

des ondes de choc est indépendante du diamètre des cylindres pourvu qu'ils ne soient pas trop petits. Or, s'il y avait déplacement radial de la matière, le diamètre devrait influencer sur la vitesse de propagation de l'onde de choc.

La conservation de la section étant admise, on

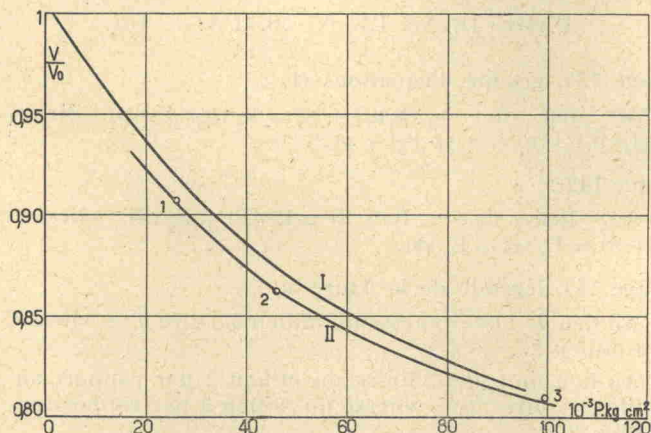


FIG. 14. — Courbe de compressibilité du pyrex par ondes de choc (II) et isotherme de compressibilité statique (I) à température ambiante.

peut envisager deux comportements possibles pour un milieu isotrope parcouru par une onde de choc :

— Ou bien le milieu reste isotrope après passage de l'onde de choc. Ce n'est possible que par des réarrangements atomiques qui, localement, réorganisent la structure du milieu de manière à conserver l'isotropie. C'est ce phénomène qui, avec une bonne approximation, semble jouer dans les liquides, conduisant ainsi à une pression isotrope immédiatement derrière le front d'onde.

— Ou bien le milieu initialement isotrope devient anisotrope. Les phénomènes de réorganisation atomique se font avec un certain retard ⁽¹⁾ et l'état du milieu immédiatement derrière le front d'onde n'est plus isotrope. Dans le milieu déformé derrière le front d'onde, il existe alors un état de tensions qui ne peut être convenablement représenté qu'au moyen d'un tenseur des pressions.

Dans ce dernier cas la comparaison directe des courbes de compressibilité statique et dynamique n'a plus la signification simple qu'elle a lorsque le premier cas est réalisé, puisque l'on a affaire à une pression anisotrope.

En ce qui concerne les ondes de choc dans les solides, diverses hypothèses ont été faites. Richter

(1) Pour les ondes de choc dans les gaz et dans certains liquides complexes, on a des phénomènes de retard analogues portant sur les états énergétiques internes des atomes ou des molécules.

[21] suppose que les déformations plastiques qui, aux pressions élevées atteintes dans une onde de choc, doivent finir par apparaître, se font avec un certain retard. Il considère par conséquent la transformation du solide dans le front d'onde comme un phénomène purement élastique et il applique, pour le calculer, la théorie des déformations élastiques finies [22, 23, 24, 25]. Mais ensuite il utilise, pour fixer l'ordre de grandeur des constantes élastiques de ses formules, les résultats expérimentaux sur l'acier et le plomb de Pack, Evan et James [26], alors que ces auteurs semblent précisément exclure toute possibilité de retard à l'écoulement plastique. Voici en effet leur raisonnement :

Ils introduisent les trois composantes p_{xx} , p_{yy} et p_{zz} du tenseur des pressions, après quoi ils se servent de la condition de Von Mises pour l'amorçage du flux plastique :

$$(p_{xx} - p_{yy})^2 + (p_{yy} - p_{zz})^2 + (p_{zz} - p_{xx})^2 = 2Y^2 \quad (8)$$

condition qui leur permet d'obtenir une relation entre la composante p_{xx} et les composantes radiales p_{yy} et p_{zz} . Ces dernières, pour des raisons de symétrie, sont égales ($p_{yy} = p_{zz}$). L'expression (8) se réduit donc simplement à :

$$p_{xx} - p_{yy} = Y. \quad (9)$$

Y est la tension de limite élastique en traction simple.

D'autre part, la variation de volume due à l'application des pressions p_{xx} , p_{yy} et p_{zz} est égale à celle que produirait une pression hydrostatique

$$p = \frac{1}{3}(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz}) \quad (10)$$

expression qui, grâce à (9), peut s'écrire :

$$p = p_{xx} - \frac{2}{3}Y. \quad (11)$$

Avec ces hypothèses, on voit que, pour une densité donnée, la différence entre la pression hydrostatique et la composante p_{xx} du tenseur de pression dans l'onde de choc se réduit simplement à $\frac{2}{3}Y$,

grandeur qui, aux pressions élevées, devient négligeable. On doit donc s'attendre à trouver des différences peu importantes entre les courbes de compressibilité statique et les courbes de compressibilité par onde de choc (d'autant plus que l'échauffement d'un solide par onde de choc est relativement faible).

C'est ce que semblent vérifier, avec une assez bonne approximation, vu le caractère approximatif de ces hypothèses théoriques, les courbes expérimentales que nous avons obtenues.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KIEFFER, DAPOIGNY et VODAR. — *J. Rech. C.N.R.S.*, 1955, **6**, 137.
- [2] FAYOLLE et NASLIN. — Photographie instantanée et cinématographie ultrarapide. Editions de la Revue d'Optique, 1950.
- [3] WEYL. — Navord Report 211-45 Buord U.S. Navy Department.
- [4] SHREFFLER et DEAL. — *J. Appl. Phys.*, 1953, **24**, 44.
- [5] ALLEN et McCRARY. — *Rev. Sci. Instr.*, 1953, **24**, 165.
- [6] ALLEN. — *J. Appl. Phys.*, 1953, **24**, 1180.
- [7] SCHALL. — D.E.F.A.-L.R.B.A., rapport 31/46.
- [8] SCHALL. — *Z. ang. Phys.*, 1950, **2**, 252.
- [9] SCHAAFS. — *Z. f. Phys.*, 1954, **137**, 102.
- [10] FÜNFER. — D.E.F.A.-L.R.B.A., rapport 13/47.
- [11] FÜNFER. — *Z. ang. Phys.*, 1950, **2**, 25.
- [12] SLACK et EHRKE. — *J. App. Phys.*, 1941, **12**.
- [13] STEENBECK. — *Wiss. Veröff. a. d. Siemens*, 1938, **W. XVII**.
- [14] DAPOIGNY, KIEFFER et VODAR. — *C. R. Ac. Sc.*, 1954, **238**, 215.
- [15] BETHE. — Office of Scientific Research and Development (OSRD), report n° 545, 1942.
- [16] BRIDGMAN. — *Proc. Amer. Acad.*, 1942, **74**, 399.
- [17] DÖRING. — D.E.F.A.-L.R.B.A., rapport 35/46.
- [18] BRIDGMAN. — *Proc. Amer. Acad.*, 1935, **70**, 1.
- [19] MICHELS, WOUTERS et DE BOER. — *Physica*, 1936, **3**, 585.
- [20] BRIDGMAN. — *Proc. Amer. Acad.*, 1948, **76**, 55.
- [21] RICHTER. — Compte rendu du Colloque de Saint-Louis, 1951. D.E.F.A., 14/51.
- [22] BRILLOUIN. — *Les tenseurs en mécanique et en électricité*. Masson, éd., Paris.
- [23] MURNAGHAM. — Finite Deformation of an Elastic Solid. Wiley and Sons, New York; Chapman and Hall, Ltd, London, 1951.
- [24] RICHTER. — *Z. ang. Math. Mech.*, 1948, **28**, 205.
- [25] RICHTER. — *Z. ang. Math. Mech.*, 1949, **29**, 65.
- [26] PACK, EVANS et JAMES. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **337**, 1.

ERRATA DU PREMIER ARTICLE
PARU DANS LE N° 30, PAGE 137

Page 139, groupe d'équations (1) :

Au lieu de : $v_1(p_1v_1) + p_1 = V_2(p_2v_2) + p_2$, lire : $v_1(p_1v_1) + p_1 = v_2(p_2v_2) + p_2$.

Page 142 :

Au lieu de : $E(T_1S) = E_1(T) + E_2(S)$, lire : $E(\tau S) = E_1(\tau) + E_2(S)$.

Page 144, légende de la figure 5.

Au lieu de : $u^2 =$ vitesse du milieu 2..., lire $u_2 =$ vitesse du milieu 2...

Au lieu de : $u_2 =$ vitesse du milieu 2 par rapport au milieu —, lire : $u_3 =$ vitesse du milieu 3 par rapport au milieu 2.

Page 144, équation (7) :

Pour la clarté du raisonnement, il est à préciser que cette équation n'est valable que pour des valeurs de $p_1, p_2, p_3, \tau_1, \tau_2$ et τ_3 la rendant supérieure à 1.

Page 139, 13^e ligne :

Au lieu de : E_1 et E_2 étant les énergies par unité de volume, lire : E_1 et E_2 étant les énergies par unité de masse; ceci modifie les formules de la page 143, notamment la dernière qui doit s'écrire :

$$U_2 - U_1 = p_1 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \omega.$$

Le seul facteur déterminant l'amortissement d'une onde de choc pour P_1 et ω donnés est donc la compressibilité. La remarque que nous avons faite sur le comportement différent d'une onde de choc dans un gaz et dans un milieu condensé reste néanmoins vraie.