

Théorie de la méthode d'Allen et ses conséquences pratiques pour la mesure des débits en conduite

PAR

J. Guizerix

ET

R. Margrita

Chef du Groupe des Applications de la Radioactivité et des Traceurs en Hydrologie et dans l'Industrie
 Commissariat à l'Energie Atomique

La méthode d'Allen pour la mesure de débits en conduite est ancienne puisque c'est en 1923 qu'Allen la présente sous le titre "The salt velocity method of water measurement". (Réf. 1).

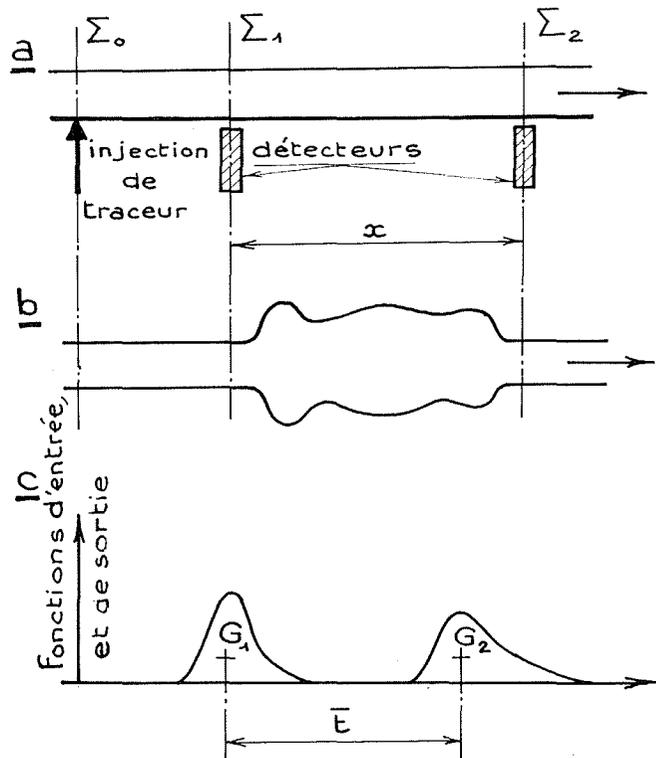
La technique de cette méthode consiste à injecter un traceur dans une section (Σ_0 figure 1) d'une conduite, et à relever dans deux sections Σ_1 et Σ_2 situées en aval les variations de concentration, $C_1(t)$ et $C_2(t)$ qui traduisent le passage du traceur dans ces sections. Dans les expériences d'Allen le traceur était un sel (ClNa) dont la concentration était déterminée par mesure de conductibilité. La figure 1 est relative à une technique classique dans laquelle le traceur est radio-actif ; les concentrations sont mesurées à l'aide de détecteurs disposés à l'extérieur de la conduite.

Une condition généralement imposée à l'application de cette méthode est que la conduite soit rectiligne entre Σ_1 et Σ_2 et que sa section S soit constante. Pour calculer le débit on applique la relation

$$Q = \frac{S \cdot x}{t}, \quad x = \text{distance entre } \Sigma_1 \text{ et } \Sigma_2 \quad (1)$$

Suivant les auteurs t représente la différence des abscisses des sommets de $C_1(t)$ et $C_2(t)$, la différence des abscisses des médianes, des centres de gravité ou de "points homologues" comme le milieu du segment déterminé par $C_1(t)$ et $C_2(t)$ sur une parallèle à l'axe des abscisses, au tiers de l'ordonnée maximale de chaque fonction (Réf. 2 et 3).

A l'origine et pour beaucoup d'expérimentateurs, cette méthode serait basée sur la mesure de vitesse d'un certain "piston" représenté par le nuage de traceur. La relation (1) peut en effet s'écrire $Q = S \frac{x}{t} = S \times \text{vitesse}$ ce qui justifie l'appellation anglo-saxonne de la méthode : "pulse velocity method". Or le "piston" se déforme au cours de son déplacement, d'où la difficulté de définir t .



$$Q = \frac{V}{E}$$

$$\bar{E} = \int_{-\infty}^{+\infty} t \cdot h(t) dt_{\Sigma_1, \Sigma_2}$$

1/ Méthode d'Allen

1. La méthode d'Allen n'est pas fondée sur une détermination de la vitesse moyenne

Les adeptes du choix de la différence des abscisses des centres de gravité de $C_1(t)$ et de $C_2(t)$ écrivent :

$$Q = \frac{V}{t} = \frac{Sx}{t} = S\bar{v} \quad (2)$$

\bar{v} représentant une vitesse moyenne.

Cette écriture est inexacte sur le plan mathématique, et n'est pas fondée sur le plan de la physique.

Sur le plan mathématique :

$$\bar{v} = \left(\frac{\bar{x}}{t}\right) \neq \frac{x}{t} \quad (\text{Réf. 3})$$

La moyenne des vitesses des molécules d'eau entre Σ_1 et Σ_2 n'est pas en général égale au quotient de la distance par la moyenne des temps de transit.

Si $h_{\Sigma_1 \Sigma_2}(t) dt$ représente la distribution des temps de séjour de l'eau dans le tronçon défini par Σ_1 et Σ_2 rappelons que :

$$\bar{t} = \int_{-\infty}^{+\infty} t \cdot h_{\Sigma_1 \Sigma_2}(t) dt \quad (3)$$

et

$$\bar{v} = x \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{t} h_{\Sigma_1 \Sigma_2}(t) dt$$

(Réf. 4 et le mémoire "Méthodologie d'étude par traceur des transferts de masse" de la présente réunion).

Sur le plan de la physique, à la notion de débit correspond une notion de flux. Un débit est égal au produit d'une aire par une vitesse, cette dernière (vitesse moyenne dans le temps et dans l'espace de la section) est définie dans une section. On n'est pas autorisé, en général, à multiplier une aire par la vitesse moyenne définie entre deux sections pour obtenir un débit.

La méthode d'Allen repose, en fait, sur l'application d'une relation utilisée, par exemple, par les spécialistes des transferts de masse dans le domaine du génie chimique :

$$Q = \frac{V}{\bar{t}}$$

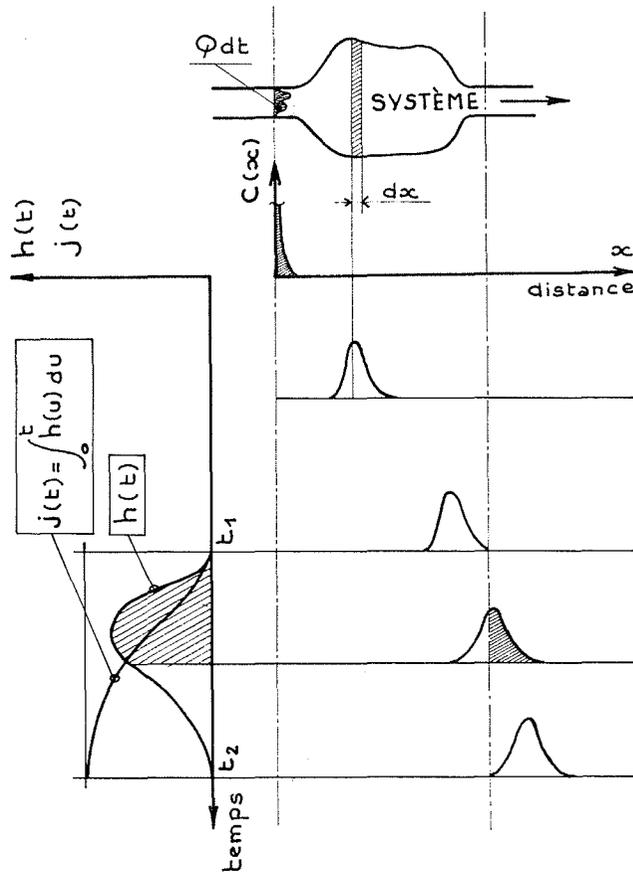
où V représente le volume d'un système parcouru par un écoulement de débit Q , et \bar{t} est le premier moment de la distribution des temps de séjour, (cf. définition (3) ci-dessus). On en trouvera une démonstration dans les mémoires des références [5] et [6]. Nous représentons ci-dessous une démonstration que nous avons exposée dans le texte de la référence [4].

1.1. ETABLISSEMENT DE LA RELATION $Q = \frac{V}{\bar{t}}$

Soit $h(t)$ la distribution des temps de séjour d'un fluide incompressible dans un système limité par une section d'entrée et une section de sortie (figure 2), l'écoulement se faisant à débit constant Q . Nous supposons ce système fermé à la diffusion à l'amont et à l'aval.

Définissons la réponse indicielle $j(t)$ du système par :

$$j(t) = \int_0^t h(u) du.$$



2/ Correspondance entre $C(x)$ et $h(t)$

Nous nous intéressons à l'évolution d'un échantillon de matière de volume $Q dt$ défini par l'ensemble des molécules qui ont pénétré dans le système entre t_0 et $t_0 + dt$.

La première molécule qui sort du système définit une date t_1 , et la dernière qui en sort une date t_2 . t_0 est pris comme origine des temps.

La fraction de l'échantillon déjà ressortie à une date t est :

$$\int_0^t [Q dt h(u)] du = Q j(t) dt$$

Ecrivons que :

(volume V du système) = (volume du fluide entré entre $t = 0$ et t_2) - (fraction de ce volume ressortie avant t_2)

$$V = Q t_2 - Q \int_0^{t_2} j(t) dt$$

d'où la relation :

$$Q = \frac{V}{t_2 - \int_0^{t_2} j(t) dt} \quad (5)$$

que l'on peut mettre sous la forme :

$$Q = \frac{V}{t_1 + \int_{t_1}^{t_2} [1 - j(t)] dt} \quad (6)$$

Ces relations sont identiques à la relation $Q = \frac{V}{\bar{t}}$; montrons en effet que :

$$t_2 - \int_0^{t_2} j(t) dt \equiv \bar{t}$$

ou que

$$\int_0^{t_2} j(t) dt + \bar{t} = t_2 \quad (7)$$

Ecrivons pour cela la relation générale $(F\varphi)' = f'\varphi + f\varphi'$ avec

$$f = t \\ \varphi = \int_0^t h(t) dt$$

sous sa forme intégrale :

$$\int_0^{t_2} \left[\int_0^t h(u) du \right] dt + \int_0^{t_2} t h(t) dt = \left| t \int_0^t h(t) dt \right|_0^{t_2} = t_2,$$

ce qu'il fallait démontrer.

Reportons-nous à la figure 1a ; nous pouvons considérer trois systèmes définis par Σ_0, Σ_1 et Σ_2

$(\Sigma_0 \Sigma_1), (\Sigma_1 \Sigma_2)$ en série, et un système global $(\Sigma_0 \Sigma_2)$

Si $\bar{t}_1, \bar{t}, \bar{t}_2$ représentent respectivement les premiers moments des distributions des temps de séjour des systèmes, $(\Sigma_0 \Sigma_1), (\Sigma_1 \Sigma_2), (\Sigma_0 \Sigma_2)$ on montre que :

$$\bar{t} = \bar{t}_2 - \bar{t}_1$$

Notons que les fonctions $C_i(t)$ et $h_i(t)$ ont des centres de gravité qui ont une même abscisse. On obtient donc \bar{t} par la différence des abscisses des centres de gravité des fonctions $C_2(t)$ et $C_1(t)$. (figure 1c).

1.2. CONSEQUENCE PRATIQUE

Pour obtenir le débit d'un écoulement de matière par la méthode d'Allen, il faut donc déterminer d'une part le premier moment de la distribution des temps de séjour et d'autre part le volume de la conduite entre les deux sections de mesure. Il n'est pas imposé que la conduite soit rectiligne et de diamètre constant entre ces sections comme cela était requis dans la présentation classique de cette méthode. (figure 1b).

2. Conditions d'application de la méthode d'Allen

La méthode d'Allen est applicable si certaines conditions sont respectées. Ces conditions sont imposées d'une part par la méthode et d'autre part par la technique.

2.1. CONDITIONS IMPOSEES PAR LA METHODE

Ce sont :

1) Le fluide sur lequel porte la mesure est un fluide *incompressible*.

2) Le débit est *constant*.

3) La condition de bon mélange

Soit $n(P, t)$ le nombre de particules de traceur en un "point" P , à l'instant t . (Une bonne approximation de cette fonction est $C_i(t)$, la formation concentration-temps en un "point" repéré par i). Le nombre de particules de traceur dans un volume dV entre t et $t + dt$ est :

$$n(P, t) dV dt$$

Le bon mélange s'exprime par :

$$\int_0^\infty n(P, t) dt = R = \text{constante (indépendante de } P)$$

Soient : $u(t)$ le flux de traceur dans Σ_1 (figure 1)

$y(t)$ le flux de traceur dans Σ_2

$M(t)$ le nombre de particules de traceur présentes à l'instant t dans le volume V .

On a :

$$u(t) = \int_{\Sigma_1} n(P, t) \vec{V}(P) \vec{n} ds$$

où $\vec{V}(P)$ = vecteur vitesse au point P et \vec{n} la normale à ds

$$y(t) = \int_{\Sigma_2} n(P, t) \vec{V}(P) \vec{n} ds$$

$$M(t) = \int_V n(P, t) dV$$

La relation de bilan s'écrit :

$$\frac{dM}{dt} = u(t) - y(t)$$

Multiplions les deux membres par t et intégrons de 0 à l'infini :

$$\int_V \int_0^\infty t \frac{\partial n(P, t)}{\partial t} dt = \int_0^\infty t u(t) dt - \int_0^\infty t y(t) dt$$

Une intégration par parties donne :

$$\int_0^\infty t \frac{\partial n(P, t)}{\partial t} dt \Big|_0^\infty - t \cdot n(P, t) \Big|_0^\infty = \int_0^\infty n(P, t) dt$$

Si la condition de bon mélange est respectée l'expression au second membre est égale à $-R$. On a ainsi

$$-RV = \int_0^\infty t u(t) dt - \int_0^\infty t y(t) dt$$

Soient \bar{t}_1 et \bar{t}_2 les premiers moments des flux entrant et sortant :

$$\bar{t}_1 = \frac{\int_0^\infty t \cdot u(t) dt}{\int_0^\infty u(t) dt} ; \bar{t}_2 = \frac{\int_0^\infty t y(t) dt}{\int_0^\infty y(t) dt}$$

Le flux de traceur étant conservatif

$$\int_0^\infty u(t) dt = \int_0^\infty y(t) dt$$

d'où :

$$\int_{\Sigma_1} \int_0^\infty n(P, t) \vec{V}(P) \cdot \vec{n} ds dt = \int_{\Sigma_2} \int_0^\infty n(P, t) \vec{V}(P) \vec{n} ds dt$$

La condition de bon mélange étant respectée :

$$\int_0^\infty u(t) dt = \int_0^\infty y(t) dt = R \int_0^\infty \vec{V}(P) \vec{n} ds = KQ$$

d'où :

$$\frac{V}{Q} = \bar{t}_2 - \bar{t}_1$$

Cette relation a été établie en ne supposant que le respect de la condition de bon mélange.

Remarque. Cette nouvelle démonstration de la relation $Q = \frac{V}{\bar{t}_2 - \bar{t}_1}$ ne fait pas double emploi avec celle qui a été pré-

sentée au paragraphe 1.1. La première avait trait en effet à un système linéaire scalaire invariant et la seconde au cas réel d'un système linéaire vectoriel invariant (cf. mémoire "Méthodologie d'étude par traceur des transferts de masses").

Nous avons montré que la condition de bon mélange était une condition nécessaire pour l'application de la méthode d'Allen. Existe-t-il une section dans laquelle le bon mélange est obtenu ? Nous examinons maintenant cette question.

Existence d'une section pour laquelle le bon mélange est réalisé

On peut trouver en aval de Σ_0 une section Σ_1 pour laquelle

$$\int_{-\infty}^{+\infty} C_i(t) dt = \mu \pm \epsilon$$

où μ est une constante et ϵ peut avoir une valeur aussi petite qu'on le désire. On dit que le bon mélange est réalisé à 100 ϵ/μ % près.

Soient en aval de Σ_0 (section d'injection) des sections S_1, S_2, \dots équidistantes. Nous nous intéressons au mouvement d'une molécule d'eau en aval de Σ_0 .

Cette molécule traverse chaque élément ds_i de Σ_0 avec des probabilités différentes que nous représentons par un vecteur :

$$\vec{\gamma}_0 = (P_1^0, P_2^0, \dots, P_m^0)$$

Nous représentons également par un vecteur l'ensemble des probabilités de passage de cette molécule dans un élément d'une section S_σ

$$\vec{\gamma}_\sigma = |P_i^\sigma| \quad i = 1, 2, \dots, m$$

Considérons deux sections consécutives S_K et S_{K+1} et repérons par i et j les éléments de surface homologues, les deux sections étant supposées identiques.

Représentons par une matrice l'ensemble des probabilités de passage de la molécule d'un élément ds_i de S_K à un élément ds_j de S_{K+1} .

$$\Pi = \left| \alpha_{ij}^{K, K+1} \right| \quad \begin{matrix} i = 1, 2, \dots, m \\ j = 1, 2, \dots, m \end{matrix}$$

Supposons que cette matrice soit indépendante de K ; on traduit ainsi la stationnarité de l'écoulement.

Nous pouvons alors considérer que le mouvement de la molécule correspondante se fait selon un processus de Markov homogène du premier ordre

On a :

$$\vec{\gamma}_\sigma = \vec{\gamma}_0 \Pi^\sigma$$

on démontre que si l'on est dans le cas "positivement régulier" Π^σ tend, lorsque σ croît, vers une matrice dont toutes les lignes sont identiques

$$\vec{\gamma}_\infty = (P_1^\infty, P_2^\infty, \dots, P_m^\infty) \times \begin{pmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \dots & \alpha_m \\ \alpha_1 & \alpha_2 & \dots & \alpha_m \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \alpha_1 & \alpha_2 & \dots & \alpha_m \end{pmatrix}$$

d'où

$$\vec{\gamma}_\infty = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m)$$

On montre que cette convergence vers un "régime permanent" est de caractère exponentiel ; elle est donc rapide.

Par conséquent on doit pouvoir trouver en aval de Σ_0 une section S_p pour laquelle les probabilités de passage

$$\begin{aligned} P_1^p &\cong \alpha_1 \\ P_2^p &\cong \alpha_2 \\ &\dots \dots \dots \\ P_m^p &\cong \alpha_m \end{aligned}$$

sont indépendantes des conditions initiales.

Si au lieu d'une molécule, on considère N molécules en évolution dans le système, les fréquences relatives de passage de ces molécules dans les éléments de surface de S_p convergent (pour $N \rightarrow \infty$) en probabilité vers les probabilités de passage P_1^p, P_2^p, \dots

Soit q_i le débit associé à l'élément de surface ds_i on a donc :

$$P_i^p = \frac{q_i}{Q} \quad (8)$$

La même analyse peut être faite pour décrire l'évolution des molécules d'un traceur en aval de Σ_0 .

Nous dirons que le traceur est un bon traceur si sa matrice de passage est identique à celle de l'eau.

Si la masse de traceur injectée dans Σ_0 est A et si $C_i(t)$ est sa concentration dans l'élément de surface ds_i de S_p on a :

$$P_i^p = \frac{q_i \int_{-\infty}^{+\infty} C_i(t) dt}{A} \quad (9)$$

(8) et (9) permettent d'écrire :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} C_i(t) dt = \frac{A}{Q} = \text{constante.}$$

2.2. CONDITION IMPOSEE PAR LA TECHNIQUE : IDENTITE DES REPONSES IMPULSIONNELLES

Nous avons vu que la méthode d'Allen implique que l'on connaisse les fonctions d'entrée et de sortie du traceur en Σ_1 et Σ_2

Ces fonctions sont :

$$\begin{aligned} u(t) &= \sum q_i C_i(t) \\ y(t) &= \sum q_j C_j(t) \end{aligned}$$

Il faut donc, théoriquement, en un certain nombre de points mesurer $C_i(t)$ et $C_j(t)$ ainsi que les débits correspondants q_i et q_j .

Il y a là quelque paradoxe car la connaissance des q_i ou des q_j dispenserait d'appliquer la méthode d'Allen. Ceci ne manque pas de nous faire penser à une tautologie.

Certains proposent de faire une mesure de concentration (par conductimétrie) en un ou plusieurs points bien définis. Cette procédure ne peut, à notre sens, avoir qu'une justification expérimentale.

La mesure d'un traceur radioactif à l'aide d'un détecteur disposé à l'extérieur pose un problème difficile. On sait que le détecteur en effet ne "voit" pas avec la même sensibilité les différentes parties de son volume sensible. On a donc affaire à des fonctions $C_i(t)$ déjà pondérées selon un certain mode par le détecteur et qu'il faudrait, de plus, pondérer par les débits.

Cependant d'excellentes mesures de débits sont couramment réalisées avec des traceurs radioactifs par la méthode d'Allen. Nous en saisissons plus loin la raison.

Si les réponses impulsionnelles définies entre le point d'injection et chaque point de Σ_1 et chaque point de Σ_2 étaient identiques, il en résulterait que les différentes fonctions $C_i(t)$ seraient affines (identiques à un facteur constant près); de même pour les fonctions $C_j(t)$.

L'abscisse de leur centre de gravité serait la même et serait identique à celle du centre de gravité, respectivement, des fonctions

$$\sum_i q_i C_i(t) \text{ et } \sum_j q_j C_j(t),$$

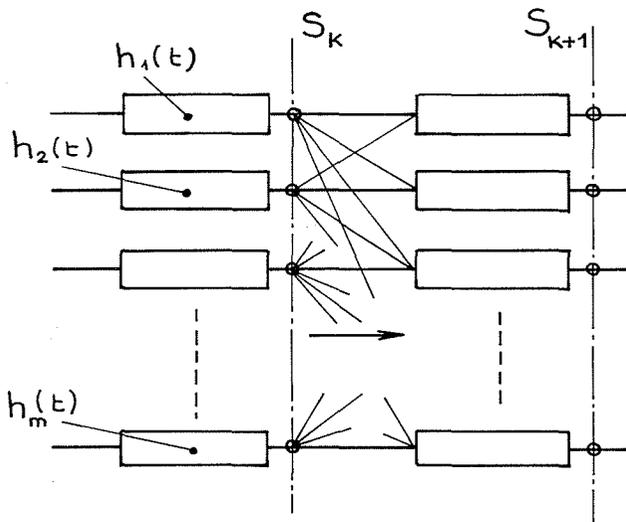
quelles que soient les valeurs des q_i ou q_j . On obtiendrait alors avec une sonde nucléaire une valeur correcte de $t_2 - t_1$. Si l'on déterminait en un seul point $C(t)$ dans Σ_1 et Σ_2 par conductimétrie, la différence des abscisses des centres de gravité fournirait une valeur correcte de \bar{t} .

Nous allons montrer que l'on peut trouver une section pour laquelle cette propriété d'identité des réponses impulsionnelles existe.

Existence d'une section pour laquelle la condition d'identité des réponses impulsionnelles est satisfaite.

Soient Σ_0 la section d'injection et Σ_d la section recherchée.

Nous supposons que le traceur est injecté selon une impulsion de Dirac et que l'écoulement peut être représenté par un ensemble de systèmes élémentaires, associés en série et en parallèle comme le représente la figure 3. Les systèmes, sur



3/ Modèle du processus de Markov

chaque ligne, ont même distribution des temps de séjour $h_i(t)$, et nous supposons que le temps de passage d'une ligne à une autre est négligeable. Supposons enfin que la probabilité pour une molécule de se trouver aux différents noeuds peut être analysée selon un processus de Markov, homogène dans le temps et dans "le cas régulier". Ces suites de Markov ont la propriété d'ergodicité : les moyennes statistiques convergent vers les probabilités α_i lorsque s (qui définit "l'étage") tend vers l'infini. Rappelons que la moyenne statistique d'un événement repéré par l'indice i est le rapport du nombre z_i de ses réalisations au nombre s de fois où il aurait pu se produire :

On a :

$$\frac{Z_i}{s} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \text{Prob. } \alpha_i$$

Une molécule arrivant à un noeud quelconque d'une section Σ_d aura séjourné dans les lignes 1, 2, ... m avec des fréquences $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m$. La réponse impulsionnelle $r(t)$ relative à chaque noeud sera identique et aura pour valeur :

$$r(t) = h_1^{*\alpha_1 d}(t) * h_2^{*\alpha_2 d}(t) * \dots * h_d^{*\alpha_d d}(t)$$

L'exposant $* \alpha_i d$ indique qu'il faut convoluer $\alpha_i d$ fois la fonction par elle même.

Cette propriété d'identité des réponses impulsionnelles a une très grande importance pratique. Elle évite de relever en de nombreux points les fonctions concentration-temps et la pondération de ces fonctions par les débits. A la limite une seule fonction concentration temps est nécessaire.

En pratique on en relève souvent au moins deux afin de vérifier que les réponses impulsionnelles sont identiques.

On montre (réf. 4) que cette propriété peut être étendue à un écoulement non confiné. Nous avons pu en faire de nombreuses vérifications expérimentales tant sur des écoulements à surface libre que sur des écoulements souterrains.

La section Σ_d dans laquelle est obtenue l'identité des réponses impulsionnelles avec une bonne approximation est d'autant plus rapprochée de Σ_0 que l'écoulement est turbulent. On admet qu'un nombre de Reynolds au moins de 7000 à 8000 autorise l'application de la méthode d'Allen telle que nous l'avons décrite.

Remarque 1 : influence du volume sensible de mesure

Nous avons vu au paragraphe 1.1 que les fonctions concentration-temps relevées dans les sections Σ_1 et Σ_2 permettraient de calculer les premiers moments des distributions des temps de séjour des systèmes $(\Sigma_0 \Sigma_1)$, $(\Sigma_0 \Sigma_2)$, $(\Sigma_1 \Sigma_2)$. Ces fonctions concentration-temps $C_i(t)$ représentent un élément des flux massiques $q_i C_i(t)$ qui ont été pris en compte dans notre analyse.

Or un flux massique est défini au travers d'une surface, et une mesure de concentration intéresse toujours un volume. Il en résulte que $q_i C_i(t)$ ne peut être qu'une approximation du flux.

Le volume de mesure est lui même un système, pour lequel on peut définir un flux d'entrée $\varphi_e(t)$, un flux de sortie $\varphi_s(t)$, et une réponse impulsionnelle $h_m(t)$. Le flux que nous désirons est $\varphi_e(t)$. Le signal de l'appareil de mesure $S(t)$ est égal à un facteur d'étalonnage près à la concentration $C_i(t)$ du traceur dans le volume de mesure.

Nous avons :

$$\varphi_s(t) = \varphi_e(t) * h_m(t)$$

et

$$C_i(t) = K s(t) = \int_0^t \varphi_e(t) dt - \int_0^t \varphi_s(t) dt$$

Cette relation permet d'apprécier l'approximation

$$\varphi_e(t) \approx q_i C_i(t)$$

Cette remarque était de nature générale. Dans l'application de la méthode d'Allen l'existence des volumes de mesure n'a théoriquement pas d'importance à condition qu'ils soient identiques dans chaque section.

En effet si t_m représente le premier moment de $h_m(t)$, on a :

$$(t_2 + t_m) - (t_1 + t_m) = \bar{t}$$

Remarque 2 : cas des régimes laminaires et intermédiaires laminaires – turbulents

Le problème d'application de la méthode d'Allen en régime laminaire ne paraît pas très bien résolu aujourd'hui et l'on doit considérer que cette question est encore en développement.

Les études de Felder et Gardner (réf. 7 et 8) nous laissent penser qu'une solution représentant une bonne approximation pourrait être assez rapidement trouvée.

Par contre, il n'existe pas, à notre connaissance, d'analyses qui permettent d'utiliser avec sûreté la méthode d'Allen dans les régimes intermédiaires laminaire – turbulent ($2000 < \text{Reynolds} < 7000$).

Références

- [1] ALLEN (C.M.) et TAYLOR (E.A.) – The salt velocity method of water measurement – *Annual Meeting of the Am. Soc. of Mec. Engin.* New-York 3-6 Dec. 1923.
- [2] CLAYTON (C.G.) et al. – The accuracy and precision of liquid flow measurement by radioactive isotopes. *Radioisotope Tracers in Industry and Geophysics* (C.R. Colloque Prague 1966), AIEA Vienne 1967, 563.
- [3] ALQUIER (M.) et al. – La notion de bon mélange dans l'emploi des traceurs. *Isotope Hydrology 1970* (C.R. Colloque Vienne 1970) Vienne 1970 AIEA, 441.
- [4] GUIZERIX (J.) et al. – Analyse des informations fournies par les traceurs naturels ou artificiels dans l'étude des systèmes aquifères en hydrogéologie. *Isotope Technique in groundwater hydrology 1974* (C.R. Colloque Vienne 1974) AIEA, Vienne 1974, 2, 377.
- [5] DANCKWERTS (P.V.) – Local residence – times in continuous flow systems. *Chem. Eng. Sci.* 1958, 9, 78.
- [6] SPALDING (D.G.) – A note on mean residence – times in steady flow of arbitrary complexity. *Chem. Eng. Sci.* 1958, 9, 74.
- [7] FELDER (R.M.) et GARDNER (R.P.) – *Trans. Am. Nucl. Soc.* 15, 172, 1972.
- [8] GARDNER et al. – Tracer concentration Responses and Moments for Measurements of Laminar Flow in Circular Tubes. *Int. J. of Appl. Rad and Isot.* 1973, 24, 253.

Discussion

Président : M. Roger ROCHE

M. Le Président remercie M. GUIZERIX pour son original exposé et ouvre la discussion.

Dans le cas des régimes laminaires, estime M. ALQUIER (ENSEEIH, Toulouse), il n'y a pas de difficultés particulières d'un point de vue théorique à appliquer la méthode d'ALLEN puisque la seule hypothèse faite pour l'établissement de la relation $Q = \frac{V}{t}$ est que le traceur soit un "bon traceur" et que la condition de "bon mélange" soit satisfaite. En pratique, il peut être difficile de rélier cette condition, mais si les

conditions d'injection permettent d'y satisfaire, il n'y a aucune raison de proscrire l'emploi de la méthode de la mesure du temps de transit ou méthode d'ALLEN.

Assurément, répond M. GUIZERIX, la relation générale est toujours valable. La difficulté majeure est que, dans le cas des écoulements laminaires, on ne sait pas mesurer un flux.

En l'absence d'autre intervention, M. Le Président donne la parole à M. L. ROCHE pour l'exposé de sa communication.