

Modèles de propagation dans les milieux poreux : influence de la température

Olivier Dazel

LAUM- UMR CNRS 6613

Avenue Olivier Messiaen

72000 Le Mans

E-mail : olivier.dazel@univ-lemans.fr

Les matériaux poreux font partie de notre vie quotidienne. On peut les rencontrer dans de nombreux domaines (géophysique, os dans le cadre d'applications médicales...) mais en particulier dans le domaine du bâtiment où ils sont utilisés à des fins d'isolation thermique ou pour améliorer les performances acoustiques en isolation ou correction. Il s'agit de milieux microscopiquement hétérogènes. Ils sont constitués d'une partie solide qui possède un réseau de pores interconnectés saturés d'un fluide, généralement de l'air. Pour ces matériaux, le volume occupé par l'air représente plus de 95% du volume total, ce qui signifie que la masse volumique apparente du matériau est au moins 20 fois plus petite que celle du matériau qui constitue la phase solide. Il est facile de s'en rendre compte en considérant la laine de verre dont le squelette est constitué de minuscules filaments de verre. Il est bien sûr extrêmement plus facile de soulever un panneau de laine de verre (masse volumique d'environ 13 kg/m^3) qu'un bloc de verre du même volume (masse volumique d'environ 2500 kg/m^3). Outre leur légèreté, la principale caractéristique des milieux poreux est leur grande faculté à dissiper l'énergie mécanique et/ou acoustique. Ainsi une onde acoustique arrivant sur un matériau poreux ne sera réfléchi ou transmise que partiellement, une partie de l'énergie étant transformée en chaleur. Celle-ci ne contribuant pas au niveau acoustique (elle ne fait pas de bruit), nous voyons ainsi l'intérêt des matériaux poreux. Il en découle une demande à la communauté scientifique d'être en mesure de fournir à la fois des modèles physiques adaptés à ces matériaux mais aussi des méthodes analytiques ou numériques afin d'être capable de modéliser leur comportement au sein d'assemblages ou en situation réalistes. Ceci a fait l'objet de recherches intenses depuis les années 70.

Les modèles de propagation dans les milieux poreux sont nombreux et beaucoup d'entre eux, confrontés de nombreuses fois aux validations expérimentales, peuvent être considérés comme matures. Le principe général de ces modèles est de représenter le matériau microscopiquement hétérogène à l'aide d'une approche de mécanique des milieux continus, comme cela est représenté en figure 1. Le matériau poreux va être homogénéisé en deux milieux continus, l'un correspondant à la moyenne du squelette et l'autre à celle du fluide, on parle alors de phase solide et de phase fluide. Le milieu est alors caractérisé par des paramètres équivalents (densités, paramètres élastiques).

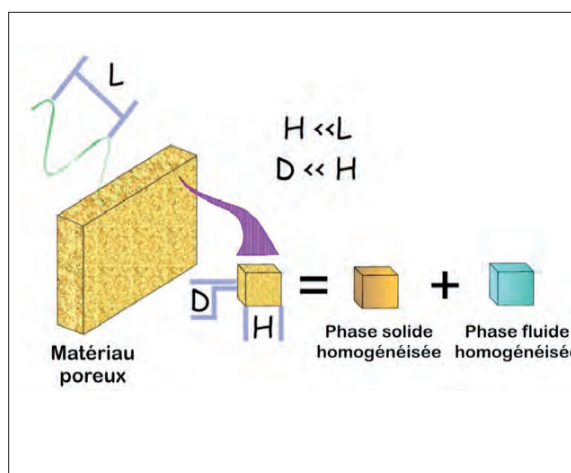


Fig. 1 : Homogénéisation des milieux poreux

Il existe un grand nombre de modèles et ceux-ci peuvent être répertoriés en plusieurs classes dont la distinction s'effectue en considérant la modélisation ou non des deux phases. La première classe correspond aux **modèles in vacuo** (ou dans le vide). Dans ces modèles, on remplace l'air du matériau par du vide, le matériau poreux est alors un solide équivalent. Ils ne sont valables que dans de très rares situations et ne sont donc que très rarement utilisés. La seconde catégorie correspond aux **modèles de fluide équivalent**, il s'agit de modèles pour lesquels le squelette est immobile (c'est-à-dire sans déplacement ni déformation). Ce sont ceux qui sont les plus utilisés en pratique, en particulier en raison de leur simplicité. On peut, en effet, montrer que se propage dans ce type de milieu un seul type d'onde et que celle-ci est de compression. L'analogie avec l'acoustique en fluide parfait est alors directe : la différence entre la propagation dans l'air et dans un milieu fluide équivalent est que les densités et les compressibilités sont des paramètres complexes et dépendant de la fréquence, comme nous le verrons plus loin. Le **modèle de Biot** est associé à une théorie homogénéisée qui prend en compte les mouvements des deux phases, c'est le plus général mais aussi le plus complexe. Une dernière classe correspond aux **modèles limp** (mou en anglais). Il s'agit d'un cas particulier du modèle de Biot pour les matériaux soit très mous (coton, laine peu compactée...) soit très rigides (mousses métalliques, céramiques) et pour lesquels on peut négliger l'énergie de déformation. On prend alors en compte l'effet inertiel de la phase solide tout en utilisant un modèle de complexité égale à celui du modèle fluide équivalent : une seule onde de compression. Le choix entre ces différentes classes de modèles est basé sur le nombre de paramètres nécessaires (1 pour le modèle de Delany-Bazley et jusqu'à 10 pour le modèle de Biot, voir 30 en cas d'anisotropie !) mais aussi sur le coût numérique de mise en œuvre de ces modèles.

Classe de modèle	Phase solide	Phase fluide
<i>In vacuo</i>		
Fluide équivalent		
Modèle limp		
Modèle de Biot		

Tabl. 1: Différentes classes de modèles de milieux poreux

Mécanismes de dissipation dans les milieux poreux

La dégradation de l'énergie mécanique en chaleur se produit à l'échelle des pores et par trois mécanismes distincts que nous présentons qualitativement ici. Le premier mécanisme correspond aux effets visqueux. Le phénomène de viscosité est dû au glissement des différentes couches d'un fluide visqueux les unes par rapport aux autres. Lors de la propagation d'une onde acoustique dans un milieu visqueux, on définit une épaisseur de couche limite visqueuse homogène à une longueur et qui dépend de la fréquence.

Si cette épaisseur est très petite devant la dimension caractéristique du milieu où se situe la propagation, les effets visqueux ne se feront sentir qu'au voisinage immédiat des parois et pourront être considérés comme négligeables. Au contraire, si ces deux dimensions sont du même ordre, les effets visqueux seront importants. Dans le cas des milieux poreux, la taille caractéristique est celle des pores. Pour les cas d'applications classiques en acoustique, elle est de l'ordre de cette longueur caractéristique visqueuse (à titre d'exemple, à 500 Hz l'épaisseur de la couche limite visqueuse est de l'ordre de 70 μm ce qui est de l'ordre de grandeur des dimensions des pores). Il y aura donc présence d'effets visqueux. Ainsi, le matériau poreux qui est constitué majoritairement d'air possède une microstructure qui augmente l'importance des effets visqueux, et par là même la dégradation d'énergie mécanique par ces effets.

Le second de ses mécanismes est relié à un transfert d'énergie de l'onde acoustique vers la phase solide. La conductivité thermique de l'air est généralement beaucoup plus faible que celle du matériau constituant le squelette. Des phénomènes de diffusion traduisant les échanges thermiques entre les deux phases vont donc intervenir. Ainsi, un flux de chaleur se développe de la phase fluide vers la phase solide. Cette chaleur reçue peut échauffer le solide (c'est-à-dire augmenter son énergie interne calorifique) ou être expulsée vers le milieu extérieur. C'est ce second phénomène qui se produit majoritairement. L'énergie mécanique de l'onde acoustique est donc transformée en chaleur puis expulsée vers le milieu extérieur. On parle de pertes par effets thermiques. Le dernier de ces mécanismes est associé à la vibration du squelette qui constitue le matériau. En effet, au niveau moléculaire, ce mouvement se traduit par des rotations irréversibles des molécules les unes par rapport aux autres, dégradant ainsi l'énergie initialement fournie au matériau. On parle de perte par effet structural.

La figure 2 présente l'importance relative de ces trois mécanismes en général. Nous voyons que les dissipations sont principalement visqueuses.

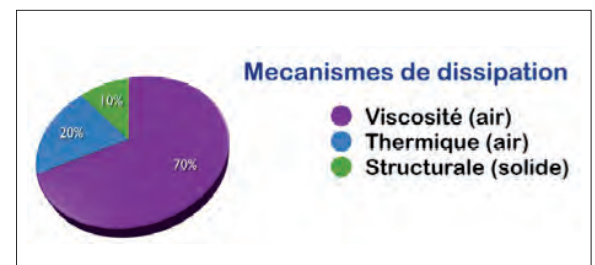


Fig. 2 : Importance relative des mécanismes de dissipation

Ces trois mécanismes de dissipation vont avoir pour conséquence directe que les coefficients du modèle homogénéisé vont être complexes pour prendre en compte les pertes. Une autre de leurs caractéristiques est qu'ils dépendent aussi de la fréquence. Ceci peut se comprendre à l'aide de l'exemple suivant.

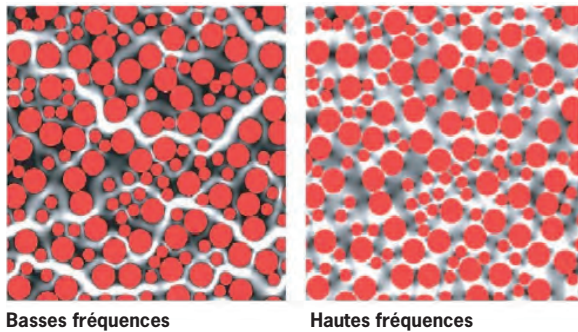


Fig. 3 : Profils de vitesses microscopiques (<http://ciks.cbt.nist.gov/~garboz/paper32/>)

La figure 3 présente, à l'aide d'une analogie physique, le profil des vitesses microscopiques d'un fluide s'écoulant dans un solide poreux immobile pour un cas bidimensionnel. Le squelette solide est représenté en rouge. L'écoulement du fluide à l'intérieur du réseau de pores est régi par l'équation de Navier-Stokes, qu'il est possible de résoudre numériquement. On connaît alors les vitesses microscopiques en tout point du réseau de pores. La partie gauche représente l'allure de ce champ de vitesse pour une sollicitation dans le domaine des basses fréquences et la droite représente ce même champ de vitesse pour la même sollicitation mais cette fois-ci à une fréquence nettement plus élevée et pour laquelle l'épaisseur de couche limite visqueuse est moins grande. Les zones claires correspondent aux régions où la vitesse de la phase fluide est importante et les zones sombres les régions où cette vitesse est faible. On voit clairement que le profil des vitesses n'est pas le même dans les deux cas. Cette différence est due aux effets de viscosité qui vont en particulier créer des zones d'ombre. On voit que dans le cas des basses fréquences, ces zones d'ombres sont nettement plus nombreuses que dans le cas des hautes fréquences. On peut facilement en déduire que l'écoulement du fluide dans le réseau de pores sera plus difficile aux basses fréquences qu'aux hautes. Cela a pour conséquence directe que les paramètres homogénéisés vont dépendre de la fréquence et que les modèles seront par conséquent dispersifs.

Modèles et influence de la température

La forme générale des modèles de fluide équivalents est la suivante :

$$-\omega^2 \tilde{\rho}_{eq} \mathbf{u}_{eq} = -\nabla p \quad p = -\tilde{K}_{eq} \nabla \cdot \mathbf{u}_{eq}$$

L'homogénéisation des modèles débouche sur deux coefficients, une masse volumique et une compressibilité équivalentes qui sont complexes et dépendent de la fréquence. La plupart des modèles de fluide équivalent qui vont donner les expressions analytiques de ces coefficients sont basés sur des approches semi-phénoménologiques. Certains, parmi les plus utilisés, reposent sur une approche physique des plus générales. Ainsi, les modèles ne se limitent à l'air que comme fluide saturant ; il peut s'agir d'eau d'Hélium...

À titre d'exemple, le modèle de Johnson et al. fournit une expression pour la densité équivalente :

$$\tilde{\rho}_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\phi} \left[1 + \frac{\omega_0}{j\omega} \sqrt{1 + \frac{j\omega}{\omega_\infty}} \right] \quad \begin{aligned} \omega_0 &= \frac{\eta \phi}{\rho_0 \alpha_\infty k_0} \\ \omega_\infty &= \frac{\sigma^2 \phi^2 \Lambda^2}{4\eta \rho_0 \alpha_\infty^2} \end{aligned}$$

Nous pouvons distinguer dans cette équation un certain nombre de paramètres :

- La pulsation ω
- Les paramètres intrinsèques du matériau poreux, la porosité ϕ , la tortuosité α_∞ , la résistivité au passage de l'air σ (liée à la perméabilité visqueuse k_0), la longueur caractéristique visqueuse Λ
- Les paramètres du fluide saturant ρ_0 et η_0 (en magenta sur la figure).

Les deux premières catégories de paramètres ne sont pas influencées par la température. Ce n'est pas le cas pour les paramètres du fluide saturant. Notons que ces paramètres dépendent des conditions ambiantes et qu'ils sont indépendants du fait que l'air sature un milieu poreux. On peut trouver les expressions de ces quantités dans n'importe quel ouvrage de thermodynamique. Il en est de même pour la densité équivalente donnée par le modèle de Champoux-Allard :

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \phi}{\gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{\omega'_\infty}{2j\omega} \sqrt{1 + \frac{j\omega}{\omega'_\infty}}}} \quad \omega'_\infty = \frac{16\nu}{\Lambda^2}$$

Nous retrouvons le même principe et la distinction entre paramètres intrinsèques et thermodynamiques.

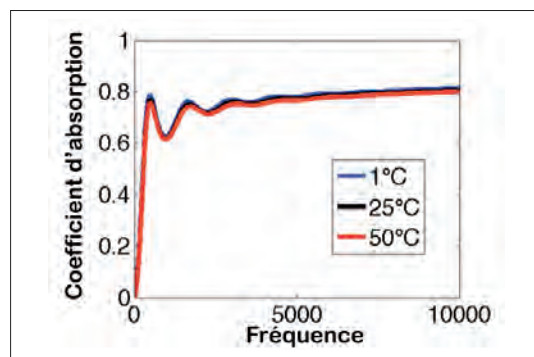


Fig. 4 : Influence de la température pour le modèle fluide équivalent

Il est ainsi possible de pouvoir se rendre compte que la température n'influence pas de manière notable les propriétés acoustiques des matériaux, en particulier dans le cas de modèles de fluide équivalent. La figure 4 présente le coefficient d'absorption d'une mousse de mélamine de 8 cm pour trois températures différentes. On peut remarquer que l'influence de la température peut être considérée comme négligeable dans la mesure où elle ne modifie que très peu le coefficient d'absorption du matériau pour les modèles de fluide équivalent.

Les matériaux acoustiques, en particulier les mousses sont constitués de matériaux viscoélastiques sensibles quant à eux à la température. La figure 5 présente les dépendances du module de cisaillement d'une mousse acoustique à la fois vis-à-vis de la fréquence mais aussi vis-à-vis de la température. On peut remarquer que les coefficients élastiques peuvent varier de 30% en 10° , ce qui constitue une variation notable.

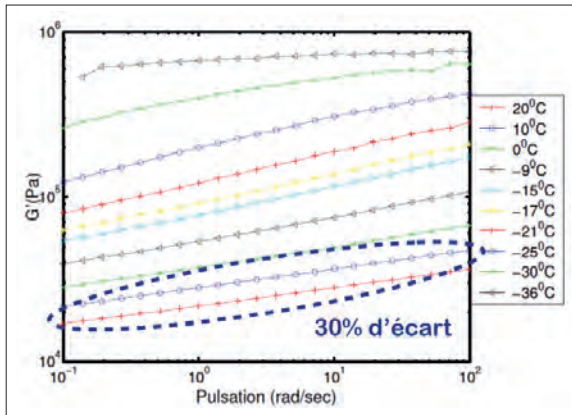


Fig. 5 : Influence de la température pour le module de cisaillement (PhD Mickaël Deverge, LAUM)

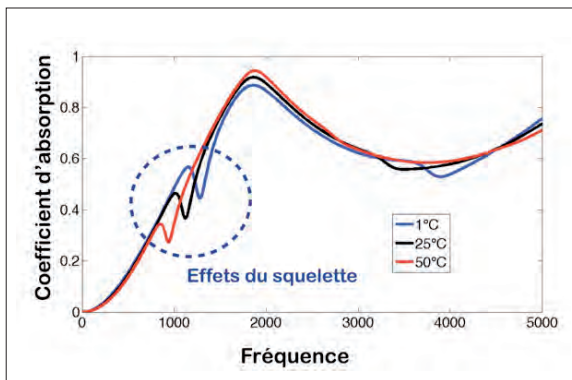


Fig. 6 : Influence de la température pour le modèle de Biot

Cette variation doit cependant être nuancée. Concentrons nous maintenant sur la courbe d'absorption de cette mousse en fonction de la fréquence à différentes températures. Celle-ci est représentée en figure 6. Cette courbe est caractéristique de l'absorption de matériaux à squelette mobile pour lequel la théorie de Biot est nécessaire. Nous pouvons remarquer que les résonances du squelette induisent une baisse de l'absorption autour de 1 000 Hz et que l'effet de la température se traduit par un décalage fréquentiel de cette chute. La seconde résonance, autour de 4 000 Hz mène à des conclusions similaires. La température a donc une influence sur ces résonances. Néanmoins, cette influence est à relativiser pour trois raisons :

- La première est relative aux températures présentées ici : Nous allons de 1°C à 50°C , ce qui est une étendue très large.
- La seconde est que les effets de Biot ou de résonance du squelette sont localisés sur de fines bandes fréquentielles et ne sont donc pas visibles sur tout le spectre.
- La troisième est que les différences dues à la température doivent être comparées aux incertitudes sur les valeurs des coefficients élastiques eux-mêmes.

En effet, la détermination fiable des valeurs des modules élastiques à une température donnée et contrôlée est elle-même encore un sujet de recherche et il n'existe pas encore pour le moment de méthode fiable de détermination des paramètres élastiques des milieux poreux.

Conclusion

Les modèles de propagation dans les milieux poreux développés, basés sur des considérations physiques robustes, permettent sans difficulté de prendre en compte les effets de variation de température, que ce soit au niveau des paramètres du modèle de fluide équivalent ou du modèle de Biot pour les matériaux à squelette souple. Il faut cependant les effets réels de cette variation de température dans les cas usuels d'application. En effet,

- les variations de propriété du fluide saturant n'ont que des influences négligeables sur les performances du matériau
- et les variations de propriété du squelette solide sont quant à elles plus importantes mais doivent être reliées aux incertitudes sur la caractérisation des paramètres eux-mêmes.

Références bibliographiques

- [1] J.-F. Allard and N. Atalla. Propagation of sound in Porous Media, modelling sound absorbing materials. Wiley 2009
- [2] J.-F. Allard and Y. Champoux. New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials. Journ. Acoustical Society of America, 91(6):3346- 3353, 1992
- [3] K. Attenborough. Acoustical characteristics of rigid fibrous absorbants and granular materials. Journal of the Acoustical Society of America, 73(3):785-799, 1983
- [4] L.L. Beranek. Acoustical properties of homogeneous isotropic rigid tiles and flexible blankets. Journal of the Acoustical Society of America, 19:556-568, 1947
- [5] J.M. Carcione. Wave propagation in anisotropic, saturated porous media: plane- wave theory and numerical simulation. Journal of the Acoustical Society of America, 99(5):2655-2666, 1996
- [6] Y. Champoux and J.F. Allard. Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. Journal of Applied Physics, 70:1975-1979, 1991
- [7] Y. Champoux, M.R. Stinson, and G. A. Daigle. Air based system for the measurement of porosity. Journal Acous. Society Am., 89(2):910-916, 1991
- [8] M.E. Delany and E.N. Bazley. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. Applied Acoustics, 3:105-116, 1970
- [9] D.L. Johnson, J. Koplik, and R. Dashen. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. Journal of Fluid Mechanics, 176:379- 402, 1987
- [10] D. Lafarge, P. Lemarinier, J.F. Allard, and V. Tarnow. Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. Journal of the Acoustical Society of America, 102(4):1995-2006, 1997
- [11] Y. Miki. Acoustical properties of porous materials - generalizations of empirical models. Journal of the Acoustical Society of America, 11(1):25-28, 1990
- [12] S.R. Pride, A.F. Gangi, and F.D. Morgan. Deriving the equations of motion for porous isotropic media. Journal Acous. Society Am., 92:3278-3290, 1992
- [13] S.R. Pride, F.D. Morgan, and A.F. Gangi. Drag forces of porous media acoustics. Physical Review B, 47(9):4964-4975, 1993
- [14] M.R. Stinson. The propagation of plane sound wave in narrow and wide circular tubes, and generalisation to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape. Journal of the Acoustical Society of America, 89:550-558, 1991
- [15] M.R. Stinson and G.A. Daigle. Electronic system for the measurement of flow resistance. Journ. Acoustical Society of America, 83:2425, 1988
- [16] T.E. Vigran, L. Kelders, W. Lauriks, P. Leclaire, and T.F. Johansen. Prediction and measurements of the influence of boundary conditions in a standing wave tube. Acta Acustica, 83:419-423, 1997
- [17] N. Voronina. Acoustic properties of fibrous materials. Applied Acoustics, 42:165- 174, 1994
- [18] C. Zwicker and C.W. Kosten. Sound absorbing materials. Elsevier applied sciences, New York, 1949