

# LES ÉCOULEMENTS PAR RMN À GRADIENT PULSÉ

L. LEBON ET J. LEBLOND

ESPCI – CNRS<sup>1</sup>

Nous présentons ici les techniques de RMN à gradient pulsé qui permettent d'étudier les écoulements multiphasiques en canalisation ou en milieu poreux. Les principaux avantages sont de pouvoir travailler sur des milieux non transparents et d'accéder à des échelles de longueurs faibles. On montre qu'il est possible d'obtenir des informations locales sur l'écoulement, telles que le profil de vitesse et ses fluctuations dans les écoulements diphasiques, ou les cartes de distribution des probabilités de déplacement dans des échantillons poreux hétérogènes.

## PULSED GRADIENT NMR TECHNIQUES FOR STUDYING FLOWS

Pulsed gradient NMR techniques are presented here. They allow the study of multiphase flow in pipes as well as porous media. The main advantages are the possibilities of studying non transparent media at small length scales. We show that it is possible to obtain local information on the fluid flow, such as velocity profiles in two phase systems, or maps of distribution of displacement probabilities in heterogeneous porous media.

## ESTUDIO DE LOS FLUJOS POR RMN DE GRADIENTE PULSADO

Se presentan en este artículo las técnicas de RMN de gradiente pulsado que permiten estudiar los flujos multifásicos en canalización o en medio poroso. Las principales ventajas consisten en poder trabajar sobre medios no transparentes y acceder a escalas de longitudes reducidas. Se indica la posibilidad de obtener informaciones locales relativas al flujo, como, por ejemplo, el perfil de la velocidad y sus fluctuaciones en los flujos difásicos, o los esquemas de distribución de las probabilidades de desplazamientos en las muestras porosas heterogéneas.

(1) Laboratoire de physique et mécanique des milieux hétérogènes,  
10 rue Vauquelin  
75231 Paris Cedex 05 - France

## INTRODUCTION

L'amélioration des modèles, et de leurs capacités prédictives, dans les écoulements complexes nécessite des études détaillées et des caractérisations fines des processus en jeu, notamment en ce qui concerne les couplages entre phases et la structure détaillée de l'écoulement.

Nous présentons ici les techniques de RMN, dites à gradient pulsé ; il s'agit de méthodes RMN, très différentes des utilisations classiques de spectroscopie, qui se sont révélées bien adaptées à l'étude expérimentale d'écoulements multiphasiques. Ces techniques apparaissent largement complémentaires des méthodes classiques. En effet, pour des écoulements diphasiques, l'anémométrie à film chaud ou à laser se limite en pratique à des écoulements à faible taux de phase dispersée (jusqu'à 10 %) en raison des difficultés liées aux passages d'interfaces ; les méthodes à sonde optique permettent en fait des suivis d'interfaces plus que des phases elles-mêmes. Pour les écoulements solide-liquide (sédimentation, suspensions, lits fluidisés ou milieux poreux), on fait appel à la vélocimétrie laser ou d'images de particules (PIV) dans des milieux transparents pour lesquels les indices optiques des phases ont été ajustés. Ces mesures requièrent cependant des procédures d'acquisition en 3D longues et complexes ou de délicates analyses d'images comprenant la détermination d'un nombre important de trajectoires. Ces approches restent limitées à des milieux transparents, et également à des configurations à phase solide peu dense. Pour des milieux non transparents, il existe des techniques de mesures comme la tomographie à rayon X ou l'acoustique, mais elles ne donnent accès qu'à des paramètres moyens correspondant à des échelles très supérieures à celles des hétérogénéités microscopiques des milieux étudiés.

Parmi les principaux intérêts des techniques de RMN à gradient pulsé, on peut notamment signaler qu'elles permettent :

- d'effectuer de mesures pour des taux de présence de la phase «dispersée» très importants (fortes fractions de particules, faible porosité ou forts taux de vide, jusqu'à 90 %) ;
- d'accéder à des échelles de longueur très faibles, de l'ordre des échelles caractéristiques de milieux hétérogènes.

## 1 PRINCIPE DES MESURES DE DÉPLACEMENTS MOLÉCULAIRES

Nous ne développerons pas ici en détail les arguments théoriques qui nous permettent de faire ces mesures ; rappelons simplement que ces mesures reposent sur la relation directe entre la fréquence de résonance des noyaux observés  $\omega_0$  et le champ magnétique appliqué  $B_0$  :

$$\omega_0 = \gamma B_0$$

où  $\gamma$ , le rapport gyromagnétique, est une constante caractéristique du noyau. En utilisant des gradients de champ magnétique  $\mathbf{g}$ , on fait varier la fréquence de résonance des noyaux de l'échantillon en fonction de leurs positions dans l'espace. C'est ce codage spatial qui est mis à profit aussi bien pour des mesures statiques (imagerie RMN) que des mesures dynamiques (études d'écoulement par RMN à gradient pulsé).

Une des applications les plus spectaculaires de la RMN est l'imagerie largement utilisée dans le domaine médical ; dans ce cas, le signal mesuré  $M(\mathbf{k})$  est directement la transformée de Fourier de la densité de protons  $\rho(\mathbf{r})$  :

$$M(\mathbf{k}) = M_0 \int_V \rho(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (\mathbf{k} = \gamma \mathbf{g} t)$$

En revanche, les techniques de RMN à gradient pulsé peuvent apparaître comme une « imagerie différentielle » dans le sens où l'utilisation de deux impulsions de gradient séparées d'un intervalle de temps  $\Delta$  rend l'aimantation sensible aux variations de positions pendant le temps  $\Delta$  des porteurs de noyaux (en général, les molécules d'eau). Dans ce cas, le signal mesuré est la transformée de Fourier de la fonction de propagation moyenne dans l'échantillon  $P_\Delta(\mathbf{R})$  :

$$M(\mathbf{k}) = M_0 \int_V P_\Delta(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} d\mathbf{R} \quad (\mathbf{k} = \gamma \mathbf{g} \Delta)$$

La fonction de propagation  $P_\Delta(\mathbf{R})$  représente la distribution de probabilité de déplacement  $\mathbf{R} = \mathbf{r}(\Delta) - \mathbf{r}(0)$  des particules de fluide pendant l'intervalle de temps  $\Delta$ . C'est cette fonction qui contient les informations statistiques sur la dynamique du système étudié. Dans le cas d'un gradient de champ magnétique  $\mathbf{g}$  orienté suivant la direction longitudinale  $Oz$ , on ne mesure que les déplacements longitudinaux  $Z$  :

$$M(\mathbf{k}) = M_0 \int_V P_\Delta(Z) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{Z}} dZ$$

Nous illustrons maintenant dans des cas simples ces mesures par RMN à gradient pulsé.

– Diffusion moléculaire : dans le cas d'un simple mouvement par diffusion moléculaire, la fonction de propagation  $P_\Delta(Z)$  est donnée par la théorie de la diffusion :

$$P_\Delta(Z) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma^2}} \exp\left(-\frac{Z^2}{2\sigma^2}\right)$$

où  $\sigma$  est le déplacement quadratique moyen relié au coefficient de diffusion moléculaire  $D_0$  par  $\sigma^2 = 2 D_0 \Delta$ . La figure 1 représente les distributions mesurées par la technique de RMN à gradient pulsé pour différents temps de mesure  $\Delta$  (de 14 à 114 ms). Elles ont été normalisées de sorte que leur intégrale soit égale à l'unité en choisissant  $Z$  en  $\mu\text{m}$ . Ainsi, on peut suivre sur la figure l'élargissement de la gaussienne de diffusion en fonction de l'augmentation du temps de mesure.

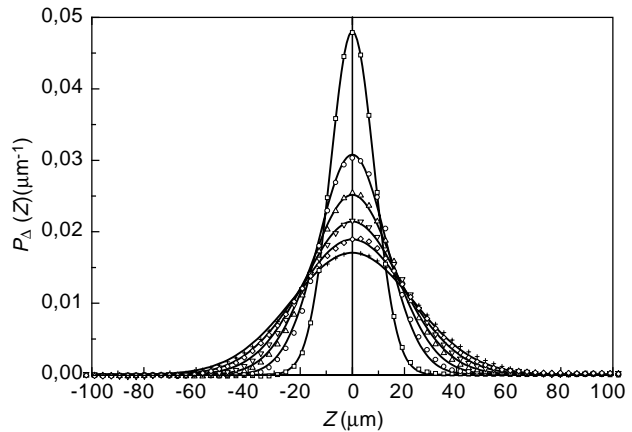


Figure 1

Distributions de probabilité de déplacement  $P_\Delta(Z)$  (en  $\mu\text{m}^{-1}$ ) en fonction de  $Z$  (en  $\mu\text{m}$ ) mesurées lors d'expérience de diffusion moléculaire pour six temps de mesure  $\Delta$  de 14 à 114 ms ; la courbe continue (—) correspond pour chaque valeur de  $\Delta$  à la meilleure approximation par une gaussienne.

*Probability distributions for the displacement  $P_\Delta(Z)$  (in  $\mu\text{m}^{-1}$ ) as a function of  $Z$  (in  $\mu\text{m}$ ), measured during a molecular diffusion experiment, for six measurement times  $\Delta$  from 14 to 114 ms. (—) The solid line corresponds, for each value of  $\Delta$ , to the best Gaussian approximation.*

– Écoulement de Poiseuille en canalisation : si le temps de mesure  $\Delta$  reste très inférieur au temps de corrélation des vitesses  $\tau_{v_z}$ , alors la fonction de propagation correspond à la distribution de probabilité des vitesses  $P(v_z)$  (velocity pdf) dans la direction de l'écoulement :  $Z = \Delta v_z$ .

Pour un écoulement de Poiseuille en canalisation, le profil parabolique des vitesses correspond à une distribution de probabilité de vitesse constante entre une vitesse nulle et deux fois la vitesse moyenne :

$$P(v_z / \langle v_z \rangle) = \frac{1}{2} \text{ pour } 0 \leq v_z / \langle v_z \rangle \leq 2$$

La figure 2 montre le résultat d'une mesure réalisée dans un tube cylindrique pour une vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement  $\langle v_z \rangle = 14,2 \text{ mm/s}$ . On a représenté la distribution

de probabilité de vitesse  $P(v_z/\langle v_z \rangle)$  normalisée en fonction de  $v_z/\langle v_z \rangle$  ; elle correspond bien à la distribution plate théorique attendue. Le nombre de Reynolds de l'écoulement est  $Re = 2RU/\nu = 227$ , ce qui correspond bien à un régime laminaire pour un écoulement unidirectionnel.

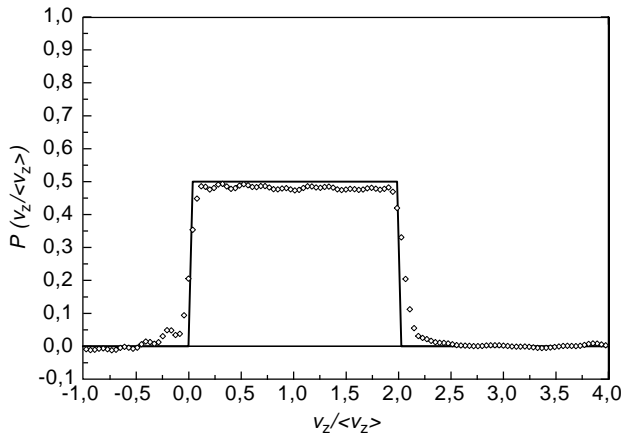


Figure 2

Distribution de probabilité de vitesse normalisée  $P(v_z / \langle v_z \rangle)$  en fonction de  $v_z / \langle v_z \rangle$  mesurée dans un écoulement de Poiseuille (canalisation de diamètre 8 mm,  $\langle v_z \rangle = 14,2$  mm/s et  $\Delta = 8$  ms) ;  $\diamond$  : distribution mesurée ; — : distribution théorique.

Probability distribution of the normalized speed  $P(v_z / \langle v_z \rangle)$  as a function of  $v_z / \langle v_z \rangle$  measured during a Poiseuille flow (8 mm channel,  $\langle v_z \rangle = 14.2$  mm/s and  $\Delta = 8$  ms);  $\diamond$  : measured distribution ; — : theoretical distribution.

## 2 ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES

### 2.1 Écoulement eau-air

Dans un écoulement eau-air, l'aimantation  $M_0(t)$  des protons mesurée à l'instant  $t$  est proportionnelle au nombre de protons présent dans le volume de mesure à l'instant  $t$ , et par conséquent, à la fraction volumique  $R_L(t)$  de l'eau dans le volume :

$$R_L = \frac{M_0(t)}{M_{00}}$$

où  $M_{00}$  est l'aimantation mesurée lorsque le canal est plein d'eau ( $R_L = 1$ ). Ainsi, chaque mesure de  $M_0(t)$  donne accès à la fraction volumique instantanée de l'eau dans le volume de mesure. En moyennant les résultats sur une série de mesures, on obtient évidemment la fraction volumique moyenne de l'eau  $\overline{R_L(t)}$ . De même, on montre que la moyenne des

aimantations mesurées correspond à la transformée de Fourier la moyenne dans le temps de  $P(v_z, t)$  pondérée par la fraction volumique de l'eau,  $R_L(t)$ , puisque cette grandeur fluctue dans un écoulement diphasique :

$$\overline{M(k, t)} = \overline{M_0} \cdot \int \overline{P(v_z, t)}^{R_L} e^{ik\Delta v_z} dv_z$$

avec 
$$\overline{P(v_z, t)}^{R_L} = \frac{\overline{P(v_z, t) \cdot R_L(t)}}{\overline{R_L(t)}}$$

La mesure de  $\overline{M_0(t)}$  et de  $\overline{M(k, t)}$  permet donc d'avoir accès d'une part à la fraction volumique moyenne de l'eau puisque  $\overline{R_L(t)} = \overline{M_0(t)} / M_{00}$ , et d'autre part à la distribution de probabilité des vitesses de l'eau  $\overline{P(v_z, t)}^{R_L}$ .

Cette dernière donnée permet de déduire la vitesse moyenne de l'eau dans l'écoulement diphasique eau-air  $\overline{v_L}^{R_L}$  et la vitesse débitante de l'eau  $J_L = \overline{R_L(t) \cdot v_L}^{R_L}$ . On obtient ainsi une caractérisation assez complète du transport de l'eau dans un écoulement eau-air. La figure 3 donne un exemple des distributions moyennes de probabilité de vitesse de l'eau dans des écoulements eau-air.

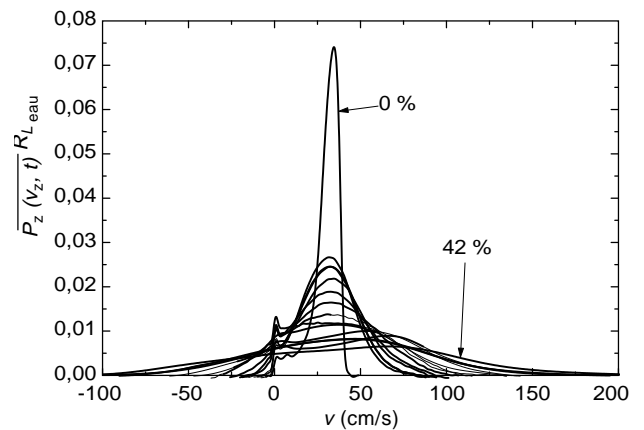


Figure 3

Écoulement liquide-gaz (eau-air) : distributions de probabilité de vitesse dans l'eau,  $\overline{P(v_z, t)}^{R_{L_{eau}}}$  (en s/cm) en fonction de la vitesse  $v$  (en cm/s), obtenues à débit d'eau constant dans un mélange eau-air pour des taux de vide variant de 0 à 42 % ( $J_{L_{eau}} = 29,5$  cm/s ;  $J_G = 0$  à 32 cm/s).

Liquid-gas flow (water-air). Probability distribution for the speed in water,  $\overline{P(v_z, t)}^{R_{L_{eau}}}$  (in s/cm) as a function of the speed  $v$  (in cm/s), obtained at constant water flow rate in a water-air mixture with the proportion of void varying from 0 to 42 % ( $J_{L_{eau}} = 29.5$  cm/s ;  $J_G = 0$  to 32 cm/s).

On constate que la présence de l'air élargit fortement la largeur de la distribution. Même pour de faibles fractions volumiques d'air, correspondant à des écoulements à bulles, les fluctuations de vitesse dans l'eau atteignent des valeurs importantes : elles atteignent environ 30 % de la vitesse moyenne de l'écoulement pour des fractions volumiques d'air de l'ordre de 10 %. Pour des fractions d'air plus élevées (> 20 %), la configuration de l'écoulement devenant instable et intermittente, par suite de l'apparition de poches d'air, les fluctuations de vitesse peuvent dépasser 100 % de la vitesse moyenne du liquide. Ainsi, pour une fraction volumique d'air de 42 %, la distribution de probabilité de vitesse de l'eau s'étend de -50 cm/s à 150 cm/s, alors que la vitesse moyenne de l'eau est de l'ordre de 60 cm/s.

### 2.2 Écoulement eau-fréon 113

Il s'agit d'un écoulement liquide-liquide ; ces deux liquides sont discernables par RMN et peuvent donc être caractérisés indépendamment. Les fractions volumiques de l'eau et du fréon ont été obtenues en mesurant les aimantations moyennes des protons et des fluorures. Les figures 4 et 5 présentent les distributions moyennes de probabilité de vitesse pour l'eau et le fréon ; elles sont obtenues à débit de

fréon constant  $J_{L_{fréon}} = 10$  cm/s, pour des vitesses débitantes d'eau  $J_{L_{eau}}$  allant de 18 à 61 cm/s. Pour des débits d'eau élevés correspondant à  $J_{L_{eau}} = 25$  cm/s, 40 cm/s et 61 cm/s, le fréon est dispersé dans l'eau en gouttes d'environ 8 mm de diamètre. Les distributions de probabilité de vitesses, aussi bien pour l'eau que le fréon, sont des distributions relativement étroites et assez bien symétriques par rapport à la valeur moyenne des vitesses. Ce type de distribution est attendu lorsque les profils de vitesses sont relativement plats pour les deux phases, que la configuration de l'écoulement est stable et que, par conséquent, les fluctuations des vitesses au sein de chaque phase restent de faible amplitude. On constate toutefois que les largeurs des distributions des vitesses mesurées dans l'eau sont *grosso modo* deux fois supérieures à celles des distributions mesurées dans le fréon, ce qui signifierait que les fluctuations de vitesse dans la phase dispersante sont beaucoup plus importantes que dans la phase dispersée. Lorsque les débits d'eau sont plus faibles ( $J_{L_{eau}} = 15$  cm/s, 18 cm/s et 21 cm/s), les largeurs des distributions de vitesses deviennent très importantes et égales dans les deux phases. Cet effet est cohérent avec l'apparition d'instabilités de configuration dans l'écoulement, instabilités qui s'accompagnent de fluctuations très importantes des vitesses des deux phases.

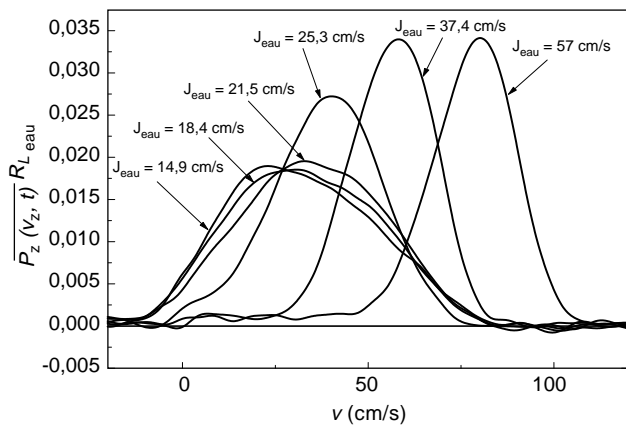


Figure 4  
Écoulement liquide-liquide (eau-fréon) : distributions de probabilité de vitesse dans l'eau  $\overline{P(v_z, t)} R_{L_{eau}}$  (en s/cm) en fonction de la vitesse  $v$  (en cm/s), obtenues à débit de fréon constant ( $J_{L_{fréon}} = 10$  cm/s) pour des débits d'eau variables ( $J_{L_{eau}} = 15$  à 57 cm/s).

Liquid-liquid flow (water-freon). Probability distribution for the speed in water,  $\overline{P(v_z, t)} R_{L_{eau}}$  (in s/cm) as a function of the speed  $v$  (in cm/s), obtained at constant freon flow rate ( $J_{L_{fréon}} = 10$  cm/s) for variable water flow rates ( $J_{L_{eau}} = 15$  to 57 cm/s).

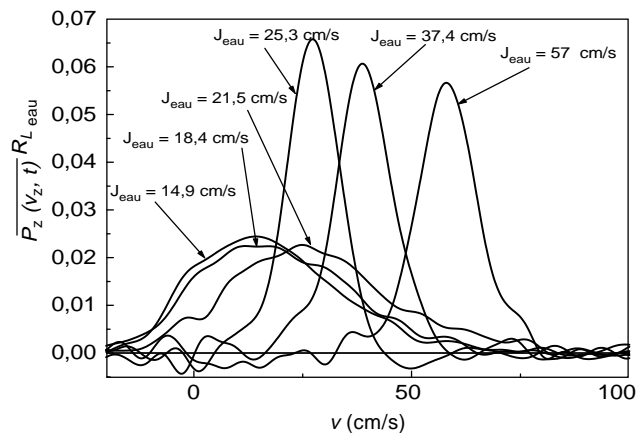


Figure 5  
Écoulement liquide-liquide (eau-fréon) : distributions de probabilité de vitesse dans le fréon  $\overline{P(v_z, t)} R_{L_{eau}}$  (en s/cm) en fonction de la vitesse  $v$  (en cm/s), obtenues à débit de fréon constant ( $J_{L_{fréon}} = 10$  cm/s) pour des débits d'eau variables ( $J_{L_{eau}} = 15$  à 57 cm/s).

Liquid-liquid flow (water-freon). Probability distribution for the speed in Freon,  $\overline{P(v_z, t)} R_{L_{eau}}$  (in s/cm) as a function of the speed  $v$  (in cm/s), obtained at constant freon flow rate ( $J_{L_{fréon}} = 10$  cm/s) for variable water flow rates ( $J_{L_{eau}} = 15$  to 57 cm/s).

### 3 ÉCOULEMENT EN MILIEU POREUX

Cette technique a également été utilisée pour caractériser le processus de dispersion à temps court dans des écoulements en milieu poreux. Ainsi, nous avons pu étudier la transition d'un régime microscopique de déplacement vers un régime macroscopique. Dans le premier cas, les déplacements sont suffisamment faibles devant la taille de grain du milieu poreux pour que les vitesses instantanées correspondent aux déplacements (régime convectif). Dans le second cas, pour lequel les déplacements moyens sont de l'ordre de quelques tailles de grain, on observe une distribution de probabilité de déplacement gaussienne correspondant à un régime dispersif.

Ces expériences ont été réalisées sur des milieux poreux modèles constitués d'empilements aléatoires de billes de verre « monodisperses ». Nous avons successivement utilisé des billes de diamètre  $d = 800, 145$  et  $81 \mu\text{m}$ , ce qui a permis d'étudier l'écoulement pour des déplacements moyens allant de 0,1 à 10 fois la taille de grain. Nous présentons ici les distributions de probabilité de déplacements mesurées, normalisées de telle sorte que leur intégrale soit égale à l'unité pour différentes valeurs du paramètre  $z^* = \langle Z \rangle / d$ . La figure 6 représente la distribution de probabilité de déplacement mesurée dans l'échantillon de billes de diamètre  $800 \mu\text{m}$  pour  $z^* = 0,1$  ( $\langle Z \rangle = 80,4 \mu\text{m}$ , avec une vitesse interstitielle moyenne de  $3,35 \text{ mm/s}$  et un temps de mesure  $\Delta = 24 \text{ ms}$ ). Le nombre de Reynolds est ici suffisamment élevé pour

pouvoir négliger les déplacements induits par diffusion moléculaire et suffisamment faible pour que l'on se trouve dans les conditions de Stokes ( $Re < 1$ ). On peut vérifier que cette distribution coïncide très bien avec la distribution de probabilité de vitesse normalisée obtenue à partir de la résolution de l'équation de Stokes dans un milieu poreux numérique identique. Dans ce cas, le temps de mesure  $\Delta$  est faible devant  $\tau_v$ , le temps caractéristique de corrélation des vitesses lagrangiennes des particules de fluide. On peut remarquer une décroissance exponentielle de la distribution.

Lorsque le rapport  $z^*$  augmente ( $z^* = 2,1$ , (fig. 7), on peut observer une distribution bimodale des probabilités de déplacement avec un premier pic au voisinage de zéro et un second centré sur le déplacement moyen, dont la séparation correspond à un déplacement de l'ordre de  $0,7 d$  : cette longueur correspond à la longueur caractéristique des corrélations des vitesses lagrangiennes du fluide dans de tels milieux non consolidés. Le premier pic correspond aux particules de fluide qui sont restées dans leur pore pendant le temps de mesure et leurs vitesses sont restées les mêmes, alors que le second correspond à celles qui ont exploré plusieurs pores et qui ont donc un comportement dispersif. Une telle distribution peut être interprétée en utilisant un modèle simple de dispersion géométrique représenté par un écoulement à travers un réseau de canaux orientés aléatoirement : des simulations Monte-Carlo fondées sur ce modèle donnent des distributions très proches de celles mesurées.

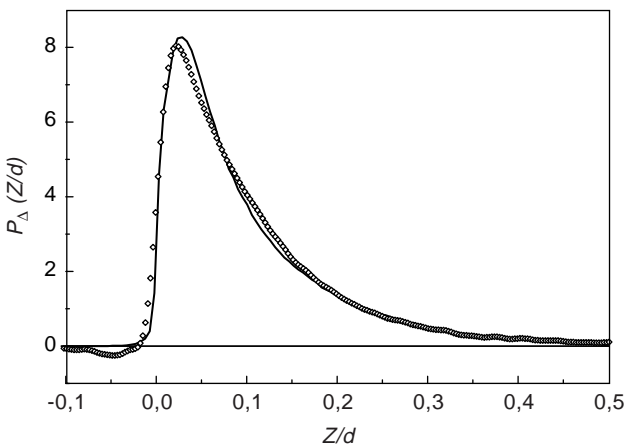


Figure 6

Écoulement en milieu poreux : distribution de probabilité de déplacement  $P_{\Delta}(Z/d)$  en fonction du déplacement  $Z/d$  mesurée par RMN (○) comparée à celle obtenue par simulation numérique (—) pour un déplacement moyen correspondant à 0,1 fois la taille de grain ( $z^* = 0,1$ ).

*Flow in a porous medium. Displacement probability distribution  $P_{\Delta}(Z/d)$  as a function of the displacement  $Z/d$  measured by NMR (○) compared to a numerical simulation (—) for an average displacement of 0.1 times the grain size ( $z^* = 0.1$ ).*

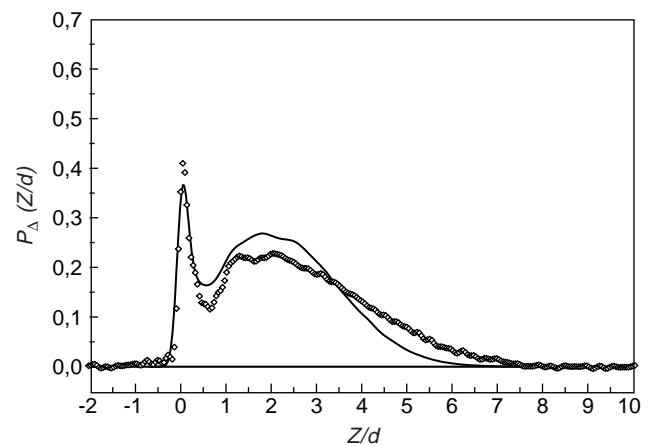


Figure 7

Écoulement en milieu poreux : distribution de probabilité de déplacement  $P_{\Delta}(Z/d)$  en fonction du déplacement  $Z/d$  mesurée par RMN (○) comparée à celle obtenue par simulation numérique (—) pour un déplacement moyen correspondant à 2,1 fois la taille de grain ( $z^* = 2,1$ ).

*Flow in a porous medium. Displacement probability distribution  $P_{\Delta}(Z/d)$  as a function of the displacement  $Z/d$  measured by NMR (○) compared to a numerical simulation (—) for an average displacement of 2.1 times the grain size ( $z^* = 2.1$ ).*

Finale­ment, pour des déplacements moyens encore plus grands par rapport à la taille de grain ( $z^* = 7,3$ ) (fig. 8), la distribution devient purement gaussienne comme ce qui est attendu pour un processus dispersif classique. Ce résultat implique que les particules de fluide aient parcouru un nombre suffisant de pores pour que le théorème de la limite centrale puisse s'appliquer. Un ajustement gaussien de la distribution mesurée nous donne un coefficient de dispersion longitudinal  $D|| = 3,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$  : ceci correspond à un rapport  $D|| / V \cdot d$  de 0,75, en très bon accord avec les mesures classiques de coefficient de dispersion dans de tels milieux non consolidés.

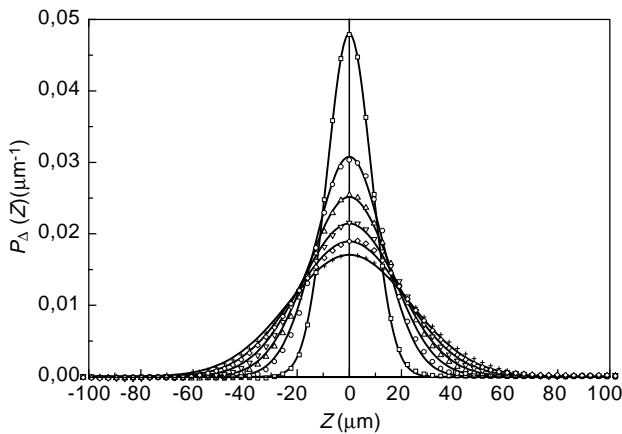


Figure 8

Écoulement en milieu poreux : distribution de probabilité de déplacement  $P_{\Delta}(Z/d)$  en fonction du déplacement  $Z/d$  mesurée par RMN (○) comparée à celle obtenue par simulation numérique (—) pour un déplacement moyen correspondant à 7,3 fois la taille de grain ( $z^* = 7,3$ ).

*Flow in a porous medium. Displacement probability distribution  $P_{\Delta}(Z/d)$  as a function of the displacement  $Z/d$  measured by NMR (○) compared to a numerical simulation (—) for an average displacement of 7.3 times the grain size ( $z^* = 7.3$ ).*

## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les exemples présentés dans cet article montrent quelques unes des possibilités offertes par la RMN à l'étude d'écoulements complexes. Elle offre une réponse adéquate là où l'instrumentation classique échoue et permet une bonne caractérisation de l'écoulement. Son champ d'application est *a priori* très vaste, et on peut envisager de l'appliquer à d'autres situations : sédimentation, lits fluidisés, écoulements diphasiques eau-huile (avec un champ magnétique suffisant, on peut distinguer les protons des phases aqueuses et d'huile), voire des cas plus complexes comme des écoulements de boues. De plus, outre leur intérêt dans la compréhension des mécanismes de ces écoulements, ces études vont de pair avec le développement important des travaux numériques modélisant ces écoulements. Enfin, on peut signaler que ces techniques d'analyse d'écoulement sont compatibles avec l'imagerie RMN ; il est donc possible d'obtenir des informations locales sur l'écoulement, par exemple :

- profil de vitesse et de ses fluctuations dans les écoulements diphasiques ;
- carte des distributions de probabilité de déplacement dans des échantillons poreux inhomogènes.

Ces mesures par IRM nécessiteraient toutefois l'utilisation de séquences plus complexes avec notamment l'application de gradients de champ magnétique dans trois directions orthogonales. L'allongement des séquences qui en résulte impose, en contre partie, une limitation de la dynamique des fluctuations observables et des valeurs maximales des vitesses mesurables.

## RÉFÉRENCES

- Callaghan P.T. (1991) *Imagerie RMN et mesure des déplacements moléculaires. Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*, Oxford University Press, London.
- Leblond J., Benkedda Y., Javelot S. et Oger L. (1994) Écoulements diphasiques. *Meas. Sci. Technol.*, 5, 426.
- Javelot S., Leblond J. et Baradel C. (1994) *La houille blanche*, 7, 127.
- Lebon L., Oger L., Leblond J., Hulin J.P., Martys N.S. et Schwartz L.M. (1996) Écoulements en milieu poreux. *Phys. Fluids*, 8, 293.
- Lebon L., Leblond J. et Hulin J.P. (1997) *Phys. Fluids*, 9, 481.

*Manuscrit définitif reçu en mai 1998*