

Présentation générale des modèles de migration

Dans ce chapitre, nous présentons de manière générale les modèles de type "Darcy", puis les modèles simplifiés de type "ray-tracing" et "invasion percolation".

4.1 Modèles de type "Darcy"

La migration darcéenne suppose que le déplacement des hydrocarbures s'effectue conformément à la loi de Darcy étendue aux fluides polyphasiques (Bear, 1972; Marle, 1972). Elle est contrôlée par la gravité, le champ de pression et la pression capillaire. Ce type de migration est simulé en résolvant des équations aux dérivées partielles ; le traitement numérique du système d'équations obtenu est généralement considéré comme complexe et coûteux en temps calcul (Schneider, 2003).

4.1.1 Modèle continu

4.1.1.1 Loi de Darcy

On rappelle que la loi de Darcy, fondée sur des résultats expérimentaux mesurant le débit d'eau qui s'écoule à travers un échantillon de milieu poreux, s'exprime de la façon suivante (cf. paragraphe 3.1.2.1) :

$$\vec{U} = -\frac{K}{\mu} \vec{\nabla} P$$

Où,

\vec{U} est la vitesse de Darcy ou vitesse de filtration permettant de calculer le débit d'eau (m/s),

K est la perméabilité de la roche (m²),

μ est la viscosité du fluide Newtonien (Pa.s),

P est la pression (Pa).

D'un point de vue théorique il a été prouvé que la loi de Darcy n'est pas une loi constitutive mais une forme simplifiée du modèle de Navier-Stokes homogénéisé (Hubbert, 1956; Irmay, 1958; Bear, 1972;

Whitaker, 1986). Le coefficient $\frac{K}{\mu}$ est un terme visqueux dû au frottement à l'interface solide-fluide. De

plus, afin de généraliser la loi de Darcy aux écoulements polyphasiques, la manière la plus simple est de supposer que chaque phase fluide maintient un réseau de passages ; le fluide mouillant dans les pores les plus larges, avec un frottement entre le fluide et le solide (Bear, 1972).

En plus des trois processus précédemment mentionnés (la flottabilité, les forces capillaires et les gradients de pression), l'extension de la loi de Darcy aux écoulements polyphasiques en milieu poreux utilise la notion de perméabilité relative. En diphasique, ce terme de correction du tenseur de perméabilité traduit la réduction de perméabilité offerte à l'écoulement d'un fluide du fait de la présence de l'autre fluide au sein du milieu poreux : les deux fluides se gênent mutuellement (Guérillot et Kalaydjian, 1988).

L'adaptation de la loi de Darcy pour les écoulements diphasiques s'écrit sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{U}_w = -\frac{\overline{\overline{K}}K r_w}{\mu_w} (\vec{\nabla} P_w - \rho_w \vec{g}) \\ \vec{U}_o = -\frac{\overline{\overline{K}}K r_o}{\mu_o} (\vec{\nabla} (P_w + Pc) - \rho_o \vec{g}) \end{array} \right.$$

où,

\vec{U}_α est la vitesse de Darcy de la phase α (m/s),

$\overline{\overline{K}}$ est le tenseur de perméabilité intrinsèque du milieu poreux (m^2),

Kr_α est la perméabilité relative,

μ_α est la viscosité de la phase α (Pa.s),

P_w est la pression de la phase eau (Pa),

Pc est la pression capillaire (Pa),

ρ_α est la densité de la phase α (kg/m^3),

\vec{g} est le vecteur accélération de la pesanteur (m/s^2),

w réfère à la phase eau et o à la phase hydrocarbure.

La loi de Darcy généralisée peut être appliquée à la modélisation de bassins sédimentaires, dès lors qu'on admet que le déplacement des hydrocarbures et celui de l'eau se produisent dans des phases séparées pour les migrations primaire et secondaire (Durand, 1988; Ungerer et al., 1990; Burrus, 1997).

4.1.1.2 Lois de conservation

Les simulateurs de bassin résolvent généralement simultanément la loi de Darcy généralisée aux écoulements polyphasiques, les équations de conservation de la masse du solide et des fluides, ainsi qu'une loi de compaction. Nous décrivons ci-dessous un système d'équations traduisant la conservation des espèces dans le bassin dans le cas diphasique (eau et huile) ainsi que l'équilibre mécanique traduisant la compaction des couches sédimentaires.

Conservation de la masse d'eau : $\frac{\partial}{\partial t} (\rho_w S_w \phi) + \text{div} (\rho_w S_w \phi \vec{V}_w) = \rho_w q_w$

Conservation de la masse d'huile : $\frac{\partial}{\partial t} (\rho_o S_o \phi) + \text{div} (\rho_o S_o \phi \vec{V}_o) = \rho_o q_o$

Equilibre mécanique : $\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = (\phi \rho_f + (1 - \phi) \rho_s) g$

où :

S_w et S_o sont les saturations des phases fluides qui vérifient : $\sum_{\alpha=w,o} S_\alpha = 1$ (relation de fermeture des saturations),

ρ_α est la densité de la phase $\alpha \in \{s, w, o\}$ ($s =$ solide, $w =$ eau, $o =$ huile) (kg/m^3),

ρ_f est la densité moyenne du fluide définie par : $\rho_f = \rho_w S_w + \rho_o S_o$,

φ est la porosité du milieu,

\vec{V}_α est la vitesse de la phase $\alpha \in \{w, o\}$ (m/s),

q_w est le terme source en eau (lié à la sédimentation ou à l'érosion) (s^{-1}),

q_o est le terme source en huile (s^{-1}),

σ_z est la contrainte totale, supposée verticale (Pa),

g est la valeur algébrique de la pesanteur.

Remarque. L'équilibre mécanique est décrit uniquement dans la direction verticale, donc principalement valable dans des régimes tectoniques d'extension. L'absence de la prise en compte de la contrainte horizontale peut avoir comme conséquence dans certains cas une mauvaise approximation du champ de pression et une estimation erronée des quantités d'hydrocarbures dans les réservoirs.

4.1.1.3 Problème continu

La modélisation d'un écoulement diphasique isotherme se traduit par un système composé des équations suivantes:

- conservation de la masse d'eau et d'huile,
- loi de Darcy pour la phase eau et la phase huile,
- équilibre mécanique,
- loi de rhéologie (cf. annexe C),
- loi de fermeture sur les saturations.

La formulation mathématique du problème considéré, que l'on désignera par "modèle de Darcy continu" dans ce document, est la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_w S_w \varphi) + \text{div}(\rho_w S_w \varphi \vec{V}_w) = \rho_w q_w \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_o S_o \varphi) + \text{div}(\rho_o S_o \varphi \vec{V}_o) = \rho_o q_o \\ \vec{U}_w = \varphi S_w (\vec{V}_w - \vec{V}_s) = -\frac{\overline{K} K r_w}{\mu_w} (\vec{\nabla} P_w - \rho_w \vec{g}) \\ \vec{U}_o = \varphi S_o (\vec{V}_o - \vec{V}_s) = -\frac{\overline{K} K r_o}{\mu_o} (\vec{\nabla} (P_w + P_c) - \rho_o \vec{g}) \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = (\varphi \rho_f + (1 - \varphi) \rho_s) g \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\beta(\varphi, \sigma) \frac{\partial \sigma}{\partial t} - a(\varphi, \sigma) \sigma \\ \sum_{\alpha=w,o} S_\alpha = 1 \end{array} \right.$$

Les fonctions β et a sont définies dans l'annexe C.

Remarque. Les deux équations de conservation de la masse considérées sont de type parabolique par rapport à la pression. La pression est continue; cependant le gradient de pression est discontinu du fait de la discontinuité des perméabilités provenant de l'hétérogénéité du milieu.

Dans le cas où la pression capillaire est nulle, ces équations de conservation sont de type hyperbolique non linéaire par rapport à la saturation. Des discontinuités, liées à la présence de deux phases distinctes, peuvent donc apparaître et se propager. Pour qu'elles ne soient pas visibles à l'échelle des maillages utilisés, il faut que la pression capillaire induise un terme de diffusion suffisamment important, ce qui n'est pas toujours le cas (Faille, 1992).

4.1.2 Discrétisation du modèle

La loi de Darcy est classiquement couplée avec un modèle de pression-compaction. Ceci signifie que non seulement le calcul de migration des hydrocarbures dépend du calcul de pression-compaction, mais aussi que la résolution de la pression/compaction a une influence sur le calcul de migration. Afin de résoudre le système d'équations décrit dans le paragraphe 4.1.1.3, les méthodes de différences finies, d'éléments finis ou de volumes finis sont utilisées pour la discrétisation en espace. Différents schémas temporels sont aussi employés pour les équations de transport : le schéma Impes avec un traitement implicite pour le calcul de pression-compaction et un autre explicite pour toutes les autres inconnues ; le schéma Impims fondé sur un traitement implicite pour toutes les inconnues (Wolf et al., 2011). Ces deux stratégies temporelles résolvent de manière séquentielle en deux étapes différentes les équations de pression-compaction et les équations de transport. Au contraire, avec le schéma Fully Implicit, on doit résoudre un système couplé d'équations non linéaires pour la pression et la saturation d'hydrocarbures.

Tous ces schémas ont différents avantages et inconvénients (Wolf et al., 2011), mais dans tous les cas, accomplir une simulation avec un modèle darcyéen complet est coûteux en temps calcul. En effet, pour traiter la non-linéarité des équations, on utilise classiquement un schéma de Newton. La convergence de ce schéma peut, dans certains cas, être difficilement atteinte et causer la diminution du pas de temps, particulièrement lorsqu'une grande quantité d'hydrocarbures migre rapidement. A chaque itération de Newton, la résolution du système linéaire représente une part très importante du temps de calcul (Willien et al., 2009). La gestion des pas de temps dépend aussi des fortes hétérogénéités des propriétés des fluides. Néanmoins, les techniques de parallélisations ainsi que l'utilisation de préconditionneurs spécifiques pour le solveur (Scheichl et al., 2003) peuvent améliorer le temps de calcul de l'approche darcyéenne (Requena et al., 2005).

Dans la suite de ce paragraphe, nous détaillons la discrétisation en espace et en temps des équations du modèle darcyéen pour un écoulement diphasique. Nous nous plaçons dans le cas d'une discrétisation en espace à l'aide de la méthode des volumes finis centrés sur les mailles (Eymard et al., 2000) et nous décrivons le schéma Fully Implicit.

Nous partons du système d'équations décrit dans le paragraphe 4.1.1.3. En ce qui concerne les conditions aux limites, sur le bord supérieur du domaine, la contrainte totale et la pression sont imposées, égales à la somme de pression atmosphérique et de la pression exercée par le poids de la colonne d'eau représentant le niveau de la mer. De plus, la saturation d'eau est imposée à 1. Sur les autres bords du domaine, on impose des conditions de flux d'eau et d'huile nuls.

Comme conditions initiales, on considère que la saturation d'huile est nulle et que la pression et la contrainte totale sont égales à la pression hydrostatique.

4.1.2.1 Discrétisation en espace

Nous discrétisons les équations de cette manière :

On note Ω_k une maille du domaine considéré et l'indice α désigne par la suite une phase avec la convention $\alpha = w$ pour la phase eau, $\alpha = o$ pour la phase huile et $\alpha = s$ pour la phase solide.

Le maillage est associé à la matière solide et se déplace à la vitesse \vec{V}_s .

Dans la suite de ce paragraphe, on note :

- $\rho_{\alpha,k}$ la densité de la phase α de la maille Ω_k ,
- $Kr_{\alpha,k}$ la perméabilité relative de la phase α de la maille Ω_k ,
- $\mu_{\alpha,k}$ la viscosité de la phase α de la maille Ω_k ,
- $S_{\alpha,k}$ la saturation de la phase α de la maille Ω_k ,
- $P_{\alpha,k}$ la pression de la phase α de la maille Ω_k ,
- φ_k la porosité de la maille Ω_k ,
- z_k la profondeur de la maille Ω_k ,
- hr_k la hauteur réelle de la maille Ω_k ,
- σ_k la contrainte effective de la maille Ω_k ,
- $\sigma_{z,k}$ la contrainte totale de la maille Ω_k ,
- $d_{k,k'}$ la distance séparant les centres de la maille Ω_k et de sa voisine $\Omega_{k'}$,
- L_k l'ensemble des mailles voisines de la maille Ω_k ,
- δ_l une interface entre la maille Ω_k et une de ses mailles voisines.

Equations de conservation de la masse

Les équations de conservation de la masse d'eau et d'huile sont intégrées sur chaque élément Ω_k :

$$\int_{\Omega_k} \frac{\partial(\rho_\alpha S_\alpha \varphi)}{\partial t} d\omega + \int_{\Omega_k} \text{div}(\rho_\alpha S_\alpha \varphi \vec{V}_\alpha) d\omega = \int_{\Omega_k} \rho_\alpha q_\alpha d\omega$$

L'élément Ω_k est lié au solide et se déplace à la vitesse \vec{V}_s , on a la relation :

$$\int_{\Omega_k} \frac{\partial(\rho_\alpha S_\alpha \varphi)}{\partial t} d\omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega_k} \rho_\alpha S_\alpha \varphi d\omega - \int_{\Omega_k} \text{div}(\rho_\alpha S_\alpha \varphi \vec{V}_s) d\omega$$

On obtient alors :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_k} \rho_\alpha S_\alpha \varphi d\omega + \int_{\Omega_k} \text{div}(\rho_\alpha S_\alpha \varphi (\vec{V}_\alpha - \vec{V}_s)) d\omega = \int_{\Omega_k} \rho_\alpha q_\alpha d\omega$$

Utilisant ensuite la formule de Green, $\int_{\Omega_k} \text{div}(u) d\omega = \int_{\partial\Omega_k} u \cdot \vec{n}_k d\gamma$ et la définition de la vitesse de Darcy

de la phase α , $\vec{U}_\alpha = \varphi S_\alpha (\vec{V}_\alpha - \vec{V}_s) = -\frac{KKr_\alpha}{\mu_\alpha} (\vec{\nabla} P_\alpha - \rho_\alpha \vec{g})$ avec $P_o = P_w + P_c$,

on aboutit à :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_k} \rho_\alpha S_\alpha \varphi d\omega + \int_{\partial\Omega_k} \rho_\alpha \vec{U}_\alpha \cdot \vec{n}_k d\gamma = \int_{\Omega_k} \rho_\alpha q_\alpha d\omega \quad \text{où } \vec{n}_k \text{ est la normale extérieure à } \Omega_k$$

Remarque. Pour que l'utilisation de la loi de Darcy soit valable, la vitesse \vec{V}_s doit être la vitesse de déplacement du solide qui normalement est reliée à la porosité par l'équation de conservation du solide : $\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s \phi) + \text{div}(\rho_s \phi \vec{V}_s) = 0$. Or, en pratique, le déplacement des mailles Ω_k au cours du temps est calculé préalablement à partir d'une étape de restauration de la géométrie du bassin.

Le terme de masse est approché de la manière suivante :

$$\int_{\Omega_k} \rho_\alpha S_\alpha \phi \, d\omega = |\Omega_k| \rho_{\alpha,k} S_{\alpha,k} \phi_k$$

De même, le terme source est approché par :

$$\int_{\Omega_k} \rho_\alpha q_\alpha \, d\omega = |\Omega_k| \rho_{\alpha,k} q_{\alpha,k}$$

Pour les flux, on a $\int_{\partial\Omega_k} \rho_\alpha \vec{U}_\alpha \cdot \vec{n}_k \, d\gamma = \sum_{l \in L_k} \int_{\delta_l} \rho_\alpha \vec{U}_\alpha \cdot \vec{n}_k \, d\gamma$ et on utilise des valeurs moyennées appropriées sur chaque interface δ_l entre la maille Ω_k et une de ses mailles voisines $\Omega_{k'}$:

On note :

$\rho_{\alpha,l}$ la densité de la phase α sur l'interface δ_l , approchée par une moyenne arithmétique :

$$\rho_{\alpha,l} = \frac{\rho_{\alpha,k} + \rho_{\alpha,k'}}{2},$$

\bar{K}_l la perméabilité de l'interface δ_l , moyenne harmonique des perméabilités des deux mailles adjacentes Ω_k et $\Omega_{k'}$,

$P_{\alpha,l}$ la pression de la phase α sur l'interface δ_l et $\bar{\nabla} P_{\alpha,l} \cdot \vec{n}_k$ est approché par : $\bar{\nabla} P_{\alpha,l} \cdot \vec{n}_k = \frac{P_{\alpha,k} - P_{\alpha,k'}}{d_{k,k'}}$,

$\eta_{\alpha,l}$ la mobilité de la phase α sur l'interface δ_l , égale à la mobilité de la maille "amont" suivant le sens du gradient de pression à l'interface, définie par :

$$\eta_{\alpha,l} = \begin{cases} \frac{Kr_{\alpha,k}(S_{\alpha,k})}{0.5(\mu_{\alpha,k} + \mu_{\alpha,k'})} \text{ si } (\bar{\nabla} P_{\alpha,l} - \rho_{\alpha,l} \vec{g}) \cdot \vec{n}_k > 0 \\ \frac{Kr_{\alpha,k'}(S_{\alpha,k'})}{0.5(\mu_{\alpha,k} + \mu_{\alpha,k'})} \text{ sinon} \end{cases}$$

A_l la surface d'échange entre les mailles Ω_k et $\Omega_{k'}$,

$\psi_{\alpha,k,l}$, le potentiel défini par : $\psi_{\alpha,k,l} = P_{\alpha,k} - \rho_{\alpha,l} g z_k$.

Avec toutes ces notations, le terme de flux admet comme approximation :

$$\sum_{l \in L_k} \int_{\delta_l} \rho_\alpha \vec{U}_\alpha \cdot \vec{n}_k \, d\gamma = \sum_{l \in L_k} \rho_{\alpha,l} \frac{A_l \bar{K}_l \eta_{\alpha,l}}{d_{k,k'}} (\psi_{\alpha,k,l} - \psi_{\alpha,k',l})$$

L'équation de conservation de la masse de la phase $\alpha \in \{w, o\}$ est donc approchée par :

$$\frac{d}{dt} \left(|\Omega_k| \rho_{\alpha,k} S_{\alpha,k} \varphi_k \right) + \sum_{l \in L_k} \rho_{\alpha,l} \frac{A_l \overline{K_l} \eta_{\alpha,l}}{d_{k,k'}} (\psi_{\alpha,k,l} - \psi_{\alpha,k',l}) = |\Omega_k| \rho_{\alpha,k} q_{\alpha,k}$$

Equation de l'équilibre mécanique

L'équation de l'équilibre mécanique est intégrée entre les deux centres des mailles Ω_k et Ω_{k+1} où Ω_{k+1} est la maille située au dessus de Ω_k suivant la même colonne verticale :

$$\int_{z_{k+1}}^{z_k} \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} dz = \int_{z_{k+1}}^{z_k} (\varphi \rho_f + (1-\varphi) \rho_s) g dz$$

Le premier membre de l'équation est approché par :

$$\int_{z_{k+1}}^{z_k} \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} dz = \sigma_{z,k} - \sigma_{z,k+1}$$

Pour le deuxième membre, on a :

$$\int_{z_{k+1}}^{z_k} (\varphi \rho_f + (1-\varphi) \rho_s) g dz = \int_{z_{k+1}}^{z_{k+\frac{1}{2}}} (\varphi \rho_f + (1-\varphi) \rho_s) g dz + \int_{z_{k+\frac{1}{2}}}^{z_k} (\varphi \rho_f + (1-\varphi) \rho_s) g dz$$

L'intégrale $\int_{z_{k+\frac{1}{2}}}^{z_k} (\varphi \rho_f + (1-\varphi) \rho_s) g dz$ peut avoir pour approximation W_k défini par :

$$W_k = h r_k (\varphi_k \rho_{w,k} + (1-\varphi_k) \rho_s) g$$

Le deuxième membre de l'équation est alors approché par :

$$\int_{z_{k+1}}^{z_k} (\varphi \rho_f + (1-\varphi) \rho_s) g dz = \frac{1}{2} (W_{k+1} + W_k)$$

On obtient ainsi l'approximation suivante :

$$\sigma_{z,k} - \sigma_{z,k+1} = \frac{1}{2} (W_{k+1} + W_k)$$

Equation de la loi rhéologique

Cette équation ne contient aucune dérivée spatiale, on obtient donc au centre de chaque maille Ω_k :

$$\frac{d\varphi_k}{dt} = -\beta_k \frac{d\sigma_k}{dt} - a_k \sigma_k \quad \text{où } a_k = a(\varphi_k, \sigma_k) \text{ et } \beta_k = \beta(\varphi_k, \sigma_k)$$

Système discrétisé en espace obtenu :

En tenant compte des conditions aux limites, on obtient donc le système suivant pour $(k=0, \dots, N-1)$ dont les inconnues sont s_w , s_o , p , σ_z et φ avec $s_w = (S_{w,0}, \dots, S_{w,N-1})^T$, $s_o = (S_{o,0}, \dots, S_{o,N-1})^T$,

$$p = (P_{w,0}, \dots, P_{w,N-1})^T, \quad \sigma_z = (\sigma_{z,0}, \dots, \sigma_{z,N-1})^T \text{ et } \varphi = (\varphi_0, \dots, \varphi_{N-1})^T :$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \left(|\Omega_k| \rho_{w,k} S_{w,k} \varphi_k \right) + \sum_{l \in L_k} \rho_{w,l} \frac{A_l \overline{K_l} \eta_{w,l}}{d_{k,k'}} (\psi_{w,k,l} - \psi_{w,k',l}) = |\Omega_k| \rho_{w,k} q_{w,k} \\ \frac{d}{dt} \left(|\Omega_k| \rho_{o,k} S_{o,k} \varphi_k \right) + \sum_{l \in L_k} \rho_{o,l} \frac{A_l \overline{K_l} \eta_{o,l}}{d_{k,k'}} (\psi_{o,k,l} - \psi_{o,k',l}) = |\Omega_k| \rho_{o,k} q_{o,k} \\ \sigma_{z,k} - \sigma_{z,k+1} = \frac{1}{2} (W_{k+1} + W_k) \\ \frac{d\varphi_k}{dt} = -\beta_k \frac{d\sigma_k}{dt} - a_k \sigma_k \\ S_{w,k} + S_{o,k} = 1 \end{array} \right.$$

4.1.2.2 Discrétisation en temps

Après avoir fait la discrétisation en espace ainsi que la substitution $S_{w,k} = 1 - S_{o,k}$, on utilise un schéma d'Euler implicite pour la discrétisation temporelle. On définit une suite de pas de temps Δt^n et de temps $t^{n+1} = t^n + \Delta t^n$, pour $(n=0,1,\dots)$ où u^n correspond à la valeur de u au temps t^n . Puis on approche les dérivées en temps par des différences finies entre les temps t^n et t^{n+1} , et on évalue les termes restants au temps t^{n+1} .

Partant des conditions initiales connues à t^0 , on peut ainsi calculer itérativement une approximation des inconnues S_0 , P_w , σ_z et φ au temps t^{n+1} en résolvant le système couplé suivant de $4N^{n+1}$ équations non-linéaires pour les inconnues s^{n+1} , p^{n+1} , σ_z^{n+1} et φ^{n+1} avec $s^{n+1} = (S_{o,0}^{n+1}, \dots, S_{o,N-1}^{n+1})^T$, $p^{n+1} = (P_{w,0}^{n+1}, \dots, P_{w,N-1}^{n+1})^T$, $\sigma_z^{n+1} = (\sigma_{z,0}^{n+1}, \dots, \sigma_{z,N-1}^{n+1})^T$, $\varphi^{n+1} = (\varphi_0^{n+1}, \dots, \varphi_{N-1}^{n+1})^T$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{M_{w,k}^{n+1} - M_{w,k}^n}{\Delta t^{n+1}} + \sum_{l \in L_k} F_{w,l}^{n+1} = Q_{w,k}^{n+1} \\ \frac{M_{o,k}^{n+1} - M_{o,k}^n}{\Delta t^{n+1}} + \sum_{l \in L_k} F_{o,l}^{n+1} = Q_{o,k}^{n+1} \\ \sigma_{z,k}^{n+1} - \sigma_{z,k+1}^{n+1} = \frac{1}{2} (W_{k+1}^{n+1} + W_k^{n+1}) \\ \frac{\varphi_k^{n+1} - \varphi_k^n}{\Delta t^{n+1}} = -\beta_k^n \frac{\sigma_k^{n+1} - \sigma_k^n}{\Delta t^{n+1}} - a_k^n \sigma_k^{n+1} \end{array} \right.$$

où :

$$M_{w,k}^{n+1} = \left(|\Omega_k| \rho_{w,k} (1 - S_{o,k}) \varphi_k \right)^{n+1} \text{ et } M_{o,k}^{n+1} = \left(|\Omega_k| \rho_{w,k} S_{o,k} \varphi_k \right)^{n+1}$$

$$F_{\alpha,l}^{n+1} = \rho_{\alpha,l}^n \frac{A_l^{n+1} \overline{K_l} \eta_{\alpha,l}^{n+1}}{d_{k,k'}^{n+1}} (\psi_{\alpha,k,l}^{n+1} - \psi_{\alpha,k',l}^{n+1}) \quad \forall \alpha \in \{w, o\}$$

$$Q_{\alpha,k}^{n+1} = |\Omega_k|^{n+1} \rho_{\alpha,k}^n q_{\alpha,k}^{n+1} \quad \forall \alpha \in \{w, o\}$$

$$W_k^{n+1} = h r_k^{n+1} \left(\varphi_k^{n+1} \rho_{w,k}^n + (1 - \varphi_k^{n+1}) \rho_s \right) g$$

$$a_k^n = a(\varphi_k^n, \sigma_k^n) \text{ et } \beta_k^n = \beta(\varphi_k^n, \sigma_k^n)$$

Les paramètres dépendant de la température (les densités, les viscosités et le terme source en huile) sont évalués à l'instant t^{n+1} avec une température calculée à l'instant t^n .

Remarque. La discrétisation des conditions aux limites ne pose pas de problème et n'est pas détaillée ici.

4.1.2.3 Résolution du système

Le système non-linéaire à résoudre à chaque pas de temps Δt^{n+1} peut s'écrire de façon condensée :

$$N(X^{n+1}) = 0$$

avec $X^{n+1} = (P_{w,k}^{n+1}, \sigma_{z,k}^{n+1}, \varphi_k^{n+1}, S_{o,k}^{n+1})_{k=0,\dots,N-1}^T$

et où :

$$N_k^T = \begin{pmatrix} N_{w,k} \\ N_{\sigma,k} \\ N_{\varphi,k} \\ N_{o,k} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (M_{w,k}^{n+1} - M_{w,k}^n) + \Delta t^{n+1} \left(\sum_{l \in L_k} F_{w,l}^{n+1} - Q_{w,k}^{n+1} \right) \\ \sigma_{z,k}^{n+1} - \sigma_{z,k+1}^{n+1} - \frac{1}{2}(W_{k+1}^{n+1} + W_k^{n+1}) \\ \varphi_k^{n+1} - \varphi_k^n + \beta_k^n (\sigma_k^{n+1} - \sigma_k^n) - \Delta t^{n+1} a_k^n \sigma_k^{n+1} \\ (M_{o,k}^{n+1} - M_{o,k}^n) + \Delta t^{n+1} \left(\sum_{l \in L_k} F_{o,l}^{n+1} - Q_{o,k}^{n+1} \right) \end{pmatrix}$$

Ce système est résolu en utilisant l'algorithme de Newton qui s'écrit à chaque pas de temps Δt^{n+1} :

- Initialisation de $X^{(0)}$ par X^n , calcul de $N(X^{(0)})$
- Résolution de l'itération m en $\delta X^{(m+1)} = X^{(m+1)} - X^{(m)}$ de $N(X^{(m)}) + \frac{\partial N}{\partial X}(X^{(m)}) \delta X^{(m+1)} = 0$
- Itération tant que le test d'arrêt n'est pas vérifié
- si convergence, on pose : $X^{n+1} = X^{(m+1)}$

Les critères d'arrêt (sur les résidus) sont : $\|N_w\|_\infty < \varepsilon_w$, $\|N_\sigma\|_\infty < \varepsilon_\sigma$, $\|N_\varphi\|_\infty < \varepsilon_\varphi$, $\|N_o\|_\infty < \varepsilon_o$ et $\|X^{(m)} - X^{(m+1)}\|_\infty < \varepsilon_x$

On peut exprimer la différentielle $\delta\varphi_k$ en fonction de $\delta P_{w,k}$ et $\delta\sigma_{z,k}$, ce qui permet d'éliminer la porosité du système à résoudre.

A chaque itération de la méthode de Newton, on résout un système linéaire en utilisant une méthode itérative du bi-gradient conjugué stabilisé (BiCGStab) préconditionnée par un algorithme de type ILU(0).

4.1.2.4 Améliorations

Avec le schéma Fully Implicit, on doit trouver, à chaque pas de temps, une solution d'un système d'équations non linéaires pour la pression/compaction et la saturation. L'algorithme de Newton, utilisé pour la linéarisation du système, peut amener à réduire le pas de temps de calcul afin de converger dans le cas par exemple de brusques variations de géométrie ou d'un apport important et soudain en hydrocarbures. De plus, le système linéaire a une très grande taille, il est fortement non-symétrique et très mal conditionné. C'est pourquoi afin d'avoir une solution itérative robuste, il est très important de trouver un préconditionneur adéquat (Scheichl et al., 2003; Willien et al., 2009).

Afin d'améliorer les performances en temps calcul, plusieurs directions ont été étudiées. L'une d'entre elles est l'utilisation du schéma Impims (Wolf et al., 2011) résolvant de manière découplée le problème de pression/compaction et celui du transport des hydrocarbures. Ceci permet de dissocier les difficultés du solveur pour la résolution de la pression/compaction de celles concernant la saturation d'hydrocarbures. Ce schéma apporte ainsi un gain significatif en temps de calcul tout en donnant, dans la majorité des cas, des résultats similaires à ceux du schéma Fully Implicit. En effet, les historiques de remplissage des pièges, les quantités d'hydrocarbures accumulées et les chemins de migration sont comparables.

Du fait du coût du temps de calcul du modèle darcéen, des maillages grossiers sont le plus souvent utilisés. Une première voie d'amélioration consiste en l'utilisation des techniques de parallélisation (Requena et al., 2005) qui permettent de diminuer très fortement les temps de calcul des simulations ainsi que d'avoir un nombre de mailles beaucoup plus grand.

Conjuguée à la parallélisation, une deuxième solution à ce problème est l'utilisation du raffinement local de maillage (LGR). Il permet de représenter certaines zones du bassin sédimentaire avec plus de précision. Ainsi les zones d'intérêt, généralement les accumulations finales des hydrocarbures dans le bassin à l'âge actuel, sont décrites de manière détaillée latéralement et verticalement. Elles correspondent soit à des zones où de nombreuses données sont accessibles, soit à un besoin de prédiction et de représentation précise de l'évolution des variables de pressions et de saturations. Avec le LGR, les zones du maillage raffiné sont très localisées et la résolution du reste du maillage reste faible, contrairement au maillage de type écossais qui surmaille des zones sans intérêt, ce qui ralentit le déroulement de la simulation (Thibaut et al., 2005).

L'introduction d'un sous-maillage spécifique aux zones sur lesquelles on souhaite plus de précision, engendre un maillage non structuré. L'un des problèmes rencontrés consiste en la création de chevauchements ou de trous dans la direction verticale entre le maillage grossier et les zones raffinées. Il faut alors être capable, dans ce cas, de conserver le volume total du bassin. De plus, les zones d'intérêt peuvent contenir d'importantes hétérogénéités dont il faut tenir compte.

Ces travaux ont fait l'objet d'un article accepté pour publication (Monnier et al., 2011), présenté dans le chapitre 9, dans lequel sont décrites les différentes méthodes de raffinement de maillage et qui contient une illustration de l'utilisation du LGR sur un cas d'étude du nord du Koweït.

Remarque. Il existe d'autres approches de modélisation de la migration des hydrocarbures basées sur le modèle de Darcy que nous n'avons pas détaillées dans cette thèse. L'une d'entre elles utilise la méthode des lignes de courant (Atfeh, 2006) ; une autre traite la migration secondaire comme un écoulement des hydrocarbures en phase séparée, contrôlé par la flottabilité, dans des aquifères hydrostatiques (Lehner et al., 1988).

4.2 Modèles de migration simplifiée

On peut distinguer deux types de modèle de migration simplifiée adaptés à l'échelle des bassins sédimentaires. Le premier se nomme ray-tracing ou lancer de rayon; dans ce modèle les zones potentielles d'accumulation d'hydrocarbures sont identifiées avant le début de la simulation. Il utilise principalement la flottabilité comme moteur de migration pour les hydrocarbures partant des roches-mères et allant instantanément dans les pièges définis au préalable (Burley et al., 2000; Sylta, 2004).

Le deuxième type de modèle de migration simplifiée est la méthode d'invasion percolation. Elle suppose que les hydrocarbures migrent instantanément sous les effets combinés de la flottabilité et de la pression capillaire (Carruthers, 1998). Cette méthode repose sur la distribution et l'hétérogénéité des pressions capillaires dans le bassin ainsi que leur évolution au cours du temps. Elle est également associée à la notion d'un réseau de connections entre des sites par le biais duquel la migration peut avoir lieu ou non.

Dans ce chapitre, le modèle de ray tracing est décrit sur le plan théorique mais ne fait pas l'objet d'une étude approfondie. Nous détaillons par la suite la méthode d'invasion percolation qui a donné naissance à deux algorithmes présentés dans le chapitre 5.

4.2.1 Modèles de ray-tracing

La méthode par lancer de rayon est la plus simple sur le plan conceptuel. Elle suppose que les hydrocarbures migrent instantanément sous l'effet de la gravité seule dans les réservoirs et les mort-terrains, jusqu'à rencontrer une couverture. Les structures fermées sont remplies par concentration des hydrocarbures dans les points hauts. C'est une méthode géométrique, se basant uniquement sur les états successifs discrétisés de l'architecture des niveaux couverture et une définition a priori des couches du réservoir et elle ne prend pas en compte l'écoulement des autres fluides dans le bassin (Burley et al., 2000; Sylta, 2004). La figure 4.1 illustre de manière schématique la migration des hydrocarbures, depuis la roche-mère vers une couche réservoir préalablement déterminée, avec le modèle de "ray-tracing".

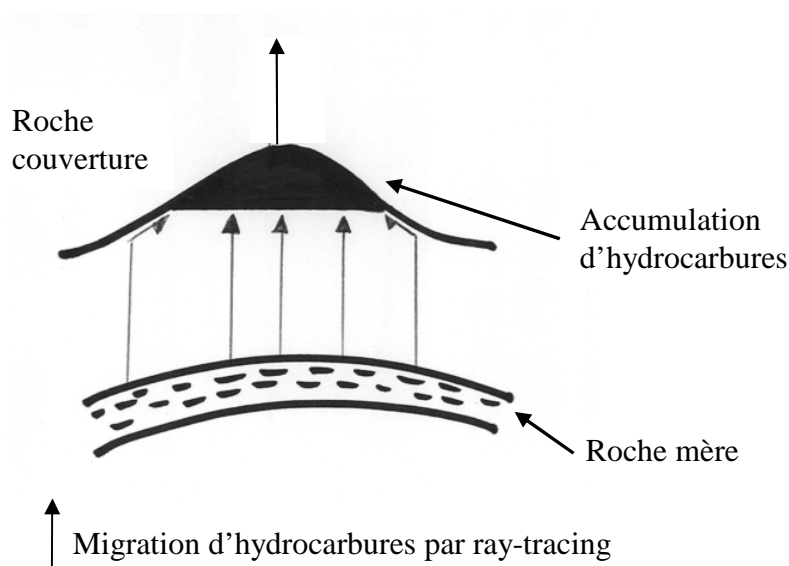


Figure 4.1 : Schéma de la migration par le modèle de ray-tracing.

4.2.1.1 *Utilisations pratiques de la méthode*

La méthode de ray-tracing est destinée à gérer le remplissage des pièges d'hydrocarbures dans l'hypothèse où la migration depuis la source vers les pièges est supposée instantanée (Figure 4.1). Généralement, elle a pour support des cartes de profondeur décompactées. Les phases vapeur et liquide migrent sous l'effet de la flottabilité le long du toit d'une zone réservoir en suivant la pente la plus raide. La tenue de la roche couverture est caractérisée par un seuil de pression capillaire. Dès que la hauteur d'hydrocarbures est suffisante pour que la flottabilité soit supérieure à ce seuil, une percée peut avoir lieu et les hydrocarbures peuvent ensuite remplir une autre zone réservoir située au-dessus.

Ce modèle simule le mouvement des hydrocarbures comme une série d'événements instantanés. C'est pourquoi les étapes de temps doivent être suffisamment longues (supérieures à 1 Ma) afin que les hydrocarbures puissent migrer depuis la roche-mère vers les pièges en supposant que le bassin n'ait pas été modifié pendant ce laps de temps. Ce modèle a l'avantage d'être extrêmement rapide. Il est proposé dans de nombreux outils industriels pour effectuer des calculs d'incertitude concernant les niveaux de remplissage et les compositions des accumulations. Les figures 4.2 et 4.3 représentent des résultats obtenus avec les logiciels SEMI (Sylta, 2004) et Temis[®].

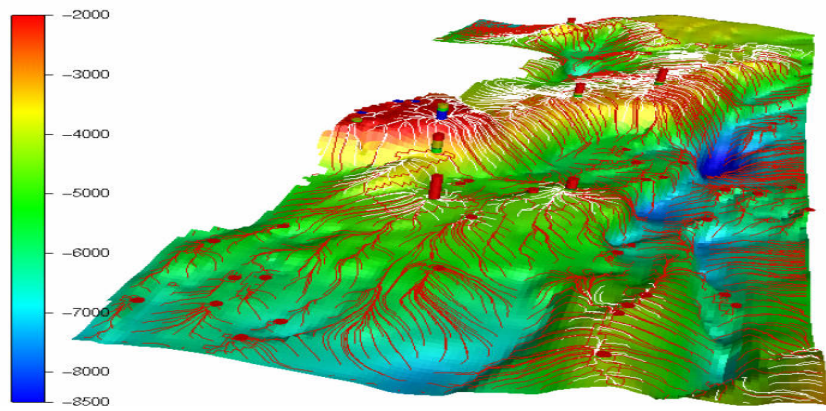


Figure 4.2 : Carte de profondeurs avec les chemins de migration obtenus avec le simulateur de migration secondaire de SINTEF : SEMI.

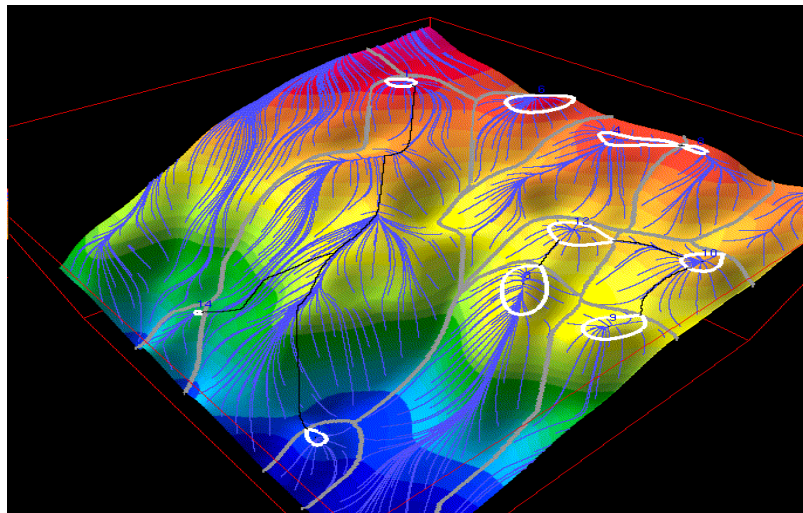


Figure 4.3 : Résultat d'une simulation exécutée avec le module Petpot du logiciel Temis®.

4.2.2 Modèles d'invasion-percolation

Dans les paragraphes suivants, nous décrivons d'abord brièvement la théorie de la percolation, puis comment une de ses formes, appelée invasion percolation, a été adaptée à la modélisation de bassin. Enfin, nous donnons quelques limitations de ce modèle simplifié.

4.2.2.1 *Théorie de la percolation*

La percolation traite mathématiquement d'un milieu désordonné (Broadbent et Hammersley, 1957) dans lequel le désordre est défini par une variation aléatoire du degré de connectivité. Elle permet de caractériser l'état global d'un phénomène ou d'un système composé de multiples éléments aux relations ou aux caractéristiques hétérogènes. Elle peut être utilisée dans différents domaines de la physique, de la chimie, de la biologie, de la science des matériaux ou de la sociologie. La théorie de la percolation étudie la propagation d'une information dans un système composé d'éléments capables de relayer localement l'information. Cette capacité de transmission de l'information de chaque élément vers ses voisins est un nombre aléatoire. Un élément important pour cette étude est la détermination du seuil de percolation. En-dessous de ce seuil de percolation, l'information se limite à quelques éléments qui l'ont initiée, au-dessus de ce seuil, l'information "percole", elle est propagée dans le milieu étudié (Pajot, 2003).

La théorie de la percolation peut s'appliquer à l'étude des milieux poreux en s'appuyant sur la description des interconnexions du réseau de pores (Lenormand, 1981; Guéguen et Dienes, 1989). On considère généralement un graphe, i.e. un ensemble de "sites" et de "liens" où deux sites quelconques sont reliés par un ou plusieurs liens. Chaque site représente la propriété physique étudiée (perméabilité, propriétés élastiques...), qui est caractérisée par une probabilité d'occupation. Un "amas" est défini si plusieurs sites voisins sont occupés. Ces modes de représentation du milieu fracturé permettent le calcul du seuil de percolation (Sausse, 1998) qui pourra être utilisé par exemple pour déterminer les points limites des lois de comportement (perméabilité relative, pression capillaire).

Les expériences utilisant les micromodèles permettent de mieux comprendre les principes de la théorie de la percolation (Lenormand, 1981; Nardi, 2006). Il s'agit de milieux poreux artificiels pouvant contenir jusqu'à quelques milliers de pores interconnectés entre eux par des canaux. On peut en particulier les utiliser pour étudier les écoulements polyphasiques. La figure 4.4 montre les résultats obtenus lorsqu'on injecte de l'eau (par le côté droit) dans un micromodèle bidimensionnel initialement saturé en résine.

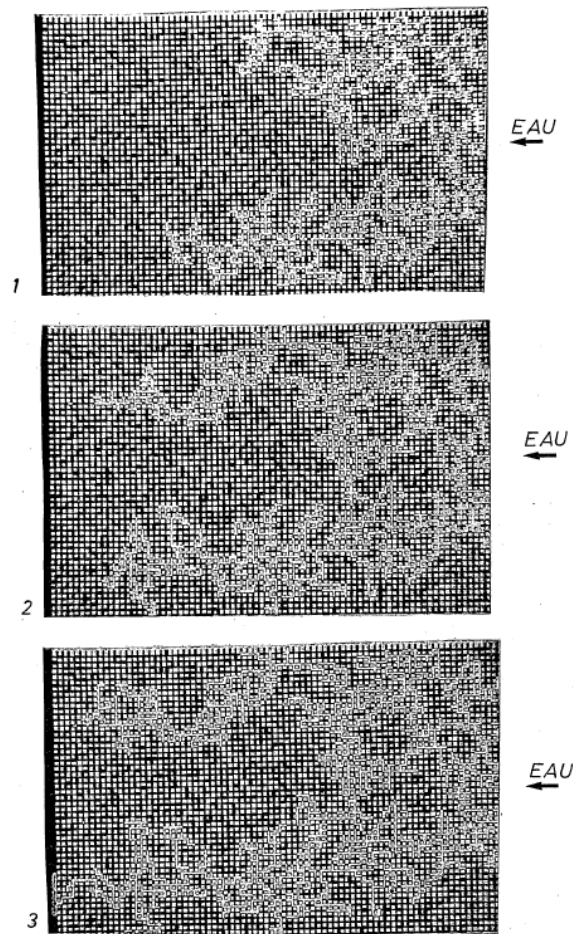


Figure 4.4 : Exemple d'une injection d'eau dans un micromodèle saturé en résine.

Source : Lenormand (1981), figure A.VI.13. L'eau est de couleur claire.

Wilkinson et Willemsen (1983) proposent une nouvelle forme de la théorie de la percolation, l'invasion percolation. Ils se placent dans le cadre où un fluide mouillant (l'eau), qui a le rôle d'envahisseur, déplace un autre fluide non-mouillant (huile) dans un milieu poreux sous l'action de forces capillaires. Wilkinson (1984) étend ensuite ce modèle en ajoutant les effets de la flottabilité, très importante pour la modélisation de la migration secondaire. Les modèles d'invasion percolation supposent que les effets visqueux peuvent être négligés comparés à ceux de la pression capillaire et que le système est dans un état d'équilibre capillaire. Meakin et al. (2000) utilisent ce modèle afin de faire des expériences et des simulations pour la modélisation de la migration secondaire. Leur modèle inclut notamment le déplacement entre fluides dans un milieu fracturé et les effets du flux du fluide mouillant sous l'influence d'un gradient de potentiel hydraulique. La figure 4.5 montre le résultat d'une simulation basée sur ce modèle 2D d'invasion percolation. Dans cet exemple, on a un milieu poreux pour lequel les tailles de grains sont relativement uniformes, mais le diamètre des pores est plus petit dans la couche du milieu que dans les couches du bas et du haut.

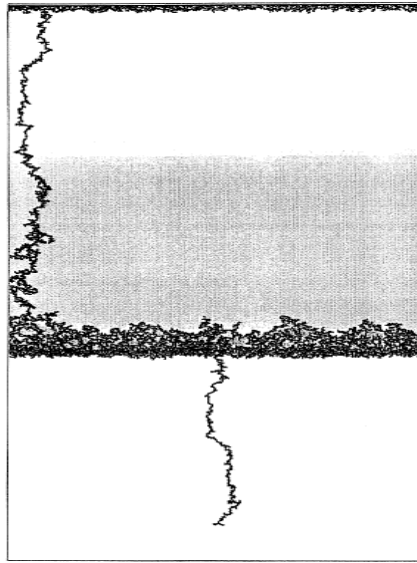


Figure 4.5 : Simulation de la migration à travers un milieu poreux stratifié sous l'influence de la flottabilité basée sur un modèle 2D d'invasion percolation. Source : Meakin (2000).

4.2.2.2 Méthodes d'invasion percolation adaptées à l'échelle bassin

Le modèle traditionnel d'invasion percolation suppose que la phase envahissante est en constante communication de pression et non pas uniquement dans les accumulations d'hydrocarbures. Carruthers (2003) établit qu'il n'est applicable qu'aux très petits systèmes (d'une taille inférieure à l'échelle du mètre), et qu'il ne convient pas à l'échelle bassin avec de nombreux kilomètres entre la roche-mère et la zone réservoir. De plus, ce modèle suppose en général que la phase envahissante provient d'un unique point source, ce qui n'est pas approprié pour un système pétrolier contenant de multiples points source (Carruthers, 2003).

Carruthers (1998) propose une variante de manière à reproduire les comportements observés lors de la migration secondaire. Cette approche de l'invasion percolation suppose qu'à l'échelle bassin, les hydrocarbures migrent sous l'influence de la flottabilité et de la pression capillaire, qui est opposée au mouvement. Les discontinuités, dans la phase huile, sont supposées être omniprésentes à l'exception des zones d'accumulations. La force de flottabilité, provenant de la pression présente dans une accumulation, est la force motrice conduisant l'huile à travers un drain et cette migration a toujours lieu dans un état d'équilibre capillaire. (Carruthers, 1998).

Pour un flux vertical, la relation gouvernant le modèle de migration par invasion percolation est la suivante :

$$(\rho_o - \rho_w)g\nabla z > \nabla Pc$$

où z est la profondeur en-dessous du niveau de la mer.

La signification exacte de cette relation est donnée dans le chapitre 5.

Ce modèle ne tient pas compte des termes visqueux, supposés négligeables par rapport aux termes capillaires. A cause de cette hypothèse, l'écoulement est stationnaire, et le scénario temporel de la migration est alors contrôlé par la vitesse d'expulsion des fluides de la roche-mère. Une relation entre le modèle d'invasion percolation et la limite en temps du modèle darcéen sera présentée dans le chapitre 7.

Sous cette forme modifiée, le pétrole migre sous l'effet de la flottabilité dans un réseau de cellules ayant des propriétés de pression capillaire, en suivant le chemin opposant le moins de résistance en terme de pression d'entrée capillaire. Une fois l'algorithme terminé, on obtient un chemin de migration, i.e., un ensemble de pores connectés à travers lequel un chaînon d'hydrocarbures est capable de se déplacer (Carruthers and Ringrose, 1998), et tous les apports d'huile ultérieurs repasseront par ce même chemin. Lorsqu'un fin chemin de migration atteint une barrière, une colonne d'hydrocarbures se forme générant une nouvelle accumulation. L'algorithme d'invasion percolation recherche alors dans le voisinage la cellule ayant la plus faible pression d'entrée capillaire. Lorsque c'est possible, un nouveau chemin est créé (Burley et al., 2000; Sylta, 2004). La figure 4.6 illustre schématiquement la migration des hydrocarbures fondée sur ce modèle.

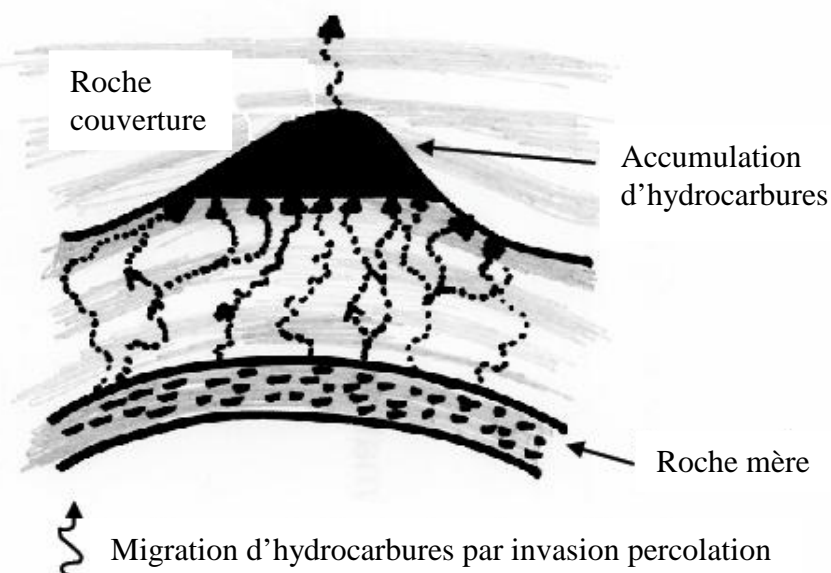


Figure 4.6 : Schéma de la migration par le modèle de type invasion percolation.

Au cours de la recherche d'un nouveau chemin de migration, l'approche de l'invasion percolation s'apparente à une technique d'exploration de graphe. C'est un calcul purement séquentiel, par opposition aux algorithmes itératifs basés sur des critères de convergence numérique. Cette méthode s'appuie sur la distribution des pressions capillaires dans le bassin et leur évolution au cours du temps (fonction des porosités, pressions, températures et fluides expulsés, calculés en amont). D'autre part, le coût de la simulation dépend uniquement de la taille de la zone balayée par les chemins de migration et non pas du nombre total de cellules du modèle considéré. Ainsi, les simulateurs basés sur cette méthode peuvent être très efficaces en termes de temps calcul. Le modèle étant rapide et le nombre de paramètres critiques pour le modèle étant restreint, il se prête également très bien à l'analyse de risque.

La figure 4.7 montre les résultats de saturations d'hydrocarbures sur un bloc 3D obtenus avec le simulateur de Permedia Research Group Inc. On peut observer les chemins de migration (en bleu sur la figure) partant des roches-mères, situées dans les zones profondes de la partie droite du bloc, ainsi que trois accumulations d'hydrocarbures (en vert et jaune sur la figure).

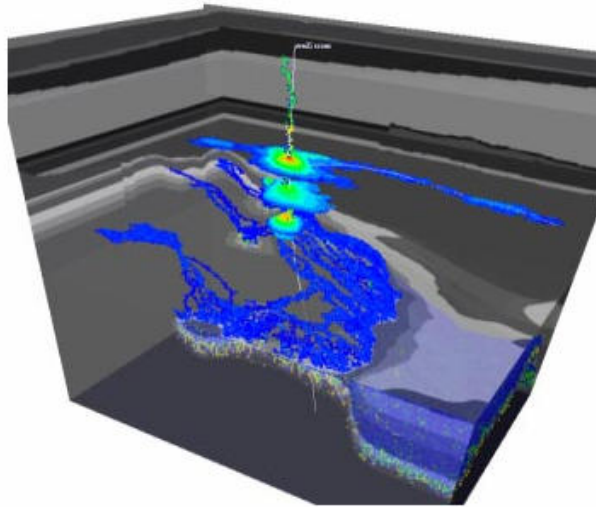


Figure 4.7 : Résultats de saturations d'hydrocarbures obtenus avec le simulateur de Permedia Research Group Inc.

Remarque. La plupart des algorithmes d'invasion percolation ne prennent pas en compte les perméabilités et viscosités. Ceci est un choix soutenu par la prédominance des autres facteurs impliqués dans la migration des hydrocarbures (cf. paragraphe 3.3). On peut noter que Carruthers et al. (2000) ont proposé une adaptation permettant d'intégrer ces facteurs de manière globale dans l'algorithme. L'influence de ces facteurs dans certains cas de figures est illustrée par les tests présentés dans le chapitre 6.

4.3 Synthèse

Ce paragraphe propose une vue synthétique des éléments caractéristiques de chacune des trois méthodes évoquées précédemment permettant de souligner leurs avantages et inconvénients. Pour cela, nous nous sommes focalisés sur leurs distinctions par trois aspects, les modèles et leurs hypothèses de migration sous jacentes, les méthodes de résolution utilisées et le type de résultats obtenus.

4.3.1 Modèles

4.3.1.1 Darcy :

La migration darcéenne est un modèle continu en temps et en espace.

C'est un modèle complet avec une physique compositionnelle et polyphasique.

Il peut être couplé avec un modèle de pression/compaction et un modèle thermique (avec la convection).

Il permet de simuler le craquage en cours de migration.

4.3.1.2 Invasion percolation :

Ce modèle a une physique découplée du modèle de pression/compaction.

C'est un modèle de migration instantané.

Ce modèle est fortement orienté, il est lié à la migration verticale du fait de la flottabilité et à l'hydrodynamisme.

Il permet de prendre en compte les hétérogénéités du champ de pressions capillaires.

4.3.1.3 *Ray-tracing* :

Ce modèle est lié à la notion de piège et de groupe de pièges.

L'une de ses hypothèses fondamentales est que le transport des hydrocarbures depuis les roches-mères vers les pièges est instantané et qu'il se résume à un rapport entre la quantité expulsée drainée par un groupe de pièges et la quantité piégeable dans les pièges.

Il est applicable dans un contexte géologique quelconque (extensif, compressif), avec une ou plusieurs sources d'hydrocarbures, pour tout type de piège (structural, stratigraphique...).

Il peut prendre en compte plusieurs phases et plusieurs composés.

4.3.2 Méthode de résolution

4.3.2.1 *Darcy* :

Le temps de calcul nécessaire pour effectuer une simulation à l'aide d'un modèle darcyéen complet et couplé est important. On utilise, d'autre part, des algorithmes itératifs avec des critères de convergence entraînant parfois un arrêt du programme en cours de simulation. Le nombre d'opérations et le temps de calcul nécessaires peuvent être très importants pour diverses raisons (solveur non linéaire, flux dépendant de la pression...) particulièrement dans les couches avec de fortes perméabilités.

Il est utilisé sur un domaine maillé que l'on remplit avec des propriétés locales potentiellement hétérogènes en trois dimensions.

Il est bien adapté aux techniques parallèles.

4.3.2.2 *Invasion percolation* :

C'est un calcul séquentiel qui s'apparente à une exploration de graphe; les temps de calcul sont donc en général très rapides.

La convergence est assurée (car on n'a pas d'algorithme itératif).

Il est utilisé sur un domaine maillé que l'on remplit avec des propriétés locales potentiellement hétérogènes en trois dimensions.

4.3.2.3 *Ray-tracing* :

Ce modèle est utilisé sur un domaine non maillé. Les propriétés sont plutôt portées par des surfaces. Il est nécessaire de définir les surfaces des pièges à l'avance. A ce moment là on peut faire un calcul de remplissage de ces seules structures d'intérêt.

C'est un calcul séquentiel très rapide que l'on peut faire interactivement.

4.3.3 Résultats de simulation

4.3.3.1 *Darcy* :

On obtient des valeurs de pression/saturation/composition dans chaque maille du bloc, mais les objets pétroliers ne sont pas identifiés; il n'y a pas la notion de zone d'accumulation.

Du fait du temps de calcul important, il est difficile de tester plusieurs scénarios de migration à la suite. Il n'est donc pas particulièrement bien adapté à l'analyse de risques.

Ce modèle permet de prendre en compte les processus transitoires de la migration et du remplissage.

4.3.3.2 *Invasion percolation* :

On obtient en fin de simulation des objets pétroliers identifiés : les chemins de migration, les zones d'accumulation.

Même si l'algorithme d'invasion percolation ne tient pas compte des effets transitoires, on peut obtenir un historique des zones d'accumulations : les temps de remplissage, les temps de fuite par déversement ou par percée, les temps de fusion de zones, en fonction du temps de génération des hydrocarbures.

Il est possible d'intégrer un calcul du contact eau/huile (WOC).

Ce modèle permet aussi de préciser des résultats obtenus avec un autre modèle (par exemple le ray-tracing).

Il est possible de faire rapidement plusieurs scénarios de migration en modifiant les paramètres de remplissage ou les caractéristiques des sources. Il est donc bien adapté à l'analyse de risques.

4.3.3.3 *Ray-tracing* :

Ce modèle permet d'estimer pour des pièges le volume de roche disponible, le volume poreux, le volume en place en huile et en gaz rapporté aux conditions de surface et leurs caractéristiques principales (°API, GOR, composition...).

A l'issue du calcul, on obtient des zones d'accumulation bien délimitées.

Pour un piège donné, il fournit des réponses relatives à un piège donné concernant les quantités expulsées et les cinétiques de craquage secondaire.

On peut rapidement faire plusieurs scénarios de migration en modifiant un seul paramètre et est donc bien adapté à l'étude de sensibilité et à l'analyse de risques. En particulier, ce modèle est pratique pour caler des données.

4.3.4 Tableau récapitulatif des caractéristiques des modèles de migration

Darcy	Invasion percolation	Ray-tracing
domaine maillé	domaine maillé	domaine non maillé
modèle transitoire	modèle instantané	modèle instantané
pression/migration couplées	pression/migration découplées	pression/migration découplées
algorithmes itératifs	sans algorithme itératif	sans algorithme itératif
temps de simulation long	temps de simulation rapide	temps de simulation très rapide
mono scénario	multi scénarios	multi scénarios