Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 13 (1960)
Heft: 9: Colloque Ampère

Artikel: Interaction quadrupolaire dans le cuivre écroui
Autor: Averbuch, Pierre
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738609

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Interaction quadrupolaire dans le cuivre écroui

par Pierre AVERBUCH
Institut Fourier, Grenoble

La première mise en évidence de l'interaction quadrupolaire dans un métal cubique écroui est due à Bloembergen et Rowland [1]. Ces derniers avaient observé, en écrouissant du cuivre, une baisse de l'intensité de la raie de R.M.N. d'environ 60%. Cela correspond à un effet complet du premier ordre de perturbation, seule la transition $-\frac{1}{2} <-> +\frac{1}{2}$ n'étant pas déplacée.

Mais pour évaluer la constante d'antiécran, ils avaient procédé ainsi: fabriquant des alliages de cuivre à faible teneur en zinc, ils avaient remarqué qu'un atome de Zn écarte complètement la résonance de ses dix-huit premiers et seconds voisins; ils supposent alors avec Mott [2] que l'effet de charge est très localisé — correspondant à une constante d'écran de l'ordre de 0,55 Å, alors que la distance interatomique est de 2,4 Å — et que le seul effet est l'effet de taille. Bloembergen [3] en déduit pour la constante d'antiécran, rapport entre le gradient de champ vu par le noyau, et celui, fictif, créé par les ions considérés comme ponctuels, une valeur de l'ordre de 60.

Mais Friedel [4] a montré, au contraire, qu'il existe un effet de charge à longue distance qui joue un rôle important par exemple dans le déplacement de Knight des alliages [5]. D'autre part, Warren et Averbach [6, 7] ont mis au point une méthode de mesure des distorsions dans les métaux écrouis. Aussi, avons-nous tenté de mesurer directement l'effet quadrupolaire.

En effet, pour de faibles distorsions, telles que l'interaction quadrupolaire moyenne est de même ordre de grandeur [8] que l'élargissement dipolaire, on a une raie de R.M.N. nucléaire homogène et

$$\overline{\Delta \nu^2} = \overline{\Delta \nu^2_{dip}} + \overline{\Delta \nu^2_{quad}} \tag{1}$$

$$\overline{\nu^2_{quad}} = \frac{9\, e^2\, Q^2\, \overline{\left(\frac{\delta^2 V}{\delta z^2}\right)^2}}{20\, I^2\, (2\, I - 1)^2\, h^2} \left[I\,(I + 1) - \frac{3}{4} \right] \tag{2}$$

d'autre part, on n'a pas de perte d'intensité.

Or, en supposant que le gradient de champ est donné en fonction du tenseur A_{ij} de déformation élastique par la formule

$$V_{ij} = \alpha \left[3\, A_{ij} - \delta_{ij} \left(\sum_l A_{ll} \right) \right] \tag{3}$$

où α est une grandeur à déduire de l'expérience, on obtient

$$\overline{\Delta \nu^2_{quad}} = \frac{9\, e^2\, Q^2\, \alpha^2 \left[I\,(I+1) - \frac{3}{4} \right]}{20\, I^2\, (2\, I - 1)^2\, h^2} \left[\frac{12}{5}\, \overline{A^2_{ii}} + \frac{36}{5}\, \overline{A^2_{ij}} \right]$$

Or Warren et Averbach [6] ont montré que, une fois effectuée la correction de longueur de cohérence [7], la distribution de la distorsion $\frac{\Delta L}{L}$ en fonction de L, dans un plan perpendiculaire à un plan de Bragg, est reliée simplement aux coefficients de Fourier de la raie de rayons X.

Des mesures [9] effectuées en collaboration avec Müller-Warmuth et De Bergevin ont donné

$$\alpha \approx 15 \text{ u.é.s.}$$

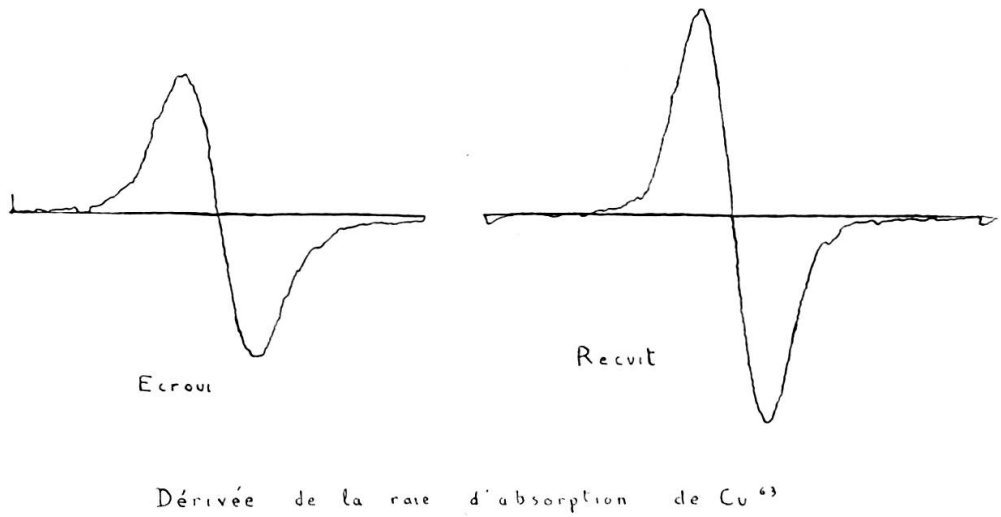

Fig. 1.

On ne peut en déduire rigoureusement une mesure d'un coefficient d'antiécran. En effet, la loi (3) utilisée en généralisant un résultat de Bloembergen et Taylor [10] sur les cristaux ioniques, a une forme isotrope et non de Cauchy, comme le veut l'hypothèse du coefficient d'antiécran. Mais une loi de Cauchy n'aurait pas changé l'ordre de grandeur des résultats

et une valeur moyenne du coefficient d'antiécran obtenu dans nos expériences est voisine de l'unité.

La figure 1 montre les dérivées de raies d'absorption. L'aire intégrée de la courbe d'absorption du métal écroui est de quelques pour-cent inférieure à l'aire intégrée du témoin recuit. Par contre, le second moment augmentant, la raie s'élargit, la pente aux points d'inflexion diminue et avec elle la hauteur pointe-à-pointe de la courbe dérivée. L'ensemble de ces résultats est résumé dans la figure 2, figure théorique, où sont représentés

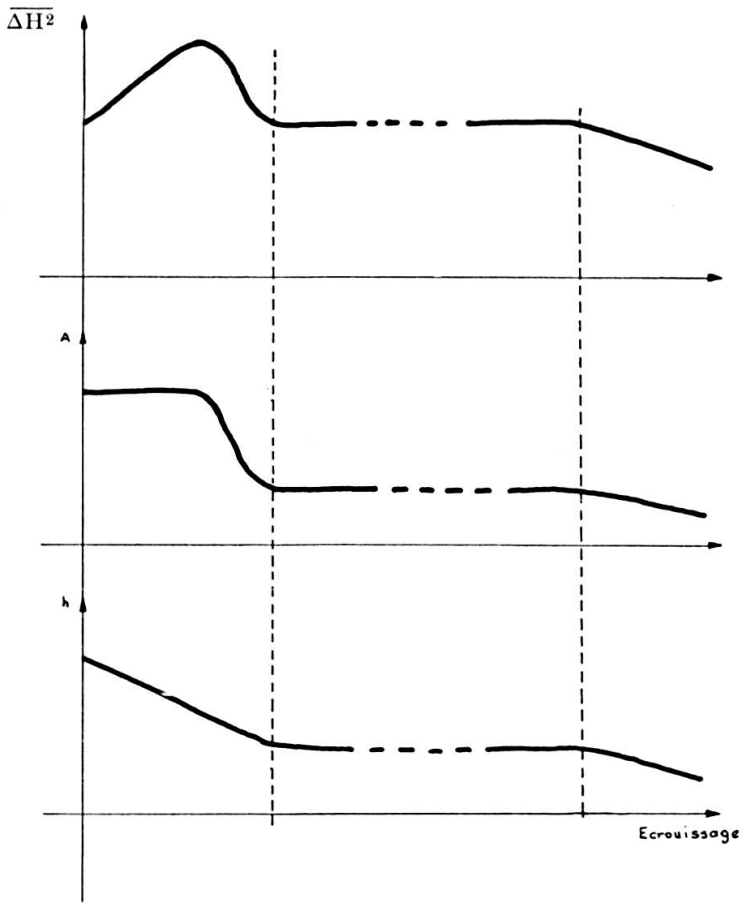

Fig. 2.

le second moment et l'aire de la courbe d'absorption, avec la hauteur pointe-à-pointe de la courbe dérivée obtenue expérimentalement.

On peut voir sur ces courbes que trois zones sont à distinguer:

1° *Faibles distorsions:* $\overline{\Delta H^2}$ est proportionnel à $\overline{A_{ij}^2}$, l'aire se conserve presque entièrement, la hauteur pointe-à-pointe décroît. Nos mesures se situent dans cette zone;

2° *Distorsions moyennes:* seule la raie $-\frac{1}{2} <-> +\frac{1}{2}$ est observée. Le second moment est pratiquement le même [11], l'aire n'est plus que de 40%; de même la hauteur pointe-à-pointe n'est plus que de 40%, car la forme originale étant retrouvée, elle représente ici une mesure de l'intensité. Bloembergen et Rowland s'étaient placés dans ces conditions;

3° *Fortes distorsions:* zone où l'effet de second ordre commence à apparaître. Nous ne croyons pas que jusqu'ici on ait effectué des distorsions assez grandes.

On voit clairement sur ces courbes pourquoi il faut se placer dans la première zone aux faibles distorsions; ce qui fatalement diminue la précision des mesures aux rayons X.

RÉFÉRENCES

1. Bloembergen, N. et T. J. Rowland ((1953), *Acta Metall.*, *1*, 731.
2. Mott, N. F (1936), *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, *32*, 281.
3. Bloembergen, N. (1954), Reports of Bristol Conference.
4. Friedel, J. (1954), *Adv. in Physics*, *3*, 446.
5. Blandin, A. et E. Daniel (1959), *J. Phys. Chem. Solids*, *10*, 126.
6. Warren, B. E. et B. L. Averbach (1950), *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, *152*.
7. Warren, B. E. et B. L. Averbach (1952), *J. Appl. Phys.*, *23*, 497.
8. Bersohn (1956), *J. Chem. Phys.*, *20*, 1505.
9. Averbuch, P., F. de Bergevin, W. Muller Warmuth (1959), *C. R. Acad. Sc.*, *249*, 2315.
10. Taylor, E. F. et N. Bloembergen (1959), *Phys. Rev.*, *113*, 431.
11. Kambe, K. et J. K. Ollom (1956), *J. Phys. Soc. Japan*, *11*, 50.