

L'effet de barrière capillaire à l'interface de deux couches de sol aux propriétés fort contrastées

Hubert J. MOREL-SEYTOUX (1)

RÉSUMÉ

On traite de manière physique et (assez) rigoureuse le problème de l'effet de barrière capillaire à l'interface de deux couches de sol. On montre qu'il n'y a pas vraiment de seuil requis pour la transmission d'un flux d'eau du sol fin vers le sol grossier. Par contre dans certains cas, quand le contraste des propriétés des deux couches est fort, la fraction du flux qui est transmise reste pendant longtemps négligeable et sans doute difficilement observable. Cela a sans doute contribué à la croyance à l'existence de ce seuil.

Graduellement le poids de la colonne d'eau qui s'entasse au-dessus de l'interface prend le meilleur sur la « succion capillaire efficace ». Il y a accélération du phénomène et la fraction transmise passe très rapidement de quelques pourcents à pratiquement au régime permanent. La formule dérivée qui donne explicitement le temps correspondant à une fraction transmise donnée, montre de manière parlante l'influence des divers paramètres sur le phénomène. Les résultats de cette étude seront forts utiles en hydrologie traditionnelle pour la description du processus des écoulements hypodermiques (ruissellement souterrain). Ils seront utiles également pour des études de projets de dépôts de déchets radioactifs ou autres.

MOTS CLÉS : Barrière capillaire — Infiltration — Ruissellement souterrain.

ABSTRACT

ONE-DIMENSIONAL ANALYSIS OF THE CAPILLARY BARRIER EFFECT FOR SHARPLY CONTRASTED LAYERS

The capillary barrier effects is analyzed in a rigorous physical way. It is shown that no threshold needs be reached before water will penetrate the underlying coarse soil. However the transmitted fraction remains for a long time insignificant and probably difficult to observe. Rather suddenly, after water has piled sufficiently on top of the interface, gravity overcomes the "effective capillary drive" of the fine soil. The transmitted fraction changes from a few percents to over eighty percent in a relatively short time interval. The provided formula "speaks" as it shows explicitly the dependence of the breakthrough time of a given transmission fraction on the various soil parameters. The results of this study will have applications in the detailed description of "underground runoff" (interflow) in traditional hydrology and for the design of buried repositories of toxic or radioactive wastes.

KEY WORDS : Capillary barrier — Interflow — Infiltration — Deep percolation.

LE PROBLÈME PHYSIQUE

Dans sa propagation vers le bas dans un horizon homogène, le flux d'eau (par exemple, infiltré) va rencontrer tôt ou tard une couche plus profonde qui peut être plus ou moins perméable que la couche supérieure. Dans les deux cas le flux ne sera pas transmis intégralement et une partie sera réfléchiée. Cette réflexion donnera lieu à un écoulement souterrain qui éventuellement atteindra un ruisseau et contribuera à son débit. Du point de vue

(1) Hydrologue Orstom et professeur émérite, Colorado State University.

hydrologique, le cas où la couche inférieure est moins perméable est sans doute le plus important, car l'écoulement souterrain peut être rapide puisqu'il se produit dans une couche fort perméable. Dans ce cas c'est le contraste de perméabilité défavorable qui est la cause de la réflexion. La couche inférieure n'a pas, intrinsèquement, la capacité de transmission du flux même en écoulement saturé.

Le cas d'un contraste favorable à la transmission vers le bas est relativement peu important pour ce qui est de la modélisation de la relation pluie-débit pour un bassin versant. Dans ce cas, la rétention de l'eau dans la couche supérieure est due à sa capacité capillaire qui contrecarre l'effet de pesanteur. Cet effet est important, par contre, dans les projets d'entrepôt souterrain de substances toxiques ou de déchets radioactifs. En fait on compte sur cet effet de barrière capillaire pour empêcher l'eau qui a infiltré la couche fine (disons argile) de passer dans la couche grossière (disons sable ou gravier).

Bien que l'existence de cet effet de barrière capillaire soit bien connue, son explication physique dans la littérature n'a jamais été fournie de manière rigoureuse, du moins à la connaissance de l'auteur. Nous nous sommes donc attachés à fournir cette explication dans cet article. Il se trouve que la solution mathématique est fort simple après quelques approximations tout à fait justifiables du point de vue physique. À cause de sa simplicité on peut étudier facilement l'importance de cet effet de barrière capillaire selon les différents degrés de contraste qui existent entre les deux sols.

POSITION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

À la suite d'une infiltration permanente à la surface, d'intensité r , un front mouillant se propage. Comme il se propage depuis déjà pas mal de temps, on peut supposer qu'il se propage essentiellement par pesanteur. Par suite, la teneur en eau est uniforme de valeur θ_n . Pour simplifier on supposera que le sol supérieur fin (peut-être une argile) était initialement sec avec teneur en eau résiduelle θ_r . Eventuellement le front d'eau rectangulaire de taille $\theta_n - \theta_r$ va atteindre l'interface. Nous supposons aussi que le sol grossier était initialement sec de teneur en eau initiale uniforme θ_c . Que va-t-il arriver à ce moment précis de l'impact et par la suite ?

CONDITIONS À L'INTERFACE

La pression capillaire (exprimée en lame d'eau équivalente) et la vitesse de l'eau (dans le sens de Darcy) doivent être continues à l'interface. Il s'agit là de postulats de départ dans la théorie de la mécanique des fluides. La figure 1 montre les courbes de pression capillaire pour les deux sols. Le point (*) correspond à la teneur en eau dans le sol fin juste avant que le front atteigne l'interface. Pour satisfaire la condition de continuité de pression capillaire, la teneur en eau (normalisée) du côté du sol grossier devrait être celle correspondant au point (O) sur la figure 1. Par ailleurs pour la satisfaction de la continuité du flux (négligeant l'influence capillaire dans le sol grossier qui est faible et s'annule très rapidement) la teneur en eau normalisée dans le sol grossier (le sable) du côté + de l'interface, θ^{*+} , doit satisfaire l'équation :

$$K_c k_{rwc}(\theta^{*+}) = v_w^- \quad (1)$$

avec K_c , conductivité hydraulique à saturation naturelle, (c'est-à-dire à saturation telle que l'eau seule est mobile, l'air ne l'étant plus, et établie dans des conditions naturelles de terrain et non pas artificiellement au laboratoire, par exemple en évacuant l'air par succion, etc.) pour le sol grossier, et k_{rwc} perméabilité relative à l'eau pour le sol grossier. La teneur en eau normalisée, θ^* , varie de zéro quand θ , teneur en eau, prend sa valeur résiduelle θ_r , à un quand θ est à saturation naturelle de valeur Φ . Dans l'éq. (1) v_w^- est la vitesse de l'eau à l'interface du côté du sol fin. Les indices supérieurs — et + désignent des valeurs à l'interface respectivement du côté fin et du côté grossier.

Pour des sols réalistes la solution de l'éq. (1) correspondra au point (●) sur la figure 1. On voit donc clairement que les deux conditions d'interface ne peuvent être satisfaites si la teneur en eau dans le sol fin retient sa valeur à l'impact. Cela signifie que ce flux à l'impact ne peut être transmis intégralement. Une partie devra être réfléchi et par suite la teneur en eau du côté du sol fin va croître. De par cette croissance le flux du côté du sol fin va diminuer car maintenant les forces capillaires vont s'opposer à la pesanteur alors qu'avant l'impact elles jouaient dans le même sens. Eventuellement, en fait instantanément, les teneurs en eau de chaque côté vont prendre les valeurs correspondant aux points (□ et O) et les deux conditions seront satisfaites. En raison des formes relatives des deux courbes de pression capillaire, dans le sol fin cette valeur se situera dans la frange capillaire. Par suite avec une excellente approximation on pourra prendre pour cette valeur Φ_F , la teneur en eau à saturation naturelle dans le sol fin.

La position du front réfléchi est indiquée sur la figure 2 ainsi que celle du front mouillant dans le sol grossier. La valeur continue de la vitesse de l'eau à travers l'interface est $v_w^- = v$, inférieure à r .

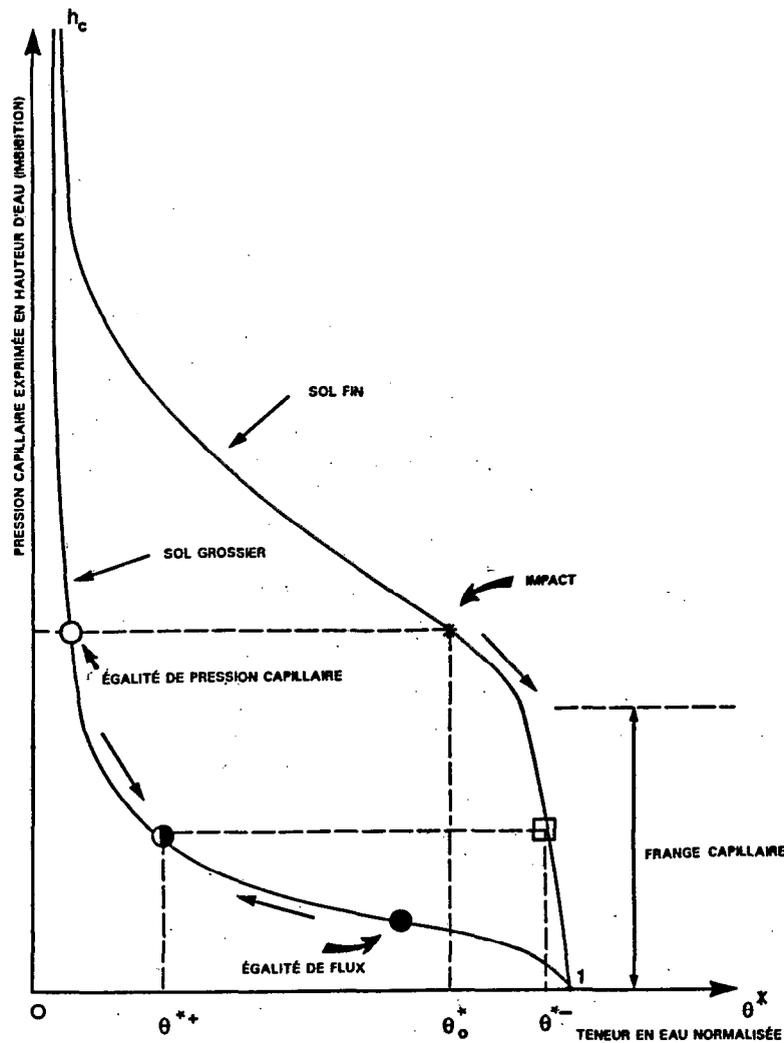


FIG. 1. — Courbes de pression capillaire pour le sol fin et le sol grossier.

LES ÉQUATIONS DE BASE

Nous rappelons la définition de la vitesse totale qui est la somme algébrique des vitesses de l'eau et de l'air, toutes deux comprises au sens de Darcy. Comme du côté du sol fin le sol est saturé à l'interface, la vitesse de l'eau et la vitesse totale se confondent. On peut donc calculer v à partir de la formule classique (MOREL-SEYTOUX, 1973, 1987 ; MOREL-SEYTOUX et KHANJI, 1974 ; MOREL-SEYTOUX et BILICA, 1985 a,b) :

$$v = K_F \frac{\left\{ \int_0^D f_w d\zeta - (H_{cf} - h_{cc}^+) \right\}}{\int_0^D \mu_r d\zeta} \quad (2)$$

où K_F est la conductivité hydraulique à saturation naturelle pour le sol fin, D représente l'épaisseur de la couche supérieure, ζ représente la coordonnée verticale orientée positive vers le bas et avec origine à la surface du sol, et H_{cf} est la « succion capillaire efficace » (en anglais, *effective capillary drive* ; MOREL-SEYTOUX et KHANJI, 1974) dans

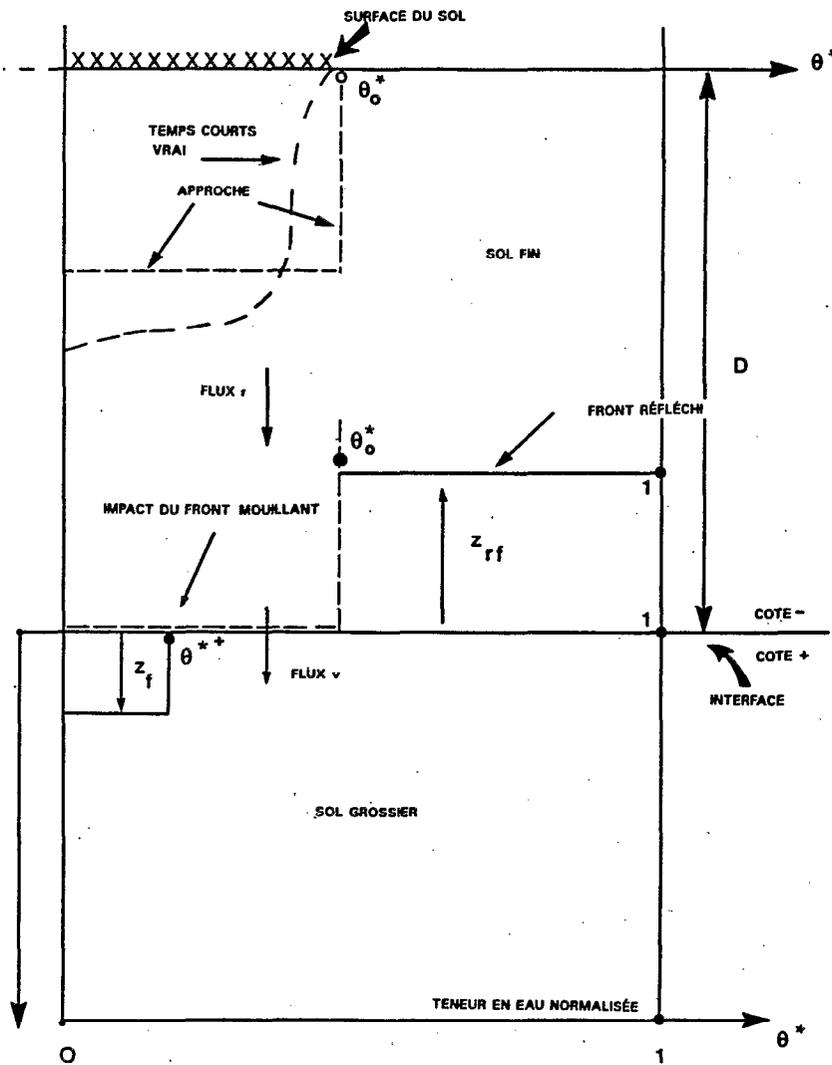


FIG. 2. — Position du front réfléchi et position du front mouillant dans le sol grossier.

le sol fin en supposant une condition de pression capillaire nulle au bas de la couche de sol fin, ce qui n'est pas le cas et d'où la correction de h_{cC}^+ la pression capillaire à l'interface. Enfin f_w et μ_r sont des fonctions de la teneur en eau définies comme :

$$f_w = \frac{k_{rw}}{k_{rw} + \frac{\mu_w}{\mu_a} k_{ra}} \quad (3a) \quad ; \quad \mu_r = \frac{f_w}{k_{rw}} \quad (3b)$$

où k_{rw} et k_{ra} , μ_w et μ_a sont respectivement perméabilités relatives et viscosités pour l'eau et l'air. Une bonne approximation pour v , déduite du profil indiqué sur la figure 2, est :

$$v = K_F \frac{\left\{ f_w(\theta_0) (D - z_{rf}) + z_{rf} - H_{cF} + h_{cC}^+ \right\}}{\mu_r(\theta_0) (D - z_{rf}) + z_{rf}} \quad (2a)$$

où z_{rf} est l'élévation du front mouillant réfléchi au-dessus de l'interface et z_f est la profondeur du front mouillant dans le sol grossier en-dessous de l'interface.

Par ailleurs dans le sol grossier, mais juste à l'interface, par application de la loi de Darcy et excluant le terme capillaire négligeable dans un sol grossier, on a :

$$v = K_C k_{rwC} (\theta^{*+}) \quad (3)$$

où K_C est la conductivité hydraulique du sol grossier à saturation naturelle et k_{rwC} est la perméabilité relative à l'eau dans le sol grossier.

Les vitesses de propagation des fronts, l'un réfléchi dans le sol fin, l'autre pénétrant dans le sol grossier, sont respectivement :

$$\frac{dz_{rf}}{dt} = \frac{r - v}{\Phi_F - \theta_o} = \frac{r - v}{(\Phi_F - \theta_{rF}) (1 - \theta_o^*)} \quad (4)$$

et

$$\frac{dz_f}{dt} = \frac{v}{\theta^+ - \theta_{rC}} = \frac{v}{(\Phi_C - \theta_{rC}) (\theta^{*+} - \theta)} \quad (5)$$

où Φ_F et Φ_C sont les teneurs en eau à saturation naturelle, respectivement pour le sol fin et le sol grossier.

Il y a quatre inconnues : θ^+ , v , z_{rf} et z_f pour quatre équations : (2a), (3), (4) et (5). Pour résoudre ce problème de manière analytique, nous allons faire quelques approximations supplémentaires.

ÉQUATIONS SIMPLIFIÉES

Dans la mesure où le contraste des propriétés des deux couches est grand, on sait par expérience qu'à l'instant zéro (le moment de l'impact) v doit être zéro. Cela signifie donc, si l'on utilise l'indice inférieur i pour indiquer ce moment là et les conditions à l'interface du côté du sol grossier, puisque $z_{rf} = 0$ aussi à ce moment là, que le numérateur au membre droit de l'éq. (2a) doit être zéro. Cela définit :

$$h_{eci}^+ = h_{cC}(\theta_i^+) = H_{cr} - Df_w(\theta_o) \quad (6)$$

où h_{cr} et h_{cC} sont les pressions capillaires dans le sol fin et le sol grossier.

L'équation (2a) peut alors être réécrite :

$$v = K_F \left\{ \frac{[1 - f_w(\theta_o)]z_{rf} + h_{cC}(\theta^+) - h_{cC}(\theta_i^+)}{D\mu_r(\theta_o) + [1 - \mu_r(\theta_o)]z_{rf}} \right\} \quad (7)$$

qui donne bien $v = 0$ à l'état initial. La vitesse de l'eau à l'interface peut se calculer du côté du sol grossier par la loi de Darcy, qui se résume très vite, presque instantanément, à sa composante due à la pesanteur. Mais l'expression ne s'annule pas au temps zéro. C'est pourquoi on l'a corrigé ainsi :

$$v = K_C r^* \rho \frac{[k_{rw}(\theta^+) - k_{rw}(\theta_i^+)]}{r^* \rho - k_{rw}(\theta_i^+)} \quad (8)$$

où r^* est le rapport r/K_F et ρ le rapport K_F/K_C (de valeur d'autant plus faible que le contraste est plus fort). Au temps zéro, $v = 0$ comme il se doit, puisqu'en fait on l'a forcé à être zéro à ce moment là et pour des temps très longs v tend vers r car à long terme éventuellement on atteint un régime permanent et tout le flux descendant dans la couche supérieure est transmis. Tout au long de cet article on suppose que la lame d'eau réfléchie ne peut pas s'écouler latéralement et par suite s'accumule au-dessus de l'interface. Dans d'autres articles on discutera le cas où la lame d'eau s'évacue selon la pente de l'interface. Dans cet article il s'agit de décrire l'effet de barrière capillaire en soi et non pas une possible conséquence d'écoulement latéral.

MÉTHODE DE SOLUTION

On a ramené le problème mathématique à la résolution de trois équations : (4), (7) et (8) pour les inconnues, θ^+ , v et z_{rf} . La procédure est d'éliminer v en égalant les membres droits des équations (7) et (8), puis d'exprimer z_{rf} en termes de θ^+ à partir de cette équation (qui est linéaire en z_{rf}), de dériver cette expression de z_{rf} par rapport au

temps, d'éliminer $\frac{dz_{ef}}{dt}$ en utilisant le membre droit de l'éq. (4) après avoir au préalable dans ce membre droit remplacé v par son expression donnée par l'éq. (8). Le résultat est une équation différentielle pour $\theta^+(t)$. Comme les flux sont plus intéressants que les teneurs en eau il est plus astucieux de choisir comme variable $X = k_{rw}(\theta^+)$ et même :

$$Z = k_{rw}(\theta^+) - k_{rw}(\theta_i^+) = X - X_i \tag{9}$$

Les détails sont donnés dans plusieurs rapports (MOREL-SEYTOUX, 1991, 1992).

Pour la pression capillaire on a utilisé une loi de puissance en fonction de la teneur en eau normalisée d'exposant $-M$ et pour la perméabilité relative une même loi mais d'exposant p .

La pression d'entrée est dénotée h_{ceC} dans le sol grossier.

L'équation différentielle s'écrit :

$$\frac{dt}{\Phi_F - \theta_o} = \frac{\left[\frac{M_c}{P_c} \rho h_{ceC} (X)^{-M_c/P_c} + LZ + X_i \right] dZ}{(Z + X_i) (r - aK_c Z) (b - cZ)} + c \frac{(LZ + Bh_{ceC}) dZ}{(r - aK_c Z) (b - cZ)^2} \tag{10}$$

ou pour simplicité d'écriture on a posé :

$$a = \frac{r^* \rho}{r^* \rho - X_i} \tag{11a} \quad b = [1 - f_w(\theta_o)] \rho \tag{11b}$$

$$L = a \mu_r(\theta_o) D \tag{11c} \quad c = a [1 - \mu_r(\theta_o)] \tag{11d}$$

Pour l'utilisation des formules (11) il faut préalablement avoir défini θ_o et X_i . Cela suppose une connaissance des paramètres des sols. On a choisi pour représenter les perméabilités une formule de puissance :

$$k_{rw} = \left(\frac{\theta - \theta_r}{\Phi - \theta_r} \right)^p - (\theta^*)^p \quad \text{pour } h_c \geq h_{ce} \tag{12a}$$

où h_{ce} est la pression d'entrée,

$$\text{et} \quad k_{rw} = 1 \quad \text{pour } h_c \leq h_{ce} \tag{12b}$$

Pour la pression capillaire on a pris la forme analytique :

$$h_c = h_{ce} (\theta^*)^{-M} \quad \text{pour } h_c \geq h_{ce} \tag{13}$$

Pour la courbe de perméabilité à l'air on peut utiliser la formule préconisée par BROOKS et COREY (1977), ou plus simplement :

$$k_{ra} = (1 - \theta^*) \tag{14}$$

car cette courbe ne joue sans doute pas un rôle essentiel, dans le cas présent.

L'expression approchée pour la « succion capillaire efficace » (MOREL-SEYTOUX et KHANJI, 1974) obtenue en remplaçant f_w par k_{rw} dans son intégrale de définition, est :

$$H_{ceF} = h_{ceF} \left\{ 1 + \frac{M}{p - M} [1 - (\theta_o^*)^{p-M}] \right\} \tag{15}$$

L'équation (10) s'applique seulement par morceau pour des intervalles t^o à t^v , temps au début et à la fin de l'intervalle de temps, car pour l'intégration analytique il faut définir une valeur intermédiaire de X entre X^o et X^v , dite de référence et exprimée comme :

$$X_R = (1 - \lambda) X^o + \lambda X^v \tag{16}$$

La procédure est explicite pour $\lambda = 0$ et complètement implicite pour $\lambda = 1$.

L'expérience numérique a montré que l'influence de la valeur de X_R sur les résultats était tout à fait négligeable si l'on choisissait pour X_R sa valeur limite c'est-à-dire $r/K_C = r^*\rho$. Elle a également montré que certains termes dans la solution analytique avaient une influence tout à fait négligeable sur les résultats.

Certains paramètres A et B, qui, en principe dépendent de X_R , sont évalués à la valeur limite de X_R , d'où :

$$A_L = \left(\frac{M_C}{P_C}\right) \rho \left(\frac{r}{K_C}\right)^{-M_C/P_C} + \frac{LX_i}{h_{ceC}} \quad (17a)$$

$$B_L = \rho \left[\frac{H_{eF} - Df_w(\theta_o)}{h_{ceC}} - \left(\frac{r}{K_C}\right)^{-M_C/P_C} \right] \quad (17b)$$

Par ailleurs la valeur de θ_o^* est :

$$\theta_o^* = (r^*)_F^{1/p}; \text{ d'où } \theta_o = \theta_{rF} + (\Phi_F - \theta_{rF})\theta_o^* \quad (18a)$$

où r^* est l'intensité de la pluie normalisée c'est-à-dire r/K_F puisque :

$$k_{rw}(\theta_o) = r^* \quad (18b)$$

Les valeurs de $f_w(\theta_o)$ et $\mu_r(\theta_o)$ sont déduites de leurs définitions dans les équations (3a) et (3b). De plus :

$$X_i = \left[\frac{h_{ceC}}{H_{eF} - Df_w(\theta_o)} \right] P_C/M_C \quad (19)$$

SOLUTION

La solution est explicite pour le temps et de la forme :

$$\frac{t - t_i}{\Phi_F - \theta_o} = \left(\frac{h_{ceC}}{K_C}\right) \alpha \rho \left[\frac{H_{eF} - Df_w(\theta_o)}{h_{ceC}} - X^{-M_C/P_C} \right] + \frac{\beta}{a} \left(\frac{h_{ceC}}{K_C}\right) (A_L + DA_L) \ln \left(\frac{r}{r - aK_C Z} \right) \quad (20)$$

avec :

$$\alpha = \frac{K_C}{br + X_i [(cr + abK_C) + acK_C X_i]} \quad (21a)$$

$$\beta = \frac{a^2 K_C^2}{(abK_C - cr)(r + aK_C X_i)} \quad (21b)$$

$$\frac{\omega}{\beta} = \frac{r + aK_C X_i}{abK_C - cr} \quad (21c)$$

et

$$DA_L = \frac{Lr}{aK_C h_{ceC}} \left(1 + \frac{c\omega}{\beta} \right) + c \frac{\omega}{\beta} B_L \quad (21d)$$

APPLICATION

La méthode présentée a été incorporée dans un logiciel. À partir des résultats numériques obtenus par ce logiciel, on a pu tracer plusieurs figures qui traduisent l'évolution des variables en fonction du temps. Auparavant il faut définir les données de départ.

DONNÉES

Les paramètres pour le sol fin sont : $\theta_{rF} = 0,2$, $\Phi_F = 0,5$, $p_F = 11$, $h_{ceF} = 400$ mm, $M_F = 4$ et $K_F = 2$ mm par an.

Pour le sol grossier les mêmes paramètres ont pour valeurs : $\theta_{rC} = 0,1$, $\Phi_C = 0,4$, $p_C = 5$, $h_{ceC} = 20$ mm, $M_C = 1$ et $K_C = 20$ mm par an.

On a choisi pour l'épaisseur du sol fin $D = 2$ mètres. Pour le rapport des viscosités $\frac{\mu_w}{\mu_a}$ on a pris 50.

Pour le flux infiltré permanent dans la couche supérieure on a pris $r = 0,2$ mm par an. Ce chiffre n'a pas été pris au hasard. C'est l'estimation de la recharge pour la montagne Yucca au Nevada, États-Unis d'Amérique, à l'intérieur de laquelle on va sans doute stocker des déchets radioactifs à haute intensité. Nous ne connaissons pas la précision de cette estimée !

Remarquons que si les vitesses (r , K_F , K_C) étaient données en mm par « période » (année, mois, semaine, jour, heure) les résultats ne seraient numériquement pas changés. Il suffirait de remplacer le mot année sur l'échelle des temps dans les figures par mois, semaine, etc.

RÉSULTATS

La figure 3 donne l'évolution du pourcentage du flux transmis en fonction du temps. Bien qu'il y ait flux transmis dès le début le pourcentage reste très faible pendant longtemps. La transmission s'accélère vers les années 130-140. La transmission atteint 50 % vers l'année 160 et 100 % vers l'année 250. La figure 4 montre l'évolution du front réfléchi et la figure 5 montre celle du front mouillant dans le sol grossier.

Dans le cas de la figure 4 l'élévation du front réfléchi croit linéairement avec le temps jusque vers les années 130-140, ce qui correspond au fait que jusque là, il n'y avait pratiquement pas de flux transmis dans le sol grossier.

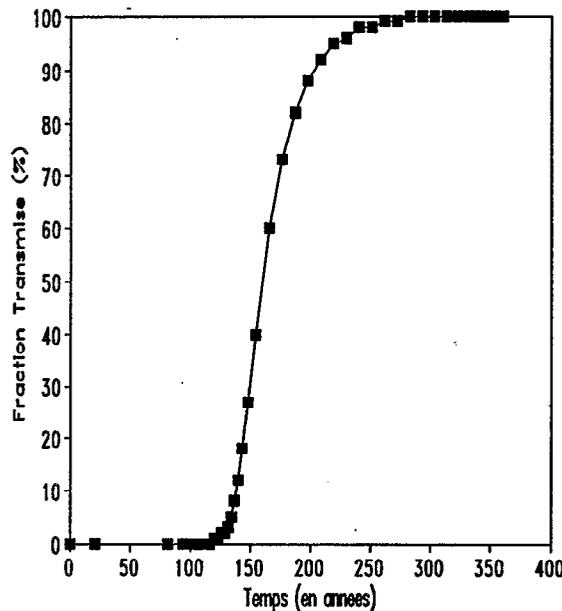


FIG. 3. — Évolution du pourcentage du flux transmis en fonction du temps.

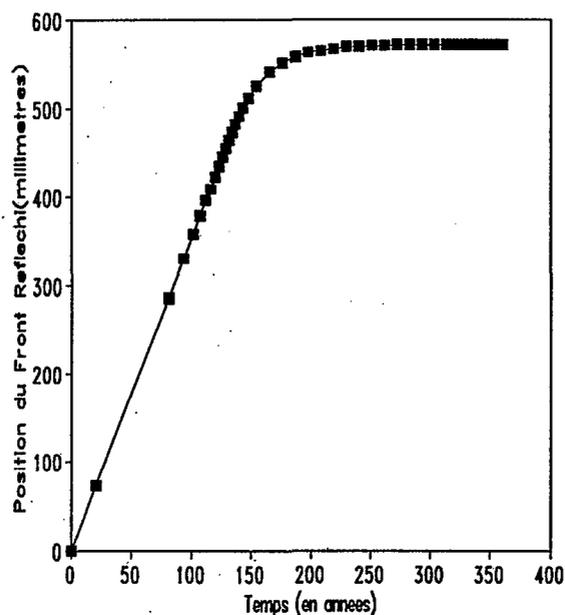


FIG. 4. — Évolution de la position du front réfléchi en fonction du temps.

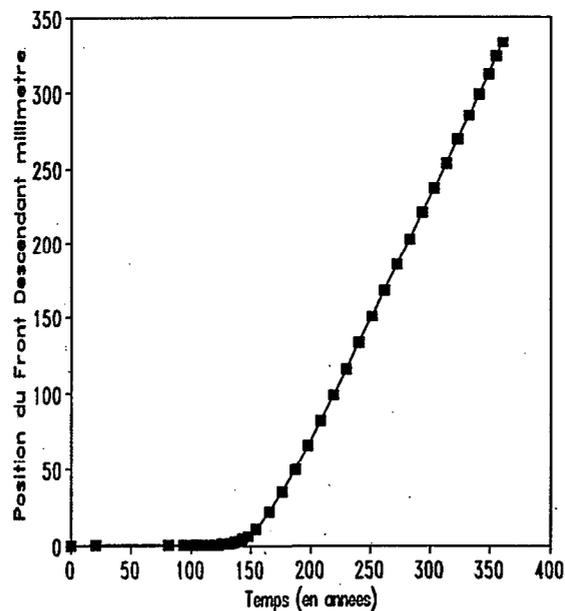


FIG. 5. — Évolution de la position du front mouillant en fonction du temps.

DISCUSSION

Il est clair que les différents paramètres donnent à la courbe du flux transmis une forme bien caractéristique. Au départ la courbe ne dévie pas de l'axe des temps de manière significative pour une durée appréciable (120 ans sur la figure 3). Puis le processus s'accélère et la fraction évoluée de 20 à 80 % en 40 ans. Il faut encore 100 ans pour qu'elle atteigne pratiquement la valeur 100 %. En première approximation grossière on pourrait réduire la réponse à

un palier, avec valeur zéro pour 160 ans et un ensuite. Même dans ce cas, il faudrait tout de même définir un critère physique pour choisir le moment (160 ans) où la fraction passe de 0 à 1.

Dans la profession, il semble exister une croyance en l'existence d'un seuil au-dessous duquel aucun flux n'est transmis. Pourtant on n'a jamais démontré ce phénomène de manière rigoureuse à partir de principes physiques. On dit parfois que l'eau ne pénétrera le sol grossier que pour une succion nulle à l'interface. On a montré ici que ce n'était pas le cas. La figure 6 montre l'évolution de la succion dans le temps. On a dit aussi que l'eau ne pénétrerait pas le sol grossier tant que la hauteur d'eau accumulée z_{rf} n'excéderait pas la pression d'entrée du sol fin. Dans le cas étudié, il est vrai qu'il n'y a pas d'écoulement significatif pour z_{rf} inférieur à 400 mm, la pression d'entrée. Néanmoins, quand la valeur z_{rf} est 200 mm, la valeur du flux transmis est faible mais pas nulle. Les règles variées pour la pénétration de l'eau dans le sol grossier ont été développées dans le passé de manière empirique à partir d'observations expérimentales. Bien que ces règles aient un certain mérite, les résultats de cette étude suggèrent qu'elles ne rendent pas compte à fond de la réalité complexe de cet effet de barrière capillaire. Ces règles ne devraient pas uniquement dépendre des propriétés du sol fin, mais aussi de celles de sol grossier. Pour des contrastes peu marqués ces règles peuvent induire fortement en erreur.

L'épaisseur du sol de la surface à l'interface joue un rôle dans le processus de transmission. En particulier, si D et/ou r est important et par suite $Df_w(\theta_0)$ est supérieur à H_{cf} , il y aura transmission de flux non négligeable au moment de l'impact du front mouillant descendant à l'interface. Il n'y aura pas d'effet de barrière du tout. Physiquement si $Df_w(\theta_0)$ est grand par rapport à H_{cf} cela veut dire qu'il y a plus de poids d'eau dans le sol au moment de l'impact que la succion capillaire efficace du sol fin peut retenir en équilibre statique. Il faut qu'une partie de l'eau draine immédiatement dans le sol grossier. La théorie présentée ici ne s'applique pas dans ce cas, car elle suppose un contraste de propriétés des sols bien marqué qui justifie l'hypothèse que le flux transmis est nul au temps zéro. Dans le cas d'un contraste peu marqué, il faut modifier la théorie (MOREL-SEYTOUX, 1992).

CONCLUSIONS

Il est très facile d'exploiter la solution analytique présentée dans cet article. C'est un avantage sur les méthodes numériques et c'est intrinsèquement plus précis.

La solution a bien des applications. Elle sera utile pour l'étude de projets de dépôt de déchets radioactifs ou autres. Elle est utile en hydrologie traditionnelle pour la description du processus de ruissellement et des écoulements hypodermiques. De plus, l'approche peut être combinée avec des schémas numériques jamais performants dans les zones où la solution est singulière (c'est-à-dire où les gradients sont très forts). Finalement comme la solution est analytique et explicite, on peut facilement incorporer l'influence du caractère aléatoire de certains paramètres sur le comportement de la solution.

Une dernière application consistera à tester le comportement de modèles numériques dans cette zone singulière qu'est l'interface. La plupart des modèles numériques font une espèce de cuisine (moyennage pondéré des conductivités, moyennage pondéré des gradients de pression de part et d'autre de l'interface) avec des coefficients arbitraires qui ne sont pas reliés aux aspects physiques du problème. On pourra par simulation relier ces poids (ou tout au moins essayer) aux paramètres physiques du problème.

Par contre, la théorie ne s'applique que si le contraste de propriété des deux sols est marqué (le cas étudié) qui se traduit numériquement par le fait que le paramètre a est inférieur à 1,01.

Pour le cas étudié (fig. 3 à 6) sa valeur est 1,000006. Une théorie plus complète a été développée pour le cas de contrastes moins marqués (MOREL-SEYTOUX, 1992). Par exemple dans le cas de la figure 7 les données sont les mêmes que pour le cas précédent sauf que h_{cc} : 200 mm, seulement la moitié de h_{cf} . A l'instant zéro 55 % du flux incident est immédiatement transmis !

La valeur de a dans ce cas serait de 2,2 bien supérieur à 1,01.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier M. Mahmood NACHABE, candidat au doctorat à Colorado State University, pour le développement du logiciel et son exploitation, également Hélène LUBES collègue de l'Orstom pour avoir relu cet article et suggéré certains changements et enfin Brigitte JEANNY, secrétariat du laboratoire d'Hydrologie, pour la frappe de l'article.

Manuscrit accepté par le Comité de rédaction le 10 octobre 1992

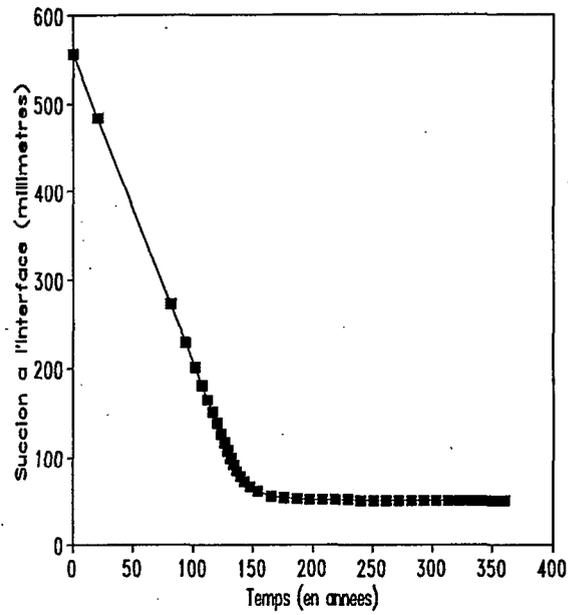


FIG. 6. — Évolution de la succion à l'interface en fonction du temps.

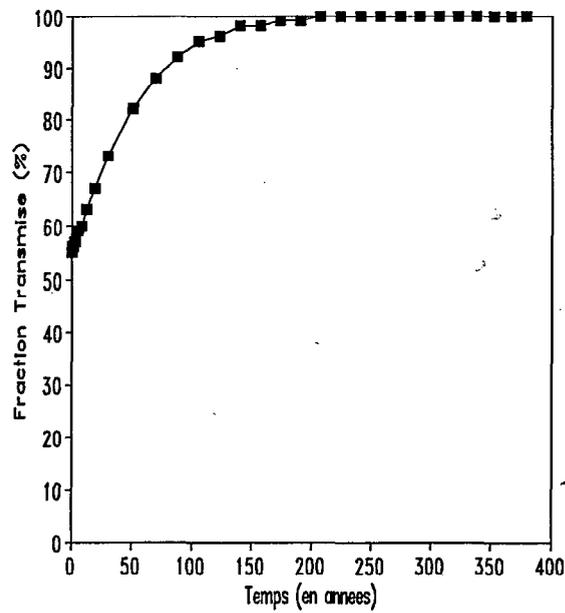


FIG. 7. — Évolution de la fraction transmise en fonction du temps.

BIBLIOGRAPHIE

- COREY (A.T.), 1977. — *Mechanics of heterogeneous fluids in porous media*. Water Resources Publications, Fort Collins, Colorado.
- MOREL-SEYTOUX (H.J.), 1973. — Pour une théorie réformée de l'infiltration : Comment ? *Cah. Orstom, sér. Hydrol.*, vol. X, n° 3, 199-209.
- MOREL-SEYTOUX (H.J.), 1987. — Multiphase flows in porous media. In : NOVAK P. (éd.) *Developments in Hydraulic Engineering*, vol. 4. Elsevier Applied Science, Londres, p. 103.
- MOREL-SEYTOUX (H.J.), 1991. — *The Capillary barrier effect at the interface of two soil layers with a sharp contrast in properties*. Hydrowar Reports Division, N° 91.5, Hydrology Days Publications, 57 Selby Lane, Atherton, California 94027-3926.
- MOREL-SEYTOUX (H.J.), 1992. — *The capillary barrier effect at the interface of two soil layers with some contrast in properties*. Hydrowar Reports Division, n° 92.4, Hydrology Days Publications, 57 Selby Lane, Atherton, California 94027-3926.
- MOREL-SEYTOUX (H.J.), KHANJI (J.), 1974. — Derivation of an equation of infiltration. *Water Resour. Res. Jour.*, 10 (4) : 795-800.
- MOREL-SEYTOUX (H.J.), BILLICA (J.A.), 1985-a. — A two-phase numerical model for prediction of infiltration : application to a semi-infinite soil column. *Water Resour. Res. Jour.*, 21 (4) : 607-615.
- MOREL-SEYTOUX (H.J.), BILLICA (J.A.), 1985-b. — A two-phase numerical model for prediction of infiltration : case of an impervious bottom. *Water Resour. Res. Jour.*, vol. 21, n° 9, September, 1389-1396.