et GERARD G., « Séparation et reconstruction des ondes dans les barres élastiques et viscoélastiques à partir de mesures redondantes. », *C.R.Acad.Sci., Paris*, t.329, Série II b, pp.369-376(2001).
- [16] BARBER J.R., « Intermediate mechanics of materials. », McGraw-Hill, Inc., New York (2001).
- [17] SEAN S.K. and JULIE B.R., « Linear poroelastic cancellous bone anisotropy: Trabecular solid elastic and fluid transport properties. », *Journal of Biomechanical Engineering*, Vol.124, pp.521-526(2002).

- [18] XIANGYANG H. and AL, «Dynamic mechanical properties of whisker/PA66 composites at high strain rates. », Polymer, Vol.46, pp.3528-3534(2005).
- [19] ZUKAS J.A., NICHOLAS T, SWIFT H.F., GRESZEZUK L.B. and CURRAN D.R., « Impact dynamics. », Krieger Publishing Company, Florida (1992).
- [20] BICKLE L.W., « An introduction of use of strain gages for measurement of propagating strain wave. », Sandia Laboratories Report, Albuquerque, New Mexico (1970).
- [21] BURSTOW C.G., CORELL M.C. and ROGERS A.C., « Mechanisms of Dislocation Motion in 7075-T73 Aluminium Alloy at Strain Rates of 10^5 s^{-1} . », Materials at High Rates of Strain, Institute of Physics, Bristol, CT (1989).
- [22] STEVEN D.S., « An Optical Method of Strain Measurement in the Split Hopkinson Pressure Bar. », Master of Science Thesis in Mechanical Engineering, Blacksburg, Virginia, USA (2000).
- [23] RAVICHANDRAN G. and SUBBASH G., « Critical appraisal of limiting strain rates for compression testing of ceramics in a split Hopkinson pressure bar. », J Am Ceram Soc, Vol.77 (1), pp.263-7(1994).
- [24] GRAY III G.T. and BLUMENTHAL W.R., « Split Hopkinson Bar testing of soft materials. », Los Alamos National Laboratory, No.LA-UR-99-4878(1999).
- [25] YANG L.M., SHIM V.P.W., « An analysis of stress uniformity in split Hopkinson bar test specimens. », International Journal of Impact Engineering, Vol.31, pp.129–150(2005).
- [26] RAZVAN R., « Modeling of Shock Wave Propagation and Attenuation in Viscoelastic Structures. », Doctorate of Philosophy Thesis in Mechanical Engineering, Blacksburg, VA (1999).
- [27] ZHAO H. and GRAY G., « On the use of SHPB techniques to determine the dynamic behavior of materials in the range of small strain. », Int J Solids Struct, Vol.33 (23), pp.3363-77 (1996).
- [28] GONG J., MAVIN L. and JENKINS D., « Dispersion investigation in the split Hopkinson pressure bar. », J Engng Mater Technol, Vol.112, pp.309-14(1990).
- [29] CHAPRA S., CANAL R., « Numerical Methods for Engineers. », 2nd Edition, McGraw-Hill, New York (1988).
- [30] PRESS W.H., TEUKOLSKY S.A., VETTERLING W.T. and FLANNERY B.P., « Numerical Recipes in C. », 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge (1992).
- [31] DOYLE J.F., «Wave Propagation in Structures-An FFT Based Spectral Analysis Methodology. », Springer-Verlag, New York (1989).
- [32] FOLLANSBEE P.S. and FRANTZ C., « Wave Propagation in the Split Hopkinson Pressure Bar. », Journal of Engineering Material Technology, Vol.105, pp. 61-66(1983).
- [33] GORHAM D.A. and WU X.J., « An Empirical Method for Correcting Dispersion in Pressure Bar Measurements of Impact Stress. », Measurement and Science Technology, Vol. 9, pp. 1227-1232(1996).
- [34] POCHHAMMER L., « On the Propagation Velocities of Small Oscillations in an Unlimited Isotropic Circular Cylinder. », Journal Reine Angewandte Mathematic, Vol. 81, pp. 324-336(1876).
- [35] CHREE C., « The Equations of an Isotropic Elastic Solid in Polar and Cylindrical Coordinates, Their Solutions and Applications. », Cambridge Philosophical Society Transactions, Vol.14, pp. 250-369(1889).

- [36] FOLLANSBEE P., « The Hopkinson Bar. », Metals Handbook, American Society for Metals, Vol.8, pp. 198-203(1995).
- [38] CHENG Z.Q., CRANDALL J.R. and PILKEY W.D., « Wave Dispersion and Attenuation in Viscoelastic Split Hopkinson Pressure Bar. », Shock and Vibration, Vol. 5, pp. 307-315(1998).
- [39] KOLSKY H., « Stress Waves in Solids. », Dover Publications, New York (1963).
- [40] WANG L., LABIBES K., AZARI Z., and PLUVINAGE G., « Generalization of Split Hopkinson Bar Technique to use Viscoelastic Bars. », International Journal of Impact Engineering, Vol.15, pp. 669-686(1994).
- [41] TYAS A. and WATSON A., « An Investigation of Frequency Domain Dispersion Correction of Pressure Bar Signals. », International Journal of Impact Engineering, Vol.25, pp. 87-101(2001).
- [42] SAWAS O., BRAR N.S., BROCKMAN R.A., « Dynamic Characterization of Compliant Material Using an All Polymeric Split Hopkinson Bar. », Experimental Mechanics, Vol. 38, pp. 204-210(1998).
- [43] ZHAO H. and GARY G., « A Three Dimensional Analytical Solution of the Longitudinal Wave Propagation in an Infinite Linear Viscoelastic Cylindrical Bar-Application to Experimental Techniques. », Journal of Mechanics of Physical Solids, Vol.43, pp. 1335-1348(1995).
- [44] ZHAO H., GARY G., « Inverse Methods for the Dynamic Study of Nonlinear Materials with a Split Hopkinson Bar. », IUTAM Symposium on Nonlinear Waves in Solids, ASME, pp. 185-189(1995).
- [45] SOGABE Y., YOKOYAMA TA., YOKOYAMA TE., NAKANO M. and KISHIDA K., « Split Hopkinson Bar method for Testing Materials with Low Characteristic Impedance. », Dynamic Fracture, Failure and Deformation ASME PVP, Vol.300, pp. 137-143(1995).
- [46] BACON C., « An Experimental Method for Considering Dispersion and Attenuation in a Viscoelastic Hopkinson Bar. », Experimental Mechanics, Vol.38, pp. 242-249(1998).
- [47] BACON C. and BRUN A., « Methodology for a Hopkinson Test with a Non-Uniform Viscoelastic Bar. », International Journal of Impact Engineering, Vol.24, pp. 219-230(2000).
- [48] LUNDBERG B. and HENCHOZ A., « Analysis of Elastic Waves from Two Point Strain Measurements. », Experimental Mechanics, Vol.17, pp. 213-218(1977).
- [49] BAZLE A.G., SERGEY L.L and JOHN W.G.J., « Hopkinson bar experimental technique: A critical review. », Appl Mech Rev, Vol.57, no 04, pp.223-250(2004).
- [50] LARBI G., « Etude, Conception et Réalisation d'un dispositif pour essais de flexion trois points & à appui carré par barres d'Hopkinson. », Mémoire d'ingénieur en optique et mécanique de précision, I.O.M.P, Sétif, Algérie (2003).
- [51] SAÏD B., «Rupture dynamique du verre sous impacts et érosion par sablage. » Thèse de doctorat, I.O.M.P, Sétif, Algérie(2001).
- [52] DOMINIQUE F., «Essais mécaniques des métaux-détermination des lois de comportement. » Encyclopédie de techniques de l'ingénieur, MB2, M120-7(Mars 2000).
- [53] LIFSHITZ J.M. and LEBER H., « Data processing in the split Hopkinson pressure bar tests. », Int. J. Impact Eng, Vol. 15, no 06, pp.723-733(1994).
- [54] National instruments, « Measurement and automation 07|Catalog. », ni.com, Austin, (2007).

- [55] KENNETH D.R., SHUN C.C. and JAMES H.R., « Design and operating characteristics of split Hopkinson pressure bar apparatus », AMMRC TR 71-49(1971).
- [56] BAILON J.-P. and DORLOT J.-M., « Des matériaux. », 3^{ème} éd., Presses internationales de l'école Polytechnique, Montréal, p.586(2000).
- [57] HOWARD A.K., « Tensile Loading », ASM Handbook, Mechanical Testing and Evaluation, ASM Int, Materials Park OH, Vol. 8, pp.122–133(2000).
- [58] GOËR J.-L. L. and AVRIL J., « Capteurs à jauges extensométriques », Encyclopédie de techniques de l'ingénieur, R1860-8(2001).
- [58] FAIVRE A., « Conception et validation d'un nouvel outil d'analyse de la marche », Thèse de doctorat, Franche-Comté, pp.87-95(2003).
- [59] VISHAY-MICROMESURES, « Comment choisir les accessoires d'extensométrie par jauges électriques », Catalogue A-110-1-F, pp.7-8(1998).
- [60] KAISER M.A., « Advancements in the Split Hopkinson Bar Test », Master of Science thesis in mechanical engineering, Blacksburg, Virginia (1998).
- [61] GRAY III G.T., « Classic split-Hopkinson pressure bar testing », ASM Handbook, Mechanical Testing and Evaluation, ASM Int, Materials Park OH, Vol.8, pp.462–476(2000).
- [62] GORHAM D.A., POPE P.H., and COX O., « Sources of error in very high strain rate compression tests », Inst. Phys. Conf. Ser. 70, pp.151–158(1984).
- [63] SUBHASH G. and RAVICHANDRAN G., « Split-Hopkinson pressure bar testing of ceramics », ASM Handbook, Mechanical Testing and Evaluation, ASM Int, Materials Park OH, Vol.8, pp.488–496(2000).
- [64] COUQUE C., ALBERTINI C. and LANKFORD J., « Failure mechanism in a unidirectional fiber-reinforced thermoplastic composite under uniaxial, in-plane biaxial and hydrostatically confined compression », J.Mater. Sci. Lett. 12, pp.1953–1957(1993).
- [65] GRAY III G.T., IDAR D.J., BLUEMENTHAL W.R., CADY C.M. and PETERSON P.D., « High and low strain-rate compression properties of several energetic material composites as a function of strain rate and temperature », 11th Detonation Symposium, Snow Mass CO, J Short (ed), Amperstand Pub. (2000).
- [66] FIELD J.E., WALLEY S.M., BOURNE N.K. and HUNTLEY J.M., « Review of experimental techniques for high rate deformation studies », Proc Acoustics and Vibration Asia '98, Singapore, pp.9–38(1998).
- [67] GRAY III.G.T., BLUEMENTHAL W.R., TRUJILLO C.P. and CARPENTER II.R.W., « Influence of temperature and strain rate on the mechanical behavior of Adiprene L-100 », J. Phys. (France) IV Colloq., C3 (EURODYMAT 97), 7, pp.523–528(1997).
- [68] GARY G., KLEPACZKO J.R., and ZHAO H., « Generalization of split Hopkinson bar technique to use viscoelastic materials », Int. J. Impact Eng. 16, pp.529–530 (1995).
- [69] GARY G., ROTA L. and ZHAO H., « Testing viscous soft materials at medium and strain rates, *Constitutive Relation in High/Very High Strain Rates* », K. Kawata and J. Shioiri (eds), Springer-Verlag, Tokyo, pp.25–32(1996).
- [70] CHEN W., ZHANG B. and FORRESTAL M.J., « A split Hopkinson bar technique for low impedance materials », Exp. Mech. 39, pp.1–5(1999).
- [71] ASM Handbook Vol. 8, Mechanical Testing and Evaluation, ASM Int., Materials Park OH, pp.462–476(2000).

ANNEXE A

SIMULATION DE LA VITESSE D'IMPACT D'UN PROJECTILE DANS L'APPAREIL BPHD

A.1 Introduction

Les tests expérimentaux nécessitent des moyens appropriés et coûteux. La simulation numérique est un outil très important. Il permet de réduire de façon très significative les délais et les coûts de la conception. Il s'agit dans cette étude de modéliser le système propulseur de l'appareil de compression à barre de pression d'Hopkinson divisée (BPHD) de LMNM afin de déterminer la vitesse d'impact du projectile par simulation.

La présente modélisation du système propulseur découle de l'application de la deuxième loi de la dynamique de Newton sur un projectile. Deux phases se présentent :

A.2 Au décalage du projectile (Phase initiale)

En tenant compte de la force de pression, de la force de frottement statique de coulomb et de la résistance de l'air, l'équation de mouvement juste au décalage du projectile peut s'écrire comme suit :

$$\ddot{X} + A\dot{X}^2 + \frac{B}{1+CX} + D = 0$$

A, B, C et D sont des constantes relatives au système propulseur.

A.3 Après le décalage du projectile (Deuxième phase)

Une fois le projectile est mis en mouvement, le frottement statique s'annule et on aura un frottement cinétique. Ce dernier est très faible en comparaison avec le frottement statique à point qu'on peut le négliger. L'équation de mouvement s'écrit alors :

$$\ddot{X} + A\dot{X}^2 + \frac{B'}{1+C'X} = 0$$

A, B' et C' sont des constantes du système propulseur.

La fonction ode 45 prévue par MATLAB utilisant la méthode de *RUNGE-KUTTA 4.5* a été utilisée pour résoudre le système d'équations. Le tracé de la vitesse d'impact en fonction de la pression d'alimentation est représenté ci-dessous.

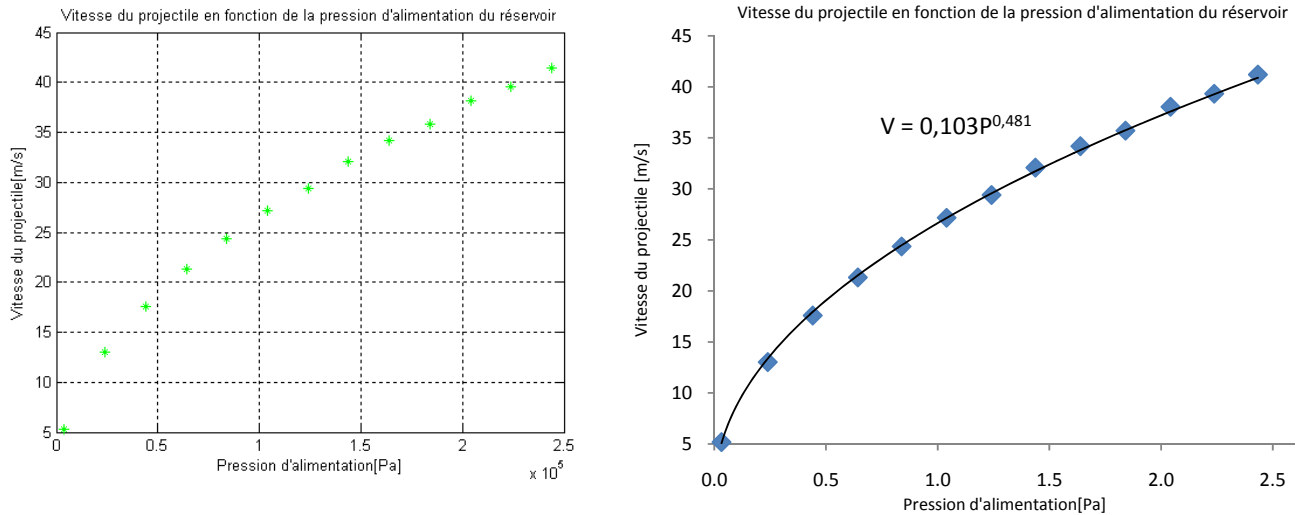


Figure A.1: Vitesse d'impact en fonction de la pression d'alimentation

D'après la figure A.1, on constate que la vitesse d'impact du projectile augmente en fonction de la pression d'alimentation du réservoir à air comprimé suivant l'expression de puissance $V=0.103P^{0.481}$. La fonction de puissance est obtenue par ajout d'une courbe de tendance au graphique Matlab (courbe à gauche) reconstruit sous Excel (courbe à droite). Sachant qu'on a pris les valeurs de la vitesse d'impact à une distance égale à la longueur d'établissement ($L_e = 1m$).

A.4 Conclusion

Pour la résolution du système d'équations différentielles, on a établi un code de simulation sous MALAB utilisant la méthode de Runge-Kutta 4.5. En se référant à la courbe de la figure A.1, il est facile à déterminer la vitesse d'impact du projectile pour une pression donnée du réservoir à air comprimé.

Il est évident de constater qu'au fur et à mesure que la pression d'alimentation du réservoir à air comprimé augmente, la vitesse d'impact du projectile augmente.

A.5 Code source

```
%----- Première phase (au moment de décalage du projectile) -----%
Function xprime=obuafs(t,x)
    global A G K P0 tsk S Vi Pal
% Données du Système propulseur
    Mu=0.4;
    Pi=3.14;
    Lproj=0.1; % Longueur de projectile est 100 mm
    Dproj=0.02;
    Vproj= Lproj*(Pi*Dproj^2)/4;
    Ro=2700; Densité de l'aluminium (Matériau du projectile)
    m=Ro*Vproj;
    P=m*9.81;
    S=314e-006; A= - S/m;
    Vd=0.1141578; %Volume du Reservoir à air comprimé avec l'entrée de l'électrovanne
    Vi=0.1148778; %Volume juste avant le démarrage du projectile
    P0=(Vd*Pal)/Vi;
    Z= - (P0*A);
%Mu : Coefficient de frottement projectile-tube
%P,m: Respectivement poids[N] et masse du projectile [Kg]
%P0,Vi et X0: Respectivement; pression initiale [Pa], Volume initial [m^3] et origine des x
%[m]
    G=Mu*P*Pi/(2*m); K=S/Vi; F=S*K/m;
% L'équation différentielle qui régit le Système propulseur au moment de décalage du
%..projectile est:  $X'' + (Z/(1+KX)) + (A*X'^2) - G = 0$ 
% xprime: Fichier dans lequel on décrit le Système différentiel
    xprime=[x(2);Z/(1+K.*x(1))+A.*(x(2).^2)-G];
```

```

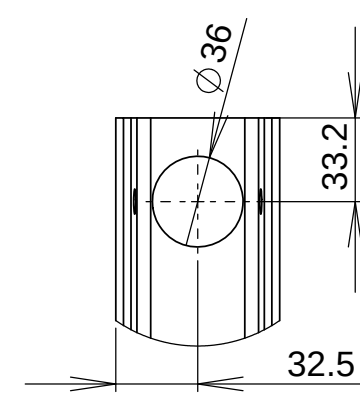
% -----Deuxième phase (Après le décalage du projectile) -----%
function xprime=projsfs(T,X)
    global A G K P0 tsk S Vi X0
    B=Vi+S*X0; PX0=P0/(1+K*X0); Y=-(PX0*A);
% L'équation différentielle qui régit le Système propulseur après le
% Décalage du projectile est:  $X'' + (Y/(1+BX)) + (A*X'^2) = 0$ 
% xprime : Fichier dans lequel est décrit le Système différentiel
    xprime=[X(2);Y/(1+B.*(X(1)-X0))+A.*(X(2).^2)];
%-----Programme principale-----%
clear all          % Effacement des variables de l'espace de travail
global t0 tsk tf X0 V0 Pal
%Conditions aux limites du système différentiel
t0=0; tsk=0.003; tf=0.6;
% Pal=0.01e+005:0.02e+005:0.3e+005    Simulation originale
for Pal=0.2e+005:0.2e+005:25e+005,
    %ode45 : Fonction prévue par MATLAB utilise la méthode de RUNGE-KUTTA 4.5
    [t,x]=ode45('obuafs',[t0,tsk],[0 ;0]);
    %Conditions initiales de la deuxième phase (Après le décalage)
    X0=x(end,1) ; V0=x(end,2);
    [T,X]=ode45('projsfs',[tsk:0.001:tf],[X0 ;V0]);
    i=1;
    while X(i,1)<1,
        i=i+1;
    end
    plot(Pal,X(i,2),'G*'),hold on
end
xlabel('Pression d'alimentation[Pa]'),ylabel('Vitesse du projectile[m/s]'),grid
title('Vitesse du projectile en fonction de la pression d'alimentation du réservoir')

```

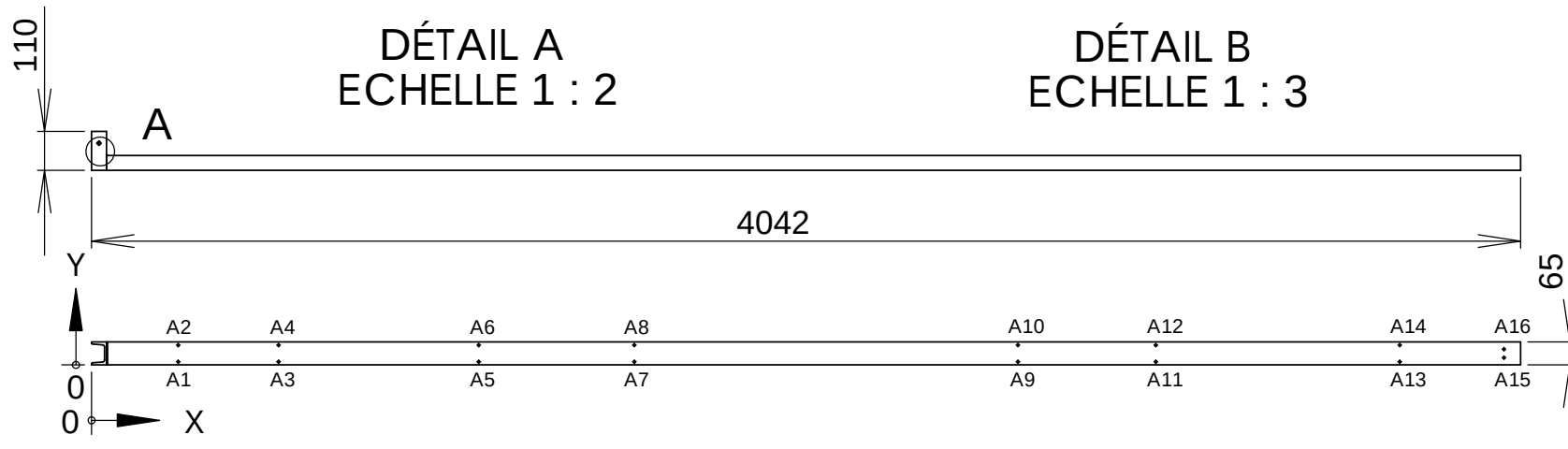
ANNEXE B

DESSINS DE DEFINITION DE LA BARRE DE PRESSION D'HOPKINSON DIVISEE(BPHD) DE LMNM

Cette annexe regroupe les dessins de définition des éléments réalisés du prototype de la barre de pression d'Hopkinson divisée (BPHD) de LMNM. On a conçu ces dessins avec SolidWorks2007SP2.2.



DÉTAIL B
ECHELLE 1 : 3



REPERE	POSITION X	POSITION Y	TAILLE
A1	245	9	Ø6
A2	245	56	
A3	529	9	
A4	529	56	
A5	1095	9	
A6	1095	56	
A7	1535	9	
A8	1535	56	
A9	2620	9	
A10	2620	56	
A11	3010	9	
A12	3010	56	
A13	3700	9	
A14	3700	56	
A15	3995.06	20.50	
A16	3995.06	44.50	

Les deux profiles sont assemblés par cordon de soudure convexe de rayon 3mm

SAUF INDICATION : LES DIMENSIONS SONT EN mm RUGOSITE TOTALE : TOLERANCES : LINEAIRE : ±0.1 ANGULAIRE : ±0.5°			FINITION: Teinté vert			ÉBAVURER ET CASSER LES ARÊTS VIFS			NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN		REVISION		03	
									Université de M'sila-Département de GM					
	NOM		SIGNATURE		DATE				TITRE: Support de BPHD					
DESSINE	Gueraiche Larbi				30/05/2007									
CHK'D														
APPV'D														
MFG														
Q.A														
						MATERIAU: Acier non allié			DWG NO. 01				A4 	
						POIDS:			Echelle:1:50				PLANCHE 1 DE 1	

A

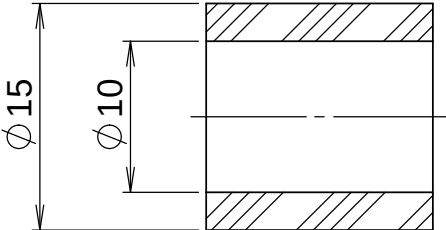
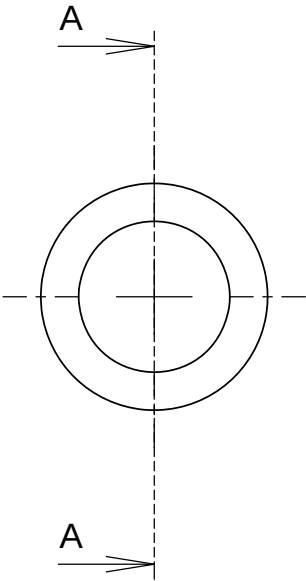
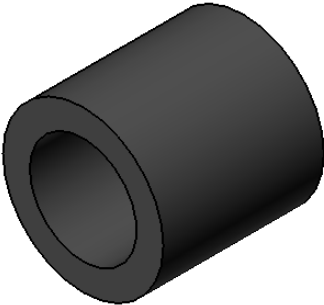
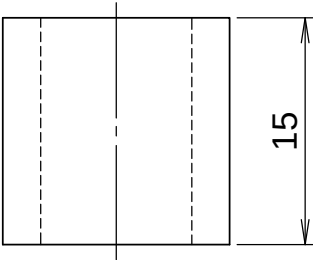
B

C

D

E

F



COUPE A-A

SAUF INDICATION : LES DIMENSIONS SONT EN mm RUGOSITE TOTALE : TOLERANCES : LINAIRE : ±0.1 ANGULAIRE : ±0.5°				FINITION: Non		ÉBAVURER ET CASSER LES ARÊTS VIFS		NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN		REVISION 02	
								Université de M'sila-Département de GM			
		NOM	SIGNATURE	DATE				TITRE:			
DESSINE		LARBI GUERAICHE		11/09/2007				Flexible_Axe			
CHK'D											
APPV'D											
MFG											
Q.A					MATERIAU:			DWG NO.		A4	
					Caoutchouc			08			
					POIDS:			Echelle:2:1		PLANCHE 1 DE 1	

A

B

C

D

E

F



PLANCHE 1 DE 1

A

A

Ø 6

10

5.5

17

36

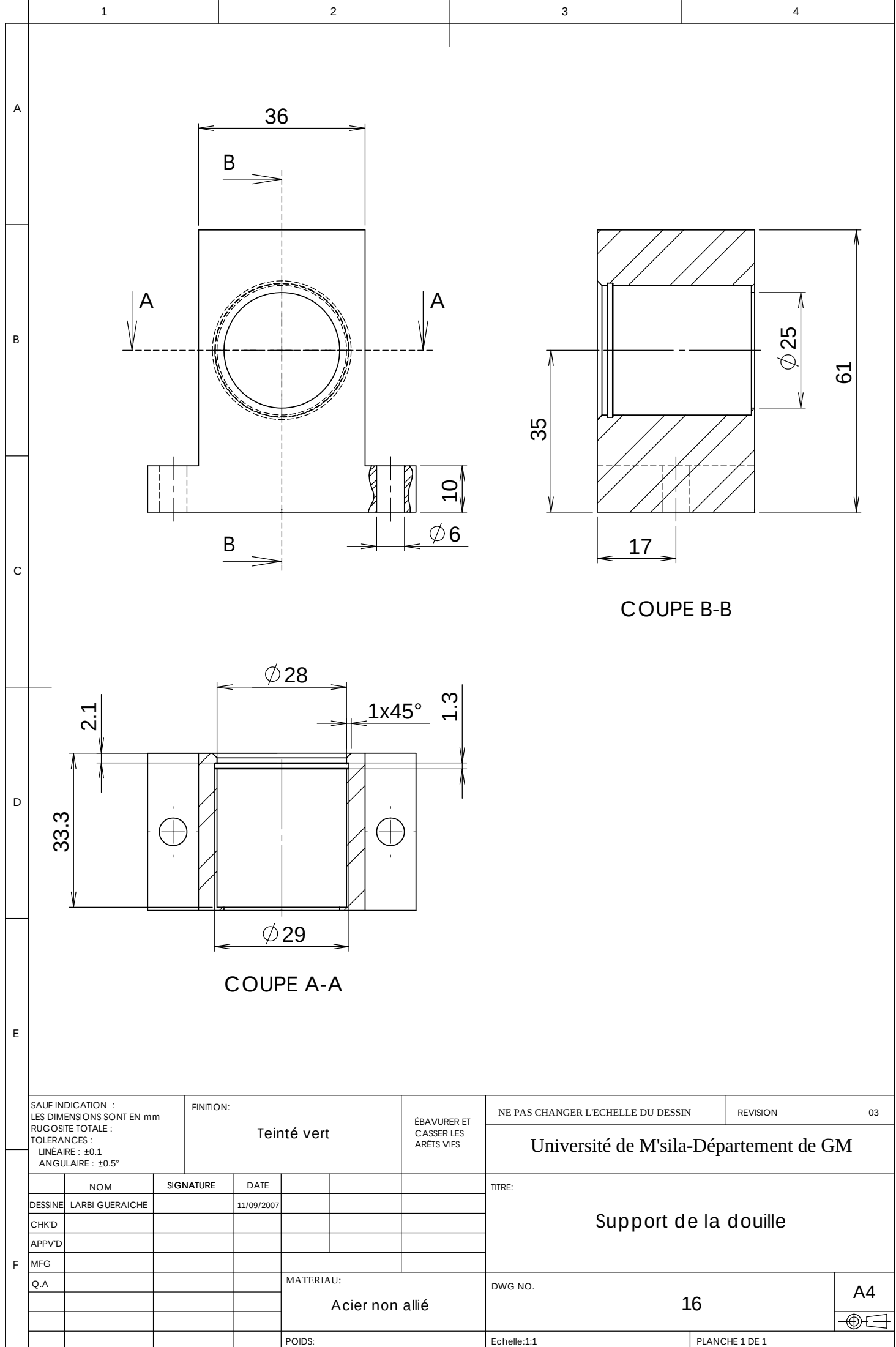
58

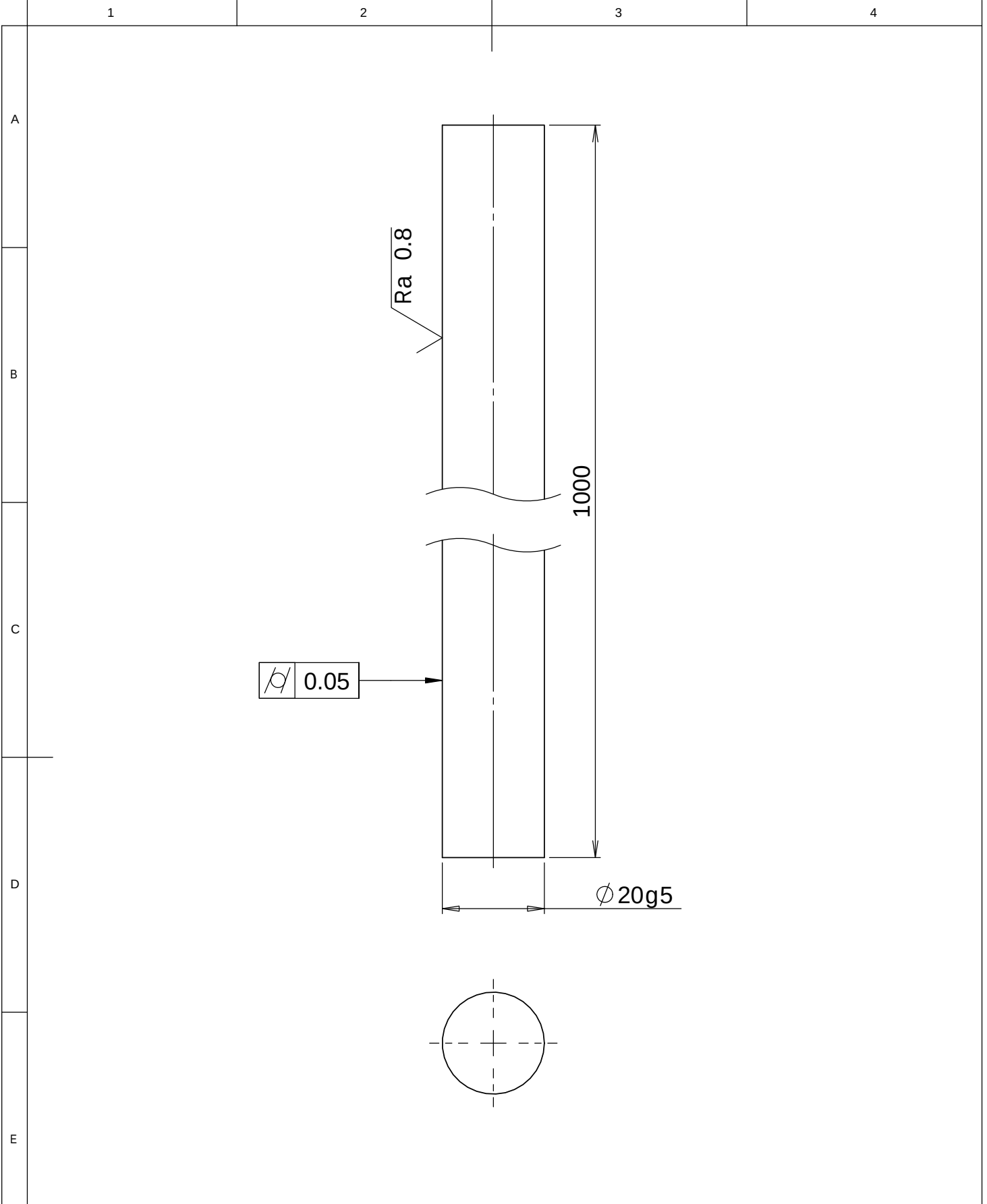
35

34

Ø 28H6

61



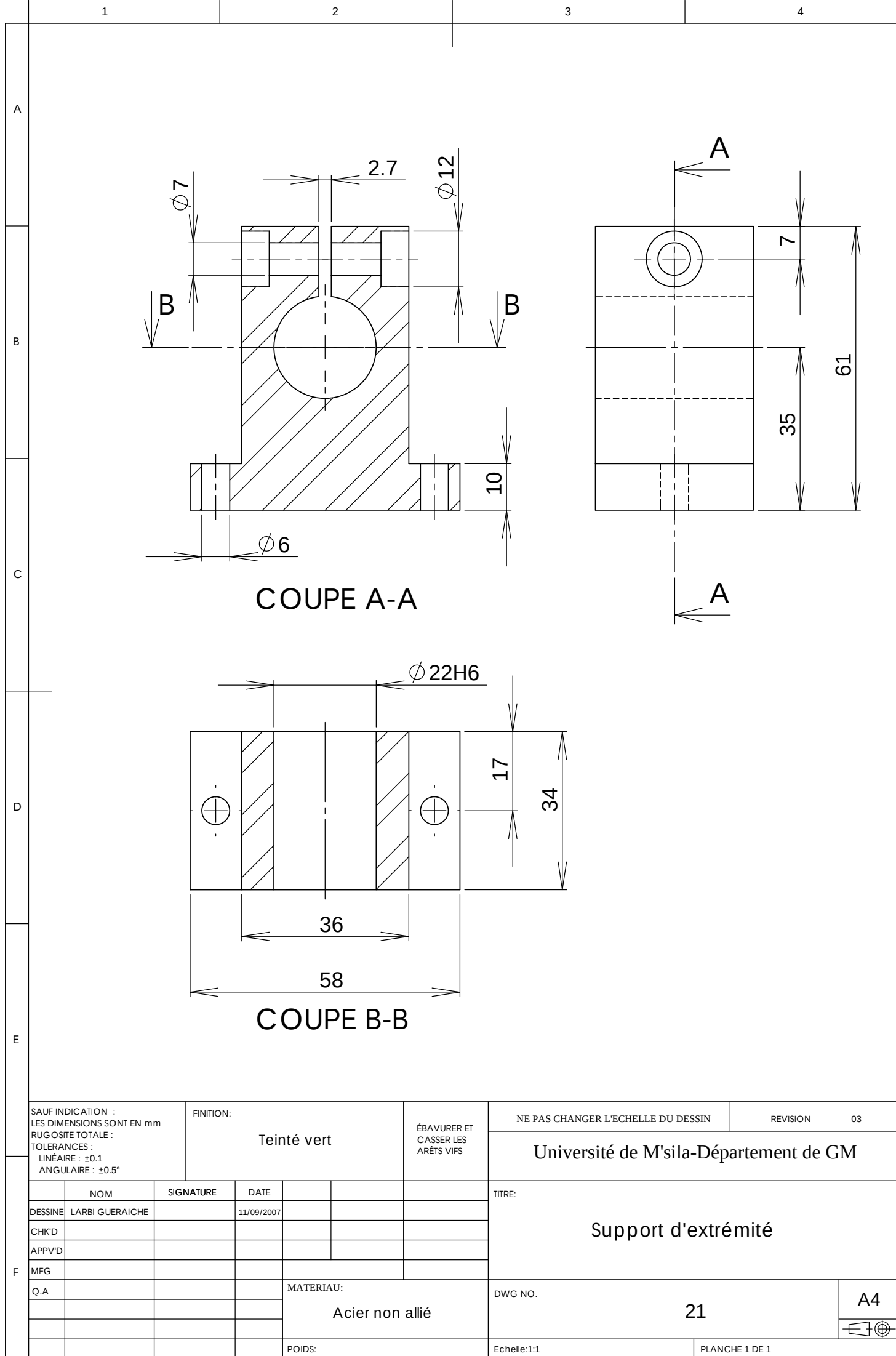


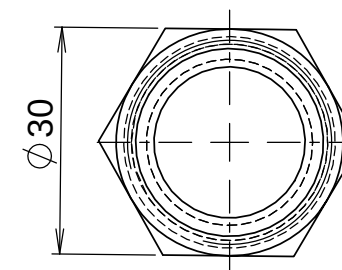
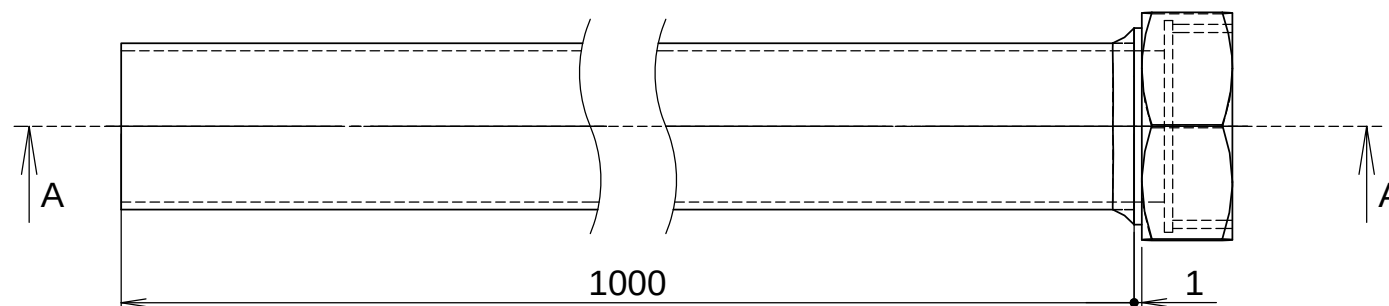
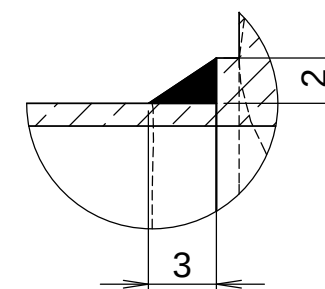
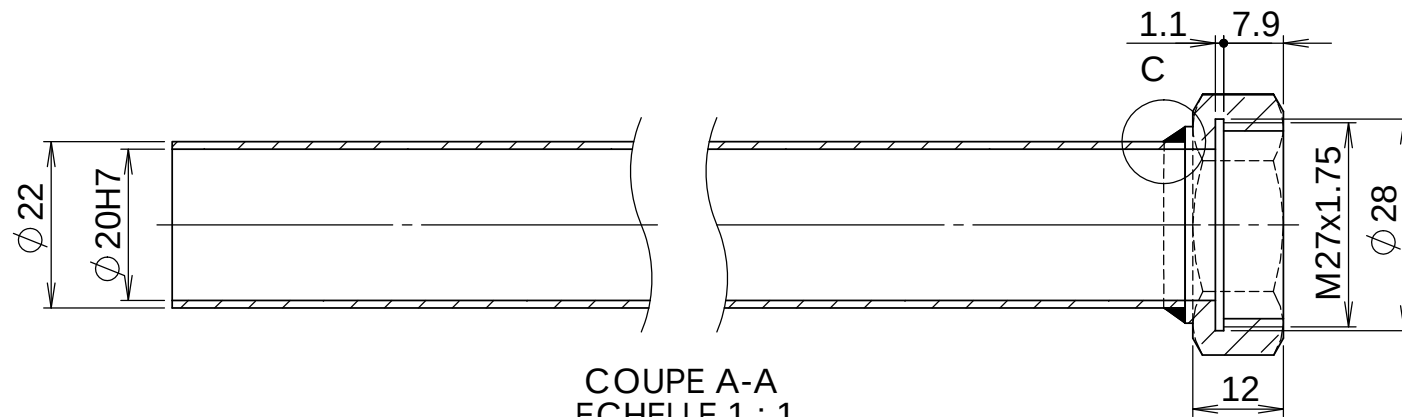
SAUF INDICATION : LES DIMENSIONS SONT EN mm RUGOSITE TOTALE : TOLERANCES : LINEAIRE : ± 0.1 ANGULAIRE : $\pm 0.5^\circ$		FINITION: Non		ÉBAVURER ET CASSER LES ARÊTS VIFS		NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN	REVISION	01
						Université de M'sila-Département de GM		
F		NOM	SIGNATURE	DATE			TITRE: Barre de sortie	
	DRAWN	GUERAICHE LARBI		18/12/2007				
	CHK'D							
	APPV'D							
	MFG							
	Q.A				MATERIAU: Alliage 1060		DWG NO. 19	
					POIDS:		ECHELLE:1:10	PLANCHE 1 DE 1



	1	2	3	4						
A										
B										
C										
D										
E										
F	SAUF INDICATION : LES DIMENSIONS SONT EN mm RUGOSITE TOTALE : TOLERANCES : LINEAIRE : ±0.1 ANGULAIRE : ±0.5°		FINITION: Non		ÉBAVURER ET CASSER LES ARÊTS VIFS		NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN		REVISION 03	
	Université de M'sila-Département de GM									
	TITRE: Barre d'entrée									
	DWG NO. 20									
	A4									
	Echelle: 1:20									
	PLANCHE 1 DE 1									
	POIDS									
	MATERIAU: ALLIAGE 1060									
	DATE: 12/11/2007									
SIGNATURE										
NOM										
DESSINE: GUERAIICHE LARBI										
CHK'D										
APPV'D										
MFG										
Q.A										

Technical drawing of a shaft with a diameter of 20g5 and a length of 1524. The drawing includes a side view with a surface finish specification of Ra0.8 and a circular cross-section view. The shaft is labeled with 'A' through 'F' along its length.





SAUF INDICATION : LES DIMENSIONS SONT EN mm RUGOSITE TOTALE : TOLERANCES : LINEAIRE : ±0.1 ANGULAIRE : ±0.5°				FINITION: Non			ÉBAVURER ET CASSER LES ARÊTS VIFS		NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN		REVISION		03					
									Université de M'sila-Département de GM									
	NOM		SIGNATURE		DATE				TITRE: Tube du Propulseur									
DESSINE	Larbi Gueraiche				11/11/2007			REVISION										
CHK'D																		
APPV'D																		
MFG																		
Q.A						MATERIAU: Cuivre									DWG NO. 22			
					POIDS:				Echelle:1:10			PLANCHE 1 DE 1						

A

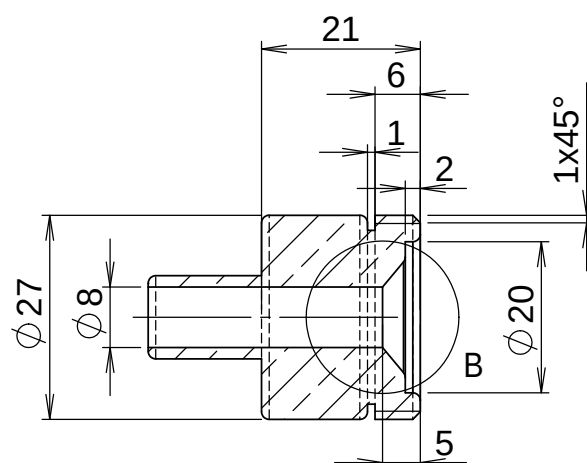
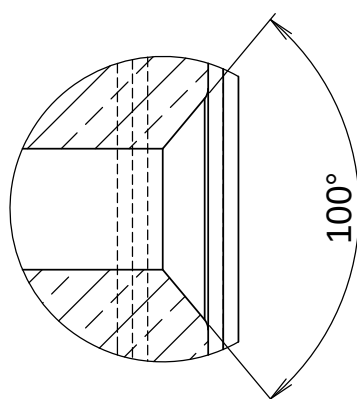
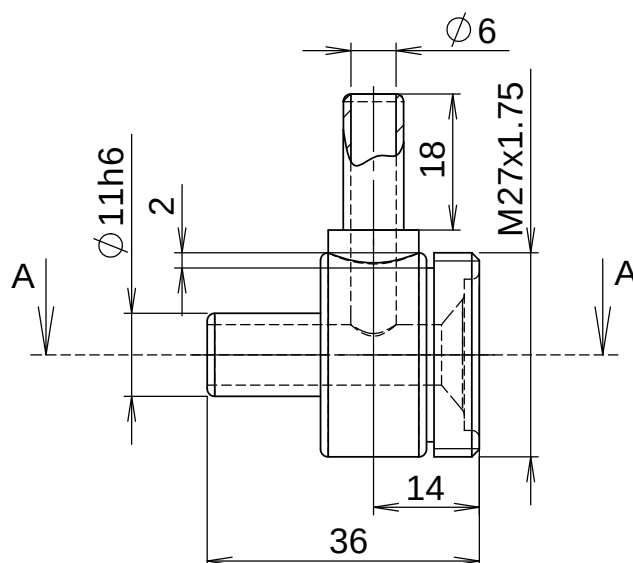
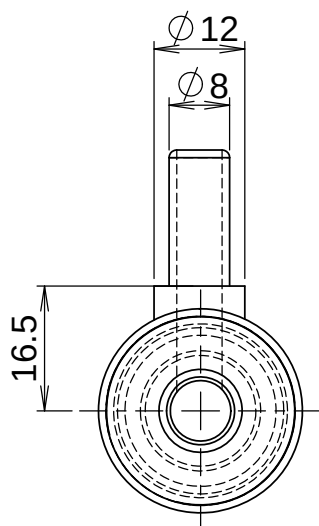
B

C

D

E

F



DÉTAIL B
ECHELLE 2 : 1

COUPE A-A

SAUF INDICATION :
LES DIMENSIONS SONT EN mm
RUGOSITE TOTALE :
TOLERANCES :
LINÉAIRE : ± 0.1
ANGULAIRE : $\pm 0.5^\circ$

DEFINITION:

Non

ÉBAVURER ET CASSER LES ARÊTS VIFS

NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN

REVISION

02

Université de M'sila-Département de GM

TITRE:

Reducteur

DWG NO.

25

A4

POIDS:	
--------	--

Echelle:1:1

PLANCHE 1 DE 1

A

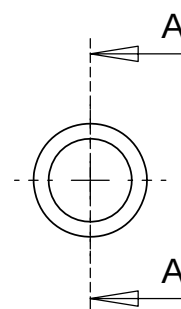
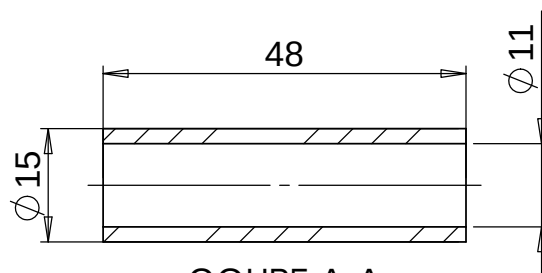
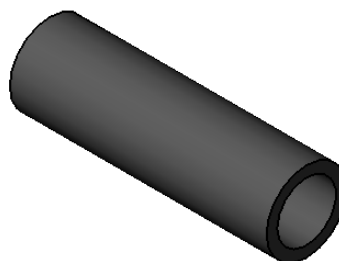
B

C

D

E

F



SAUF INDICATION :
LES DIMENSIONS SONT EN mm
RUGOSITE TOTALE :
TOLERANCES :
LINÉAIRE : ± 0.1
ANGULAIRE : $\pm 0.5^\circ$

FINITION:

Non

ÉBAVURER ET
CASSER LES
ARÊTS VIFS

NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN

REVISION

02

Université de M'sila-Département de GM

TITRE:

Flexible

DWG NO.

26

A4

MATERIAU:

Caoutchouc

POIDS:	
--------	--

SCALE:1:1

PLANCHE 1 DE 1

A

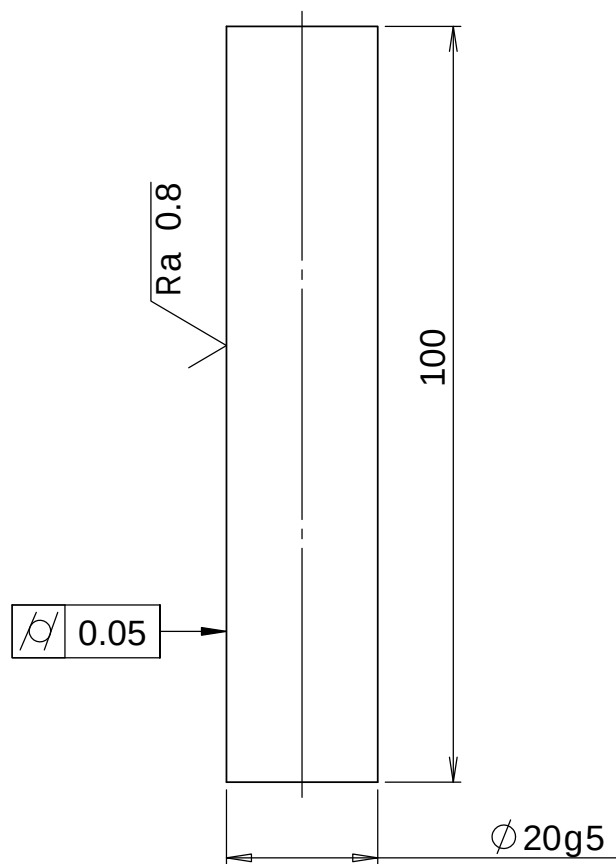
B

C

D

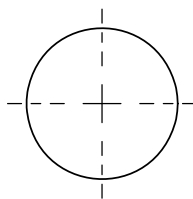
E

F



100

Ø 20g5



SAUF INDICATION :
LES DIMENSIONS SONT EN mm
RUGOSITE TOTALE :
TOLERANCES :
LINÉAIRE : ± 0.1
ANGULAIRE : $\pm 0.5^\circ$

FINITION:

Non

ÉBAVURER ET
CASSER LES
ARÊTS VIFS

NE PAS CHANGER L'ECHELLE DU DESSIN

REVISION

02

Université de M'sila-Département de GM

TITRE:

Projectile

DWG NO.

38

A4



POIDES:

ECHELLE:1:2

PLANCHE 1 DE 1

ملخص:

في هذا الموضوع، قمنا بتصميم و تصنيع الجهاز المسمى قضيب الضغط لأوبيكينسون المقسم. الجهاز مزود بمجسات تمديد تسمح بالتقاط إشارات الموجات المرنة التي تجتاز القضيب الوارد. جزء منها ينعكس عند الحد المشترك بين هذا الأخير والعينة والباقي يعبر إلى القضيب الصادر. بسبب ضعف سعة الموجات المرنة يجب تضخيمها لبلوغ مجال التجاوب الحركي لرأس الاهتزاز المهيطي المستخدم "PM3365". بعد التمكن من ملاحظة الإشارات على الرأس وتحديد سعتها نستبدل هذا الأخير ببطاقة التوسط "PCL-818HG" ذات المردود العالي الذي يصل إلى 1000 مرة. إطلاق وإعادة القذيفة إلى الوضع الابتدائي يتم عن طريق التحكم بواسطة الحاسوب وذلك باستخدام بطاقة الكترونية تعمل بمبدأ تبديل المقحل صممناها ب "PCB123". لتسهيل المهمة أكثر على المستخدم، قمنا بتعديل برنامج مصمم في بيئة البيانات المتكاملة لفصل الموجة الواردة عن الموجة المنعكسة وكذا تصحيح الانتشار والتخامد.

كلمات مفتاحية:

قضبان أوبيكينسون، فصل الموجات المرنة، علاقة الانتشار، تحويل فوريي، التحكم عن طريق الحاسوب، إدخال المعطيات.

Résumé:

Dans ce sujet, on a conçu et réalisé un dispositif à barre de pression d'Hopkinson divisée (BPHD). Le dispositif est instrumenté par des jauges extensométriques en un quart en pont. Les signaux des jauges sont d'abord amplifiés à l'aide d'un circuit à base de LM837 pour atteindre la gamme dynamique de l'oscilloscope. Ils peuvent être mémorisés à l'aide de l'oscilloscope PM3365. Une fois que l'ordre de grandeur des signaux est déterminé, on le remplace par une carte d'interface PCL-818HG à gain élevé allant jusqu'à 1000 fois.

Le lancement et la remise en position initiale du projectile sont assurés par PC à l'aide d'une interface qu'on a élaboré sous PCB 123 sur la base de la commutation d'un transistor.

Un programme VC++6.0 modifié permet la séparation des ondes incidente et réfléchie ainsi que la correction de la dispersion et de l'atténuation.

Mots clés :

Barres d'Hopkinson, Equation de Pochhammer-Chree, Séparation des ondes, Relation de dispersion, Atténuation, Transformée de Fourier, Pilotage par PC, Acquisition des données et PP-Alfa.

Abstract:

In this subject, we have designed and carried out a split Hopkinson pressure bar (SHPB). The device is instrumented by gauges. The signals of the gauges are initially amplified before being recorded by the PM3365 scope. Then, we have used the PCL-818HG board of high gain going up to 1000 times.

The launching and the handing-over in initial position of the striker are ensured by PC using an interface that we have worked out under PCB 123 on the basis of commutation of a transistor.

A modified program VC++6.0 allows the separation of the incident and reflected waves as well as the correction of dispersion and attenuation.

Key words:

Hopkinson Bars, Pochhammer-Chree equation, Separation of waves, Relation of dispersion, Attenuation, Fourier transform, Command by PC, Data acquisition and PP-Esparto