

Proceedings of The Institute of Acoustics

ANALYSE SPECTRALE DE L'EMISSION ACOUSTIQUE PENDANT LA DEFORMATION PLASTIQUE ; SA RELATION AVEC LES CARACTERISTIQUES DES SOURCES

D. ROUBY, P. FLEISCHMANN, M. GAY

Laboratoire d'Optique Corpusculaire et d'Ultrasons et

Physique des Matériaux et de Métallurgie Physique

I.N.S.A. Bât. 502 - 69621 - VILLEURBANNE CEDEX - FRANCE

INTRODUCTION - I

Les études de l'émission acoustique associée à la déformation plastique de l'aluminium et ses alliages ont montré que cette émission est fortement influencée par les paramètres métallurgiques, en particulier par la pureté et la taille des grains (1-4).

En outre, les travaux de JAX {3} et nos propres résultats sur l'émission continue de l'aluminium {5} ont mis en évidence qu'il est d'une importance fondamentale de tenir compte de la fréquence de mesure. L'analyse spectrale des signaux émis, peut être une technique d'analyse quantitative des caractéristiques dynamiques des mécanismes élémentaires d'émission.

Nous présentons une interprétation de l'émission continue de l'aluminium de pureté 99,99 % soumis à une déformation plastique. Dans un premier temps nous présentons une description phénoménologique de l'émission continue. Celle-ci permet de rendre compte des caractéristiques spectrales du signal délivré par le capteur, en liaison avec les caractéristiques spectrales des sources élémentaires. Nous faisons l'hypothèse que ces sources élémentaires sont liées à des déplacements brefs de dislocations. Les caractéristiques spectrales des perturbations produites par ces déplacements sont décrites par un modèle de source ultrasonore en mouvement.

Nous nous proposons enfin d'analyser nos résultats expérimentaux à l'aide du modèle présenté et ceci principalement en fonction de la taille des grains et du taux d'écrouissage dans le cas de l'aluminium 99,99 % déformé en traction.

II - APPROCHE THEORIQUE

II.1. L'émission continue

On considère un échantillon soumis à un essai de traction.

Lorsqu'une dislocation, sous l'action de la contrainte appliquée, se déplace d'un point A en un point B du cristal, il y a relâchement de l'énergie élastique emmagasinée dans l'échantillon ; cela se traduit, à l'échelle macroscopique, par une diminution de la contrainte si la machine de traction est dure.

Avant l'établissement du nouvel état d'équilibre, il y a propagation dans tout l'échantillon d'une information sous forme d'onde de contrainte provenant du voisinage de la dislocation. La dislocation en mouvement peut jouer le rôle de source d'émission acoustique élémentaire.

Dans le cas d'un métal c.f.c., la déformation plastique macroscopique est homogène. Cependant à l'échelle microscopique, la déformation plastique résulte d'une succession de glissements élémentaires dont on peut supposer une répartition aléatoire dans l'espace et dans le temps. Nous pouvons donc considérer que les sources élémentaires d'émission acoustique sont réparties uniformément dans l'échantillon et qu'elles sont activées sans corrélations ni spatiale, ni temporelle entre elles. Le signal électrique délivré par le capteur aura l'allure d'un bruit.

Considérons une source i , le signal ultrasonore élémentaire émis par cette source est $\sigma_i(t)$. La transformée de Fourier du signal correspondant aux bornes du capteur piézoélectrique est donnée par : (fig. 1).

$$s_i(v) = C(v) \sigma_i(v) m_i(v) e^{-j2\pi v t_1} \quad (1)$$

$C(v)$: fonction de transfert du capteur

$m_i(v)$: fonction de transfert tenant compte de la localisation de la source i et des caractéristiques géométriques de l'échantillon.

Le dernier terme est un retard pur indiquant que la source i a émis l'onde à l'instant t_1 .

Comme l'émission continue est enregistrée pendant une durée finie (dans notre cas : 25,6 μ s), le signal aux bornes du capteur est la résultante de N sources activées et il peut s'écrire :

$$s(v) = \sigma(v) C(v) \sum_{i=1}^N m_i(v) e^{-j2\pi v t_1} \quad (2)$$

$\sigma(v)$ représente une moyenne de toutes les sources élémentaires activées pendant l'intervalle de temps considéré.

Compte tenu de l'aspect aléatoire des instants t_i et si la sommation s'effectue sur un nombre suffisamment grand, la densité spectrale énergétique du signal s'écrira :

$$S(v) = |a(v)|^2 = N |C(v)|^2 |\sigma(v)|^2 |M(v)|^2 \quad (3)$$

$M(v)$ représente une fonction de transfert moyenne de l'échantillon, variant peu pendant un essai de traction.

Dans la relation ci-dessus, nous pouvons considérer en première approximation que seul le terme $N \cdot |\sigma(v)|^2$ est susceptible de dépendre des paramètres métallurgiques de l'échantillon que nous avons étudié : à savoir : la taille des grains $\bar{\phi}$ est le taux d'écrouissage ϵ .

II.2. Modèle de source élémentaire

Le but de ce modèle est de rendre compte du spectre $\sigma(v)$ du signal élémentaire créé par une source, avant l'intervention des conditions aux limites qui entraînent réflexions et conversions de modes.

Nous faisons l'hypothèse que la source d'émission acoustique est liée au déplacement d'une dislocation. Pour simplifier les calculs nous supposons que la dislocation est rectiligne, de longueur L et qu'elle se déplace à la vitesse v_0 entre deux obstacles distants de D . L'aire balayée par ce glissement est $L \cdot D$.

Comme nous nous intéressons uniquement à l'aspect fréquentiel du problème, nous ne faisons pas d'hypothèse quant au mécanisme de création de l'onde ultrasonore et nous considérons simplement une source ultrasonore dont le mouvement est directement lié à celui de la dislocation.

La figure 2 présente les différents éléments du modèle :

la source ultrasonore (définie comme l'ensemble des points dont le mouvement est en phase à l'instant considéré) est une surface dS de largeur dx et de longueur L . A l'instant $t = x/v_0$ cette surface se déplace dans la direction Ox selon une loi de type échelon de déplacement et d'amplitude u_0 . La vitesse de déplacement de la surface dS dans la direction Ox s'écrit :

$$\dot{u} = \frac{\partial u}{\partial t} = u_0 \delta(t - \frac{x}{v_0}) \quad (4)$$

δ : fonction de Dirac

La source dS se déplace également dans le plan xy à une vitesse v_0 que nous supposons dans un premier temps constante. Le phénomène commence au temps $t = 0$ et se termine au temps $t = \frac{D}{v_0} = \tau$.

Si on suppose que le milieu est isotrope, au point P et à l'instant t , la contribution ds à la composante longitudinale de l'onde due à la source dS est exprimée par :

$$ds(t, r) = \frac{\rho_0}{2\pi r} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_t \frac{r}{c} dS \quad (5)$$

et en utilisant la transformée de Laplace avec $r \gg D, L$:

$$ds(s, r) = \frac{\rho_0}{2\pi r} s u_0 e^{-\frac{sr}{c}} e^{-\frac{s x}{v_0}} dS \quad (6)$$

c : vitesse de propagation des ondes longitudinales.

En intégrant sur toute la surface balayée et en négligeant les termes du second ordre, on obtient finalement l'expression en fréquence :

$$|\sigma(v, r)| = \left| \frac{\rho_0 u_0 L v_0}{\pi r} \right| \sin \frac{\pi v D}{v_0} \quad (7)$$

La relation ci-dessus est le spectre de fréquence d'une source dont le déplacement dans la direction O_z est un échelon pur ; ce spectre s'étend jusqu'aux fréquences infinies. Dans la réalité il est improbable que l'onde créée ait la forme d'un échelon et dans ces conditions le résultat (7) doit être multiplié par un terme de filtrage $\alpha_1(v)$ qui dépend de la nature de la dislocation et des interactions de la dislocation avec le réseau cristallin.

Un second terme de filtrage $\alpha_2(v)$ doit être introduit en considérant que le déplacement de la dislocation ne se fait pas instantanément à la vitesse v_0 , mais qu'il présente une durée d'accélération et de freinage.

Les termes α_1 et α_2 nous conduisent à ne retenir que le premier maximum de la relation (7) ; le maximum apparaît à la fréquence :

$$v = \frac{v_0}{2D} = \frac{1}{2\tau} \quad (8)$$

Le maximum du spectre apparaît à des fréquences d'autant plus élevées que la durée τ du mouvement de la source est brève.

Il faut remarquer que le terme $1/r$ apparaissant dans la relation (7) est un terme de localisation et qu'il doit être inclus dans la fonction de transfert m_1 .

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

III.1. Appareillage et conditions expérimentales

L'émission acoustique est provoquée en soumettant des échantillons de type haltère (partie utile : $\emptyset 6 \times 60$ mm) à une déformation plastique en traction. La vitesse nominale de déformation est comprise entre $\dot{\epsilon} = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $1,4 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Les échantillons sont en aluminium de pureté 99,99 % dont le diamètre moyen des grains varia de 0,2 à 4 mm.

La chaîne d'acquisition de l'émission acoustique, conçue autour d'un ordinateur permet de digitaliser et de mémoriser les signaux électriques délivrés par un capteur piézoélectrique. Les signaux amplifiés et filtrés entre 0,6 et 3,3 MHz, sont échantillonnés à 10 MHz par un échantillonneur de signaux transitoires qui acquiert 256 points, soit 25,6 μs du signal. Comme l'émission acoustique de l'aluminium a l'allure d'un bruit l'échantillonneur est commandé par l'ordinateur et enregistre ainsi, pendant un essai de traction, des tranches de signal de 25,6 μs à intervalles de temps réguliers.

Un traitement numérique ultérieur nous permet d'accéder à la densité spectrale énergétique moyenne d'un ou plusieurs enregistrements de 25,6 μs . A partir de ce résultat on pourra déterminer l'énergie reçue par le capteur dans une bande étroite de fréquence centrée autour de ν , que nous appellerons $S(\nu, \epsilon)$.

Le détail de l'appareillage et la détermination des diverses fonctions de transfert du montage ont été décrits par ailleurs (5, 6).

III.2. Influence de la vitesse de traction

Dans la gamme de vitesses de tractions que nous avons utilisées nous avons observé une loi de proportionnalité entre l'énergie émise et la vitesse de déformation (à taille de grains et déformation données). Ceci s'explique aisément à partir de la description phénoménologique de l'émission continue. En effet, à partir de l'équation (3) l'énergie émise est proportionnelle au nombre d'événements élémentaires pris en compte pendant 25,6 μs . Si on considère des dislocations balayant en moyenne chacune une aire A , ce nombre s'écrit :

$$N = \frac{\dot{\epsilon}(25,6 \mu\text{s})}{A \cdot b} V \quad (9)$$

avec V : volume de l'échantillon

$\dot{\epsilon}$: vitesse de déformation

b : module du vecteur de Burgers

Les équations 3 et 9 traduisent bien une loi linéaire entre l'énergie émise et ϵ . Dans le cas de l'émission continue, la vitesse de déformation joue simplement sur le nombre d'événements sources qui se produisent pendant le temps de mesure.

Un résultat similaire a été également observé par d'autres auteurs {3,7,8} qui ont utilisé un voltmètre à valeur efficace (voltmètre RMS) dont l'indication est en première approximation proportionnelle à la racine carrée de l'énergie.

Il est mis en évidence la relation : (valeur RMS) $\sim \epsilon^{0,5}$.
III.3. Énergie émise en fonction de v et ϵ .

La valeur de $S(v, f)$ en fonction de la déformation possède l'allure type présentée par les figures 3 et 4 (le bruit de fond de l'appareillage étant soustrait). Cette énergie croît aux faibles déformations, passe par un maximum pour décroître ensuite régulièrement.

Pour une taille de grains, donnée on constate (fig. 3) que le maximum de $S(v, \epsilon)$ en fonction de la déformation apparaît à une déformation ϵ_m d'autant plus élevée que la fréquence de mesure v_0 est grande. Ceci traduit un enrichissement du spectre en hautes fréquences à mesure que la déformation plastique augmente.

En outre, la taille des grains a une influence importante sur les résultats. En effet ϵ_m est d'autant plus près de la limite macroélastique que le grain est fin. Pour des grains de diamètre 0,2 mm, le maximum est à $\epsilon_p \approx 0,5 \%$ (fig. 4) alors que pour des grains de 3,6 mm il est rejeté à une déformation de l'ordre de 4 % (fig. 3).

Ces constatations expérimentales nous amènent à formuler les remarques suivantes :

L'influence de la fréquence de mesure sur la position du maximum nous porte à croire que l'existence même de ce maximum est due aux caractéristiques spectrales propres de l'émission continue.

Dans cet ordre d'idées il nous paraît difficile d'envisager, pour interpréter les résultats, une simple corrélation entre les courbes $S(v) = f(\epsilon)$ et une densité de dislocations mobiles passant par un maximum selon le schéma de Gilman {9} ; ceci du moins dans le cas de l'aluminium presque pur.

La caractéristique spectrale principale du modèle de source d'émission acoustique est que son spectre passe par un maximum. En fonction de la déformation l'énergie émise $S(\nu)$ passe donc également par un maximum en un point de la courbe de traction tel que les valeurs des paramètres D et v_0 vérifient l'équation (8).

L'analyse de la position du maximum peut conduire à la loi de variation de la durée du phénomène élémentaire $\tau = D/v_0$ en fonction du taux de déformation plastique. On observe (fig. 5a) une loi linéaire entre la position du maximum ϵ_m des courbes $S(\nu) = f(\epsilon)$ et la fréquence ν . De plus, en considérant les différentes tailles de grains on constate que la pente des droites de la figure 5a est approximativement proportionnelle au diamètre moyen du grain $\bar{\phi}$:

$$\epsilon_m \sim \bar{\phi} \nu \quad (10)$$

En utilisant l'équation 8 on trouve finalement que la durée d'un évènement élémentaire varie en raison inverse de la déformation :

$$\frac{D}{v_0} = \tau \sim \bar{\phi} \cdot \epsilon^{-1} \quad (11)$$

La vitesse v_0 représente la vitesse de déplacement des dislocations entre obstacles majeurs. Dans le cas de l'aluminium presque pur il est raisonnable de considérer que cette vitesse varie peu pendant un essai de traction et que l'influence de la taille des grains sur sa valeur est faible. Dans ces conditions l'équation (11) rend compte des variations du libre parcours moyen des dislocations aux premiers stades de la déformation plastique.

Ce résultat est en bon accord avec les théories de la plasticité des métaux c.f.c.

La diminution de l'énergie émise au-delà du maximum peut être analysée à l'aide d'une loi du type puissance. On constate (médaillon fig.4) que l'exposant semble diminuer à mesure que la fréquence augmente. La relation empirique, dans le domaine de fréquences utilisées est du type :

$$S(\nu, \epsilon) \sim \epsilon^{-\frac{1}{2}}(\nu) \quad (12)$$

Nous avons là également une illustration de l'enrichissement en hautes fréquences des spectres de l'émission continue lorsque la déformation plastique s'accroît.

IV - CONCLUSION

Le modèle de source élémentaire proposé est basé sur des hypothèses extrêmement simples ; il conduit néanmoins à des résultats d'interprétation de l'émission continue très cohérents.

En particulier il rend compte du phénomène général observé : l'enrichissement en hautes fréquences des spectres de l'émission continue au cours de l'essai de traction.

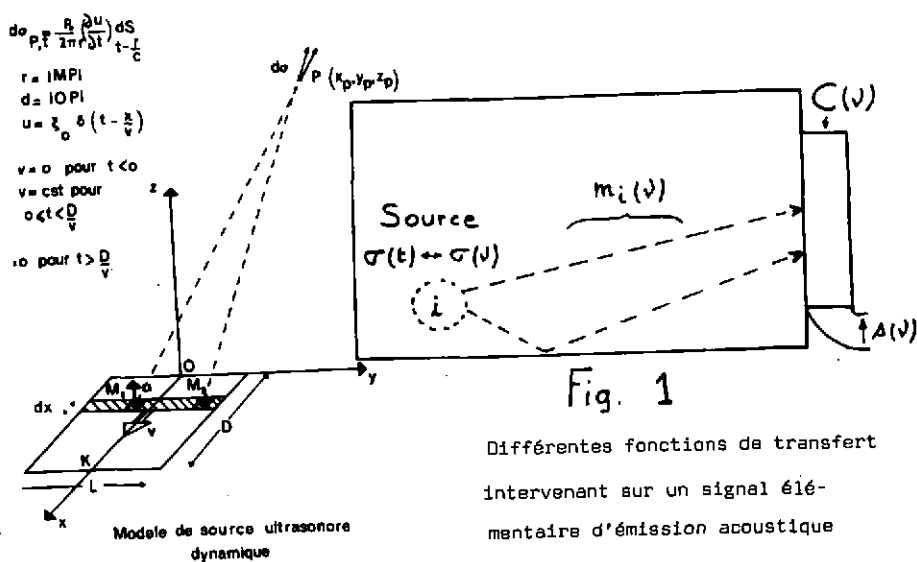
L'émission acoustique associée à la déformation plastique est liée, non seulement à la présence de dislocations mobiles, mais à leur dynamique. A cet égard les analyses fines des mécanismes d'émission d'énergie ultrasonore devraient relever de concepts proches de ceux utilisés pour l'interprétation du frottement intérieur dans le domaine de la micro-plasticité.

Enfin, d'un point de vue expérimental, il apparaît que la gamme de fréquences élevées que nous avons utilisées est bien adaptée à l'analyse spectrale de l'émission continue de polycristaux à grains de grande taille et de monocristaux.

BIBLIOGRAPHIE

1. AGARWAL A.B.L., FREDERICK J.R. and FELBECK D.K.
Metal. Trans. 1, 1069, 1970
2. P. FENICI, N. KIESEWETTER, P. SCHILLER
3rd Annual Meeting of the Eur. Working Group Acoustic Emission
ISPRA 25-26 sept. 1974
3. JAX P.
Deutsche Gesellschaft für Metallkunde Frankfurt/Main
Symposium der D.G.M. April 1974, München
4. HATANO H., NIWA N., KISHI T., HORIVCHI R.,
MIHAKAI KENSA 21, 192, 219
5. ROUBY D., FLEISCHMANN P., BABOUX J.C., LAKESTANI F.,
8ème conférence Mondiale sur les essais non destructifs
6-11 sept. 1976 - Cannes (3K6)

6. FLEISCHMANN P., ROUBY D., LAKESTANI F., BABOUX J.C.
Non destructive Testing, 8, 241, 1975
7. HAMSTAD M.A. and MUKHERJEE A.K.
4 th. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys
NANCY 30.08 - 3.09 1976 - P. 574
8. HATANO H., TANAKA H., HORIUCHI R., NIWA N.
J. Jap. Inst. Met. 39, 7, 675, 1975
9. GILMAN J.J., Microplasticity
Ed. C.J. Mc Mahon - p. 17, Interscience N.York 1968



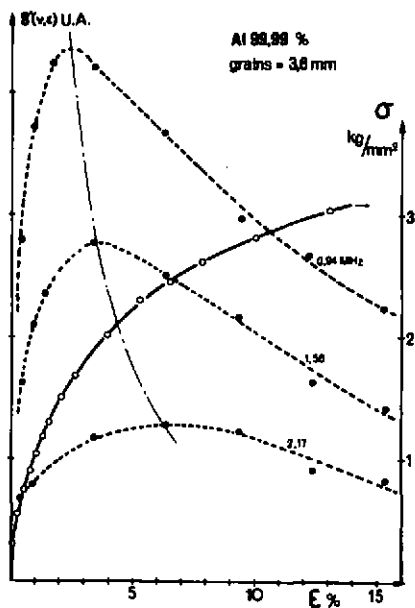


Fig. 3

Aluminium à gros grains
- courbe contrainte - déformation
- énergie émise en fonction de la déformation à différentes fréquences

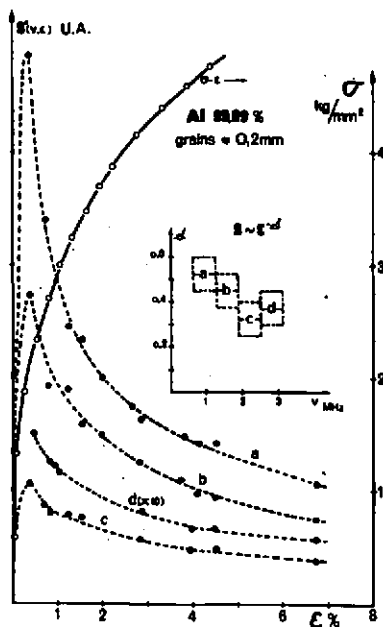


Fig. 4

Aluminium à grains fins
Même légende que figure 3.
En médaillon : exposant de la loi $S(v, \epsilon) \sim \epsilon^{-d}(v)$

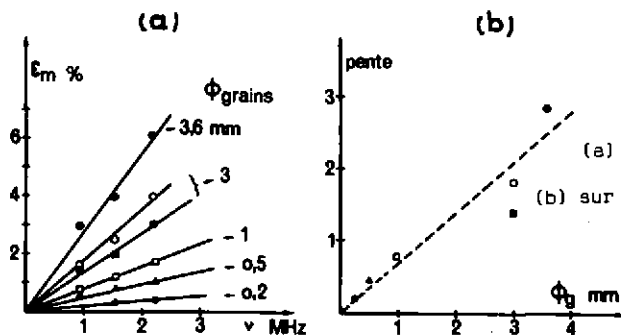


Fig. 5

Influence de la fréquence
(a) et de la taille des grains
(b) sur la position ϵ_m du maximum.