

Глава 6

Коэффициент охвата пласта по объему

Типичные величины остаточной нефтенасыщенности и насыщенности погребенной водой свидетельствуют о том, что предельный коэффициент вытеснения обычно составляет 50-80% от количества нефти, охваченной процессом заводнения. Этот диапазон существенно превышает средний коэффициент нефтеотдачи в 30%, отмечаемый в процессе обычных заводнений; он также превышает коэффициент нефтеотдачи, получаемый в большинстве проектов увеличения нефтеотдачи (См. Разделы 1-4). Конечно, причина того, что коэффициент вытеснения выше коэффициента нефтеотдачи заключается в том, что не вся нефть контактирует с вытесняющим агентом. Это явление представлено в уравнении нефтеотдачи (2.5-5), где коэффициент вытеснения умножается на коэффициент охвата пласта по объему E_v . Исходя из этих приближенных цифр, коэффициент охвата пласта по объему составляет 40 – 60% для обычного заводнения. Для многих процессов увеличения нефтеотдачи он может быть гораздо меньше, а для других - увеличение E_v является основной целью.

В этой главе мы рассмотрим как коэффициент охвата пласта по объему, так и методы, используемые для того, чтобы, комбинируя коэффициент охвата пласта по площади, по мощности и коэффициент вытеснения, прийти к коэффициенту нефтеотдачи. Мы имеем дело почти исключительно с несмешивающимся вытеснением нефти водой, т.к. эта литература по вопросу о коэффициенте нефтеотдачи довольно прочно укоренилась, и многие из наиболее важных особенностей распространяются также на повышение нефтеотдачи. В последующих главах мы рассмотрим коэффициент охвата пласта по объему для конкретных процессов повышения нефтеотдачи. Для проведения дальнейшего различия между коэффициентом охвата по объему и коэффициентом вытеснения мы обычно рассматриваем индифферентные или самоаостряющиеся вытеснения, в которых дисперсионные эффекты невелики. Для этих случаев методики расчета в равной степени обоснованы, будь то смешивающееся или несмешивающееся вытеснение, т.к. одновременного течения компонентов не происходит.

6-1 Определения

Исходя из общего материального баланса Раздела 2-5, суммарная масса добытой нефти, без закачки нефти, составляет из уравнения (2.5-3):

$$N_{p2} = V_b \bar{W}_{21} E_{R2}$$

Мы хотим привести это уравнение в более стандартный вид путем следующих преобразований: исключим коэффициент нефтеотдачи E_{R2} посредством уравнения (2.5-5a) и заменим W_{21} на $\phi (\rho_2 S_2 \omega_{22})_1$, что предполагает, что нефть находится в единственной жидкой масляной фазе. Это дает:

$$N_{p2} = V_b \phi (\rho_2 S_2 \omega_{22})_1 E_D E_V$$

Затем исключим $(\rho_2 \omega_{22})_1$ с помощью уравнения (2D-5) определения коэффициента пластового объема нефти, и пусть $V_b \phi = V_p$, объему порового пространства, а $N_p = N_{p2}/p^0_2$, добыче нефти в стандартных объемах. Эти подстановки дают:

$$N_p = \frac{E_D E_V S_{21} V_p}{B_{21}} \quad (6.1-1)$$

В уравнении (6.1-1) E_D – коэффициент вытеснения, определяемый в уравнении (5.1-1), а E_V – коэффициент охвата по объему, определяемый как

$$E_V = \frac{\text{Объемы нефти охваченной вытесняющим агентом}}{\text{Объемы начального содержания нефти в пласте}} \quad (6.1-2)$$

Член уравнения $(\frac{S_{21} V_p}{B_{21}})$ представляет пластовую нефть в стандартных объемах на начало

вытеснения. Мы также опустили подстрочный индекс $i=2$, т.к. все коэффициенты в этой главе относятся к нефтеотдаче.

Коэффициент охвата по объему можно разложить на произведение коэффициента охвата по площади и коэффициента охвата по мощности:

$$E_V = E_A E_I \quad (6.1-3)$$

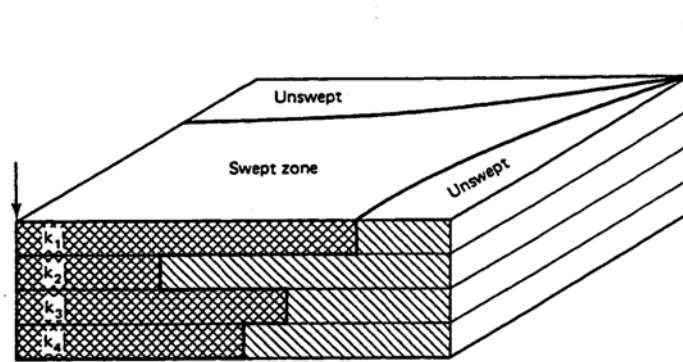
Определение коэффициента охвата пласта по площади следующее:

$$E_A = \frac{\text{Площадь, охваченная вытесняющим агентом}}{\text{Общая площадь}} \quad (6.1-4)$$

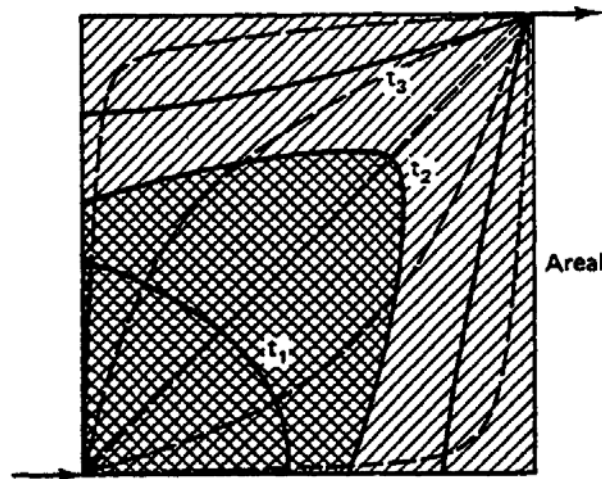
На Рис.6.1(a) схематически показано сильно идеализированное поршневое вытеснение в четырехслойном, однородном по площади пласте. Рис.6-1(b) представляет собой площадную проекцию Рис.6-1(a). Исходя из определения уравнения (6.1-4), E_A – это дважды заштрихованная область (в t_2), деленная на однократно заштрихованную область. Коэффициент охвата по мощности,

$$E_I = \frac{\text{Площадь поперечного сечения, охваченная вытесняющим агентом}}{\text{Общая площадь поперечного сечения}} \quad (6.1-5)$$

также аналогичным образом определяется на Рис.6-1(a) в конкретное время.



(а) по мощности



(б) по площади

Рис.6-1 Схематическое изображение коэффициента охвата

Определения уравнений (6.1-3) – (6.1-5) имеют ряд неявных противоречий. Как коэффициент охвата по площади, так и коэффициент охвата по мощности представляют собой соотношения площадей; поэтому их произведение E_v должно быть соотношением площадей в квадрате. Это наблюдение противоречит определению уравнения (6.1-2), которое говорит, что E_v должно быть соотношением длин, возведенных в куб. Избыточная размерность либо в уравнении (6.1-4), либо в уравнении (6.1-5), является размером, параллельным направлению вытеснения. Это направление является нелинейным и меняется в зависимости как от положения, так и от времени. Таким образом, разложение уравнения (6.1-3) преобразует E_v в произведение двух плоских течений.

Вторым следствием избыточной размерности в E_v является то, что как E_A , так и E_I зависят друг от друга. Из Рис.6-1 видно, что E_A зависит от вертикального положения. Аналогичным образом, хотя это не так очевидно, E_I будет отличаться от показанного поперечного сечения при каждом поперечном сечении между нагнетательной и добывающей скважинами. Если мы ограничимся поперечными сечениями, которые обозначены линиями, показывающими пути прохождения флюидов между нагнетательной и добывающей скважинами, (пунктирные линии на Рис.6-1б), E_I будет одинаковым для каждого поперечного сечения, если его можно выразить в безразмерной форме, независимой от скорости. Но для общего случая E_I является функцией скорости и будет разным для каждого поперечного сечения. Как мы видим в Разделе 6-7, практически

результатом этого наблюдения является то, что ни площадной коэффициент охвата, ни коэффициент охвата по мощности в уравнении (6.1-3) не могут быть оценены одновременно, для этого требуется коэффициент охвата по объему.

Чтобы использовать уравнение (6.1-1) даже с вышеупомянутыми сложностями, мы должны располагать независимыми оценками E_A и E_I . В определенных специфических случаях – ограниченные вытеснения в однородных по площади стандартных моделях, при отсутствии или очень хорошем сообщении по мощности – эти оценки возможны путем корреляции (см. Раздел 6-2) или расчета (см. Разделы 6-3 – 6-5). В тех случаях, когда эти условия не выполняются, E_v должно определяться в масштабированных лабораторных опытах или численным моделированием. Несмотря на то, что в последнем случае, несомненно, можно получить оценку коэффициента охвата, сама по себе нефтеотдача может быть определена непосредственно, и уравнение (6.1-1) не нужно. Тем не менее, уравнение дает лучшее понимание концепций коэффициента охвата и факторов, необходимых для того, чтобы максимально увеличить E_v , чем только одно моделирование.

6-2 Коэффициент охвата по площади

Хотя коэффициент охвата по площади можно определить с помощью расчетной кривой или аналитическими методами (Морел-Сейтаукс, 1966), наиболее распространенным источником данных о коэффициенте охвата по площади являются вытеснения, осуществляемые на динамически подобных физических моделях залежи. На Рис.6-2 – 6-4 представлены три из этих «корреляций»

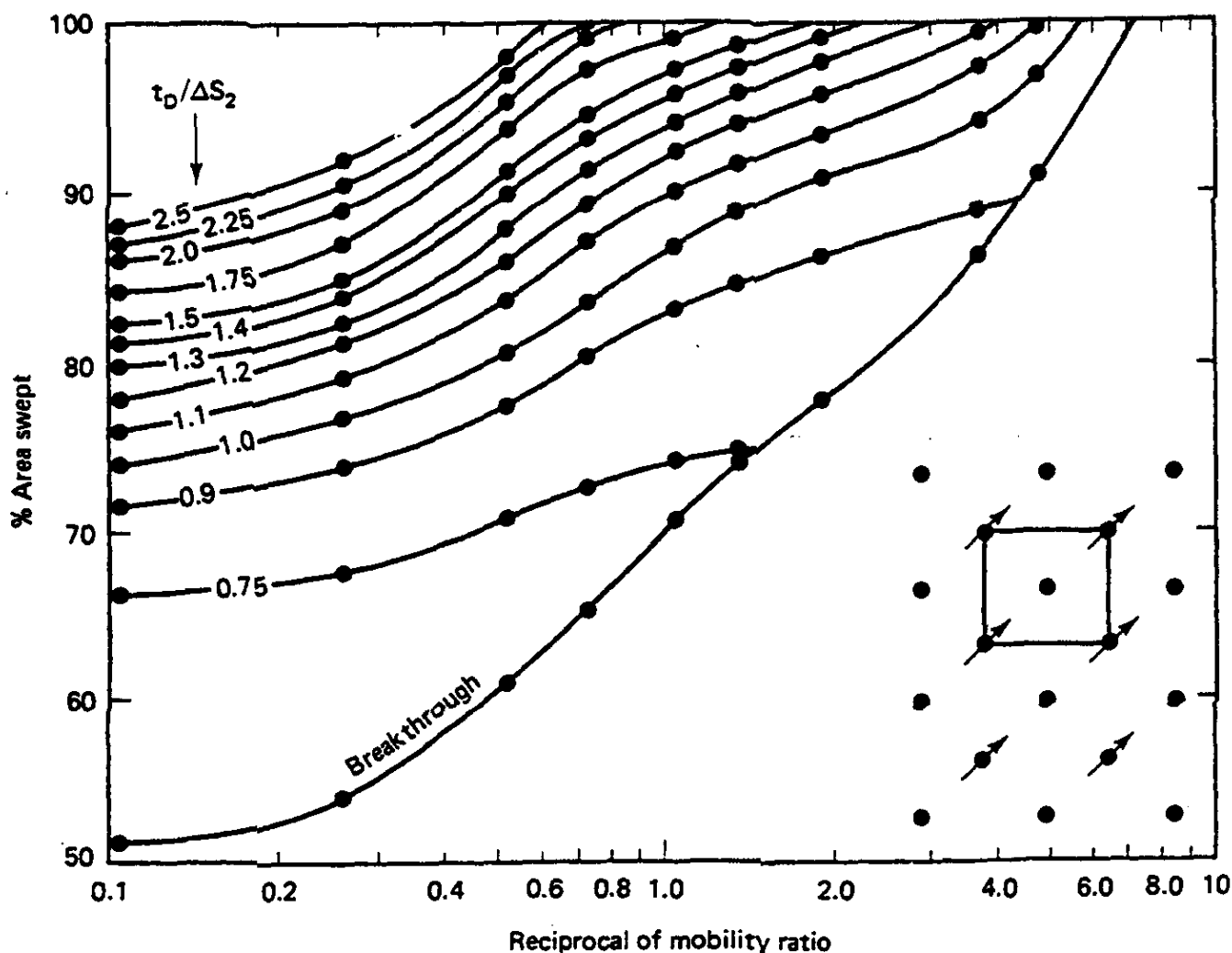


Рис. 6-2 Коэффициент охвата по площади при ограниченной пятиточечной схеме размещения скважин (данные Дайса и др., 1954)

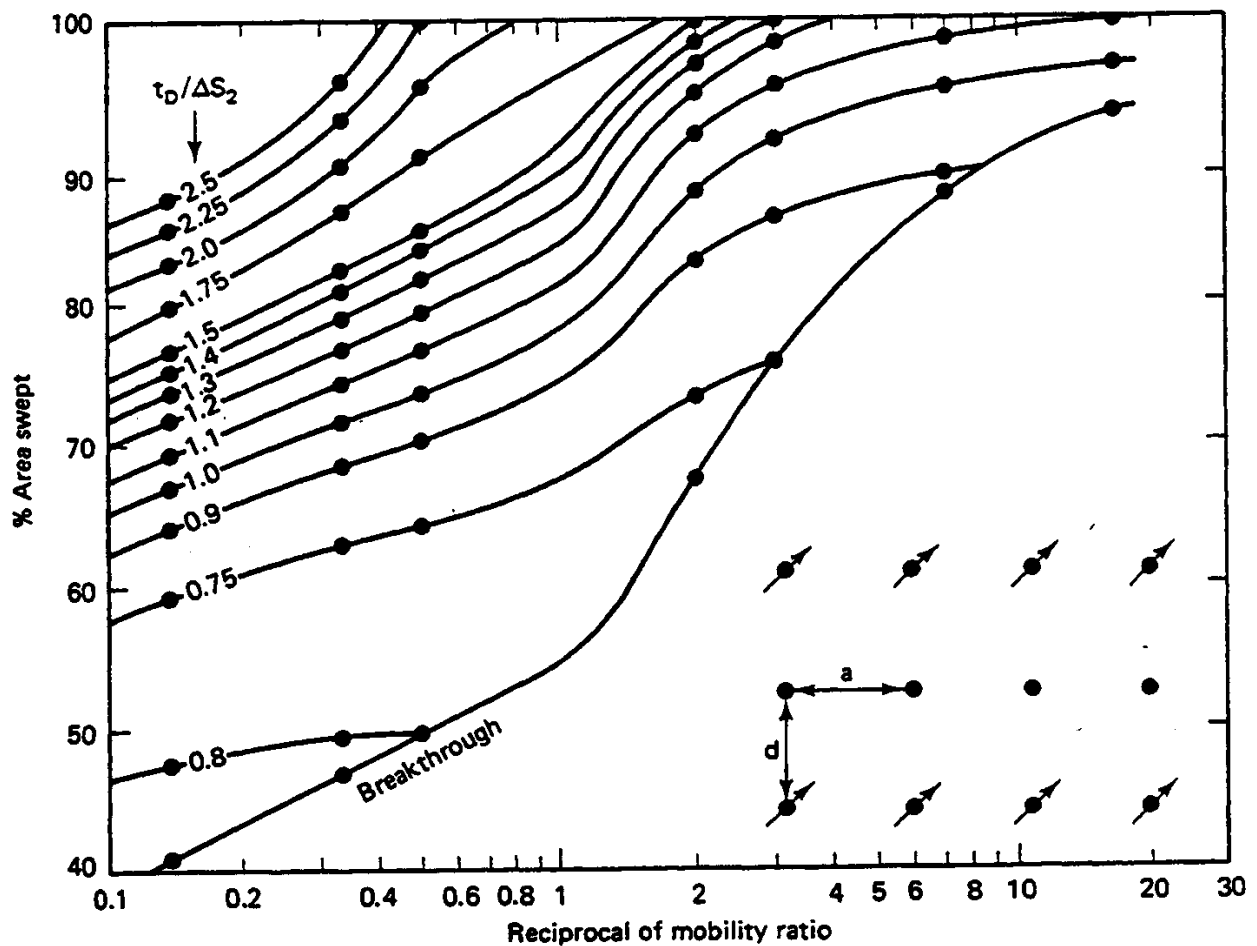


Рис.6-3 Коэффициент охвата по площади при ограниченном прямом линейном режиме заводнения, $d/a = 1$ (Дайс и др., 1954)

охвата по площади из работы Дайса и др. (1954) для трех различных нормальных сеток размещения скважин. Еще несколько этих корреляций имеется в работе Крэйга (1971), и обширная библиография площадного коэффициента охвата дается Клэриджем (1972). Для сеток размещения скважин, показанных в нижнем правом углу, на Рис. 6-2 – 6-4 построена кривая зависимости E_A (на оси γ) от величины, обратной коэффициенту подвижности (на оси χ) во времени. Т.к. коэффициент подвижности и сетка размещения скважин – величины постоянные для данного вытеснения, время действительно является зависимой переменной. Безразмерное время на Рис.6-2 – 6-4 является совокупным количеством закачанного вытесняющего агента, выраженным в единицах вытесняемого объема пор. Т.к. время является зависимой переменной в этих корреляциях, более точным отображением был бы график зависимости E_A от безразмерного времени при неизменном коэффициенте подвижности и сетке размещения скважин (см. Пример 6А). Вы должны помнить, что эти корреляции для поршневых вытеснений, осуществляемых на стандартных однородных ограниченных моделях. Когда системы расстановки скважин не ограничены, основная площадь в уравнении (6.1-4) может быть гораздо больше, а E_A – меньше. На основании всестороннего изучения имеющихся корреляций для распространяющихся вытеснений Крэйг (1971) определил, что подходящим коэффициентом подвижности для корреляций площадного охвата является коэффициент подвижности при средней насыщенности, \bar{M} , данный в уравнении (5.2-25a).

Из корреляций следует, что E_A возрастает с увеличением времени или расхода и уменьшением коэффициента подвижности. При постоянном коэффициенте подвижности E_A равно вытесняемому поровому объему, закачанному до прорыва, и дается кривыми, представленными на Рис. 6-2 – 6-4. К тому же E_A возрастает по мере того, как тип модели приближается к линейному потоку, но эта

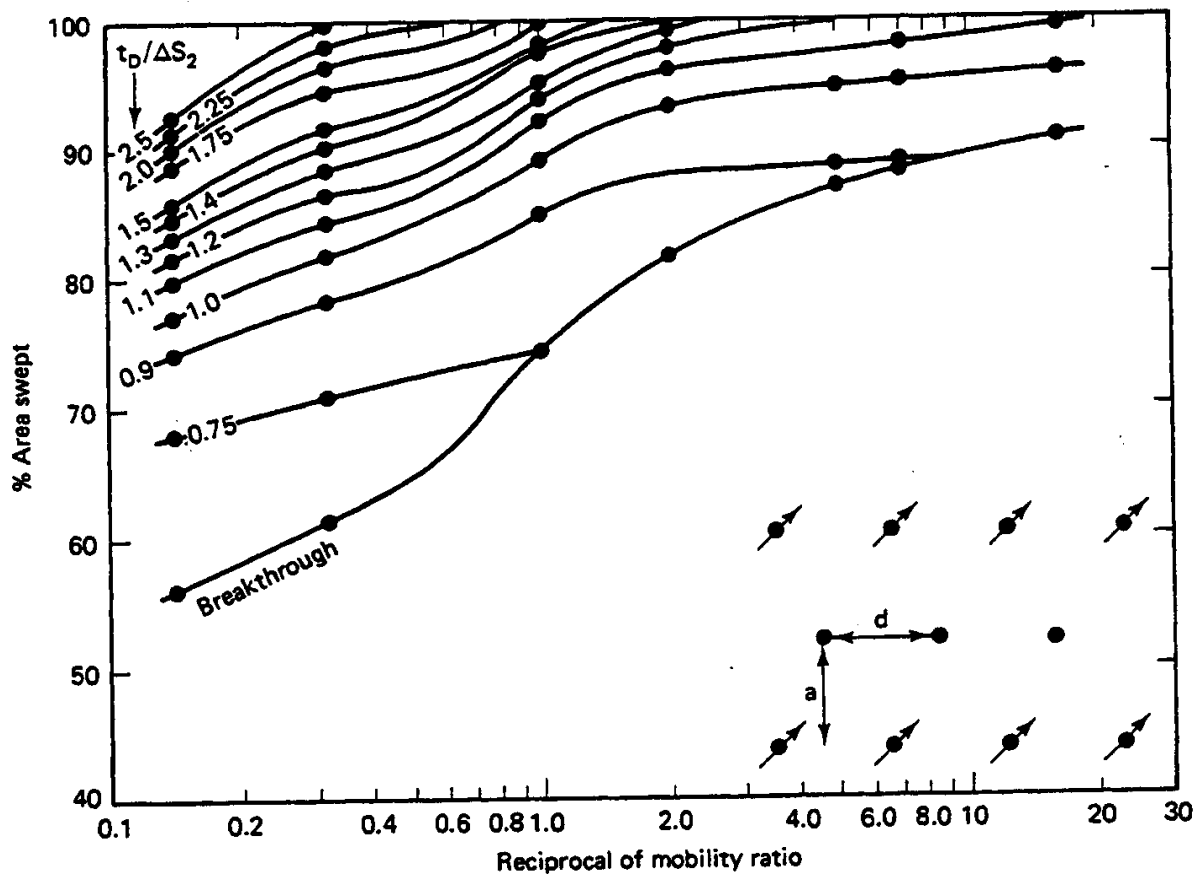


Рис. 6-4 Коэффициент охвата по площади при шахматном расположении скважин, $d/a = 1$ (Дайс и др.)

чувствительность невелика для более общих моделей. Уменьшение E_A с увеличением \bar{M} происходит так же, как коэффициент вытеснения меняется в зависимости от коэффициента подвижности, что рассматривалось в Разделе 5-2; таким образом, высокие коэффициенты подвижности отрицательно влияют как на площадной коэффициент охвата, так и на коэффициент вытеснения.

6-3 Критерии неоднородности

Учитывая характер залегания коллекторов и сложные диагенетические изменения, происходящие впоследствии, тот факт, что ни один из пластов не является однородным, не должен вызывать удивления. Это не означает, что во всех пластах главенствующим является фактор неоднородности, т.к. во многих случаях какой-нибудь механизм бывает настолько сильным, что он полностью перевешивает все другие факторы. Например, плотность может быть так явно выражена в высокопроницаемом пласте, что до достаточно хорошего приближения он может считаться однородным.

Тем не менее, неоднородность всегда присутствует в пластах, является наиболее трудным для определения параметром, и обычно оказывает наибольшее воздействие на коэффициент охвата по мощности. Поэтому, прежде, чем мы рассмотрим коэффициент охвата по мощности, мы рассмотрим наиболее общие критерии неоднородности и их ограничения.

Определения

Тремя главными формами неидеальностей в пласте являются анизотропность, неравномерность и неоднородность. Эти термины могут применяться к любому свойству, но обычно они описывают проницаемость, пористость и изредка относительную проницаемость. Анизотропное свойство меняется с изменением направления измерения и, следовательно, имеет характеристическую тензорную природу (см. Раздел 2-2). Согласно Гринкорну и Кесслеру (1969) определения неравномерности и неоднородности тесно связаны (Рис. 6-5). Однородное равномерное свойство представлено на графике распределения частот единичной дельта-функцией (пик), а неоднородное равномерное свойство – конечным числом этих функций. Однородное неравномерное свойство не может быть представлено конечным числом дельта-функций, а может быть непрерывной функцией только с одним пиком. Неоднородное неравномерное свойство представлено непрерывной функцией распределения с двумя и более пиками. Большинство вытеснений, проводившихся в лабораторных условиях, являются однородными и неравномерными. Большинство методик расчета предполагают, что пласт является равномерным и неоднородным. Фактические неравномерности «усредняются» за счет капиллярного давления или дисперсии.

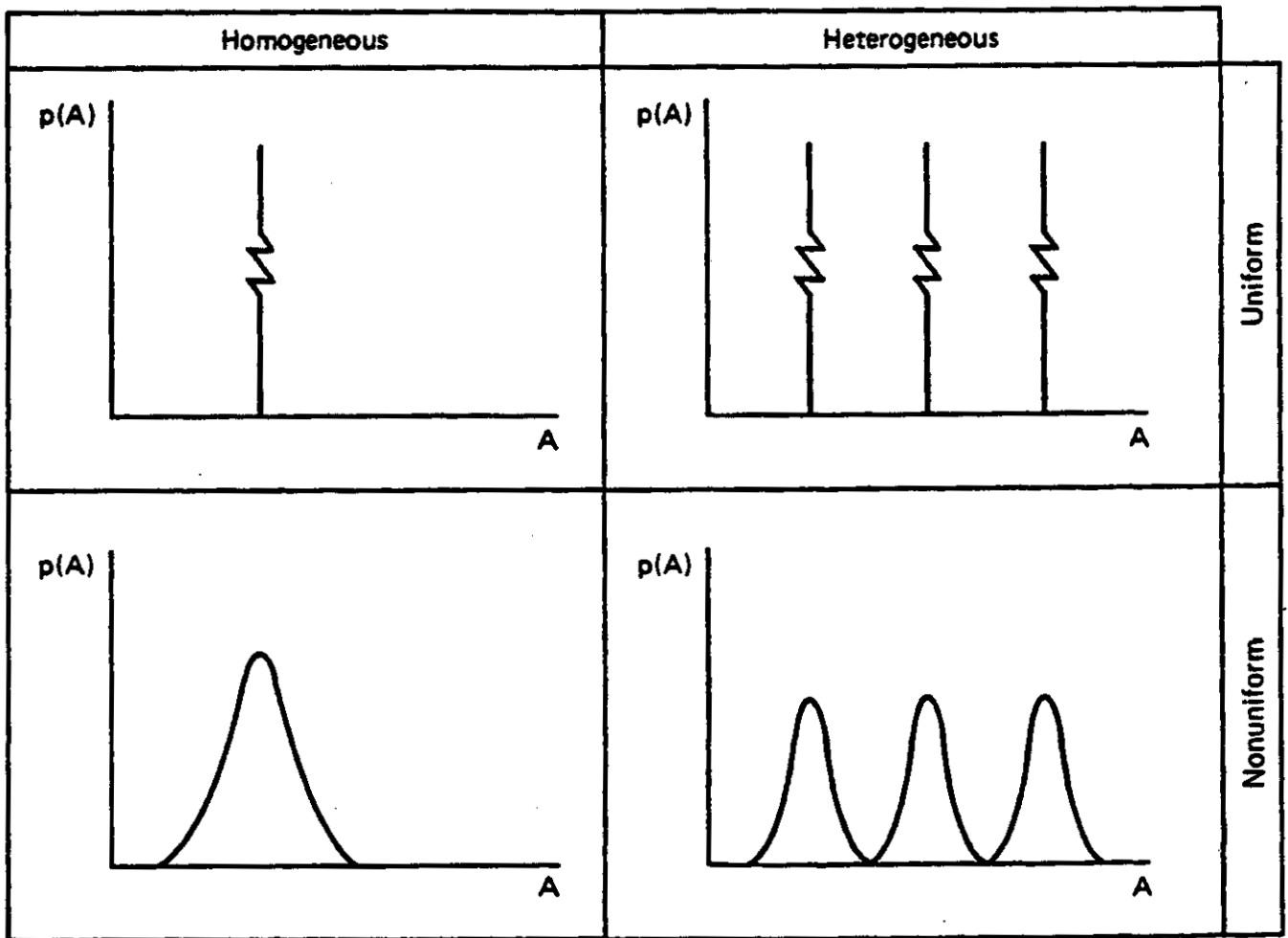


Рис. 6-5 Функции распределения вероятностей для параметра A (Гринкорн и Кесслер, 1965)

Пропускная способность и способность к аккумулярованию

Т.к. проницаемость на небольшом расстоянии в пласте может изменяться в десятки раз, в то время как пористость в том же масштабе меняется лишь на несколько процентов, общепринято считать пласт однородным по пористости и неоднородным по проницаемости. Хотя большинство традиционных критериев неоднородности принимают эту условность, это необязательно, и даже может привести к случайным ошибкам. В исследовании, приведенном ниже, мы включаем в построения изменения пористости; более традиционные построения могут быть восстановлены, если сделать допущение, что пористость и мощности – постоянные величины.

Представьте себе множество элементов в виде проницаемых сред N_L , разной проницаемости k_e , толщины h_e и пористости ϕ_e . Элементы расположены в виде сопротивлений, параллельных потоку. Из закона Дарси скорость однофазного потока изотопного индикатора в поровом пространстве пропорциональна отношению проницаемости к пористости, $r_e = k_e/\phi_e$. Таким образом, если r_e является произвольной переменной, мы можем перегруппировать элементы в порядке убывания r_e (это равнозначно расположению в порядке уменьшения скорости жидкости), и мы можем определить пропускную способность при данном поперечном сечении как:

$$F_n = \sum_{l=1}^n \frac{k_l h_l}{H_t \bar{k}} \quad (6.3-1a)$$

где H_t – суммарная толщина:

$$H_t = \sum_{l=1}^{N_L} h_l \quad (6.3-1b)$$

Средние величины определяются как:

$$\bar{k} = \frac{1}{H_t} \sum_{l=1}^{N_L} (kh)_l \quad (6.3-1c)$$

и аналогично для пористости. Суммарная способность к аккумулярованию описывается подобным образом:

$$C_n = \sum_{l=1}^n \frac{\phi_l h_l}{H_t \bar{\phi}} \quad (6.3-1d)$$

Физическая интерпретация F_n следующая: если элементы N_L сгруппированы параллельно, F_n является частью общего потока со скоростью r_n или более высокой скоростью. C_n – относительный объем этих элементов. График зависимости F_n от C_n дает кривую, показанную на Рис. 6-6(a); если N_L становится очень большим, множество приближается к непрерывному распределению, показанному на Рис. 6-6(b). Мы обозначим непрерывное распределение через F и C без подстрочных индексов. Из определений F , C и r угол наклона любой кривой при любом значении C – это скорость в поровом пространстве в этой точке, деленная на среднюю скорость всего множества:

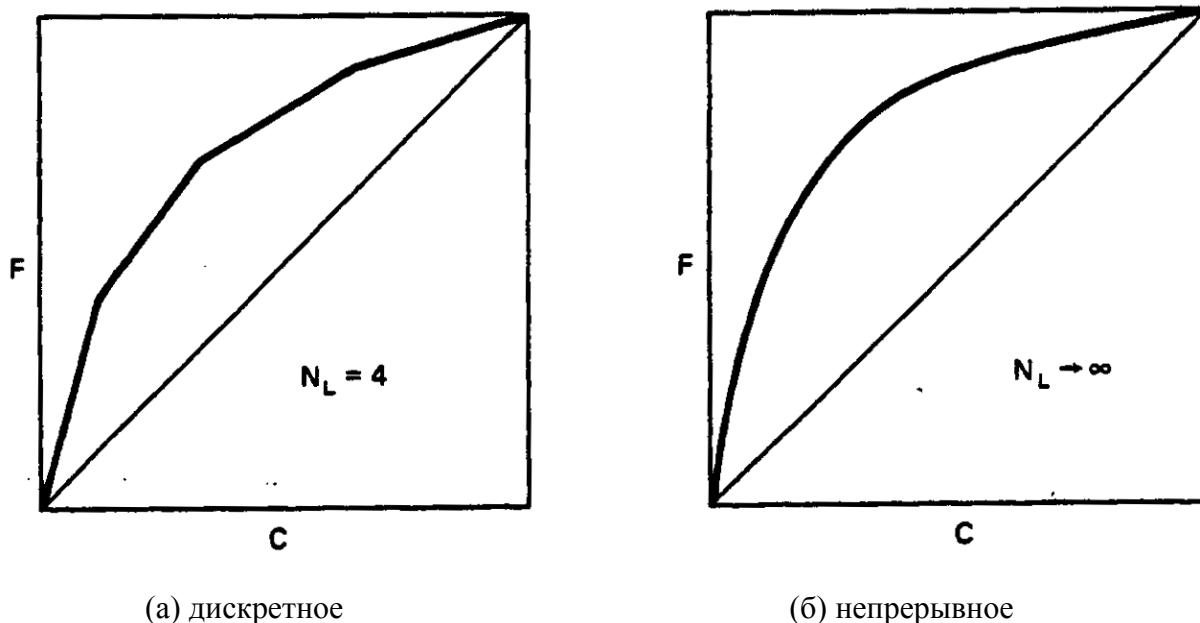


Рис. 6-6 Схематическое изображение дискретного и непрерывного построения кривых зависимости пропускной способности от способности к аккумулярованию

$$\frac{dF}{dC} = F' = \begin{cases} \frac{r_n}{r} & \text{(дискретное)} \\ \frac{r}{r} & \text{3-2)} \\ r & \text{(непрерывное)} \end{cases} \quad (6.)$$

Т.к. элементы были перегруппированы, угол наклона монотонно уменьшается и из определений, $F_n = C_n = 1$ при $n = N_L$.

Критерии неоднородности

Общепринятым критерием неоднородности пласта является коэффициент Лоренца L_c , определяемый как площадь между кривой $F - C$ и прямой, проведенной под углом 45° (однородная кривая $F = C$), и нормализованным для непрерывной кривой с помощью коэффициента 0.5:

$$L_c = 2 \left\{ \int_0^1 F dC - \frac{1}{2} \right\} \quad (6. 3-3)$$

Коэффициент Лоренца варьирует в диапазоне 0 (однородный пласт) – 1 (крайне неоднородный пласт). Вторым, и быть может, более распространенным критерием, находящимся в тех же пределах, является коэффициент Дикстра-Парсонса (1950) V_{DP} :

$$V_{DP} = \frac{(F')_{C=0.5} - (F')_{C=0.841}}{(F')_{C=0.5}} \quad (6. 3-4)$$

Как L_c , так и V_{DP} не зависят от конкретной формы распределения k/ϕ , и оба зависят от изменения этого коэффициента. Первоначально определяемый V_{DP} фактически берется из подгонки прямой к данным $k-\phi$, представленным в виде графика на логарифмической шкале вероятностей. Эта методика вводит в V_{DP} неоднозначность (два различных распределения, имеющие одинаковый V_{DP}), когда данные не являются логарифмически нормальными (Дженсен и Лэйк, 1986). Для логарифмически нормальных данных уравнение (6. 3-4) является однозначным.

Чтобы установить соотношение F с C , допустим, что совокупность проницаемостей распределяется логарифмически; отсюда зависимость между накопленной частотой Λ и r следующая (Айтисон и Браун, 1957):

$$\Lambda = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left\{ \frac{\ln \left(\frac{r}{\bar{r}} \right)}{\sqrt{2v_{LN}}} \right\} \right] \quad (6.3-5)$$

где \bar{r} является средне геометрической или средне логарифмической распределения, а v_{LN} — вариантность распределения. Зависимость между \bar{r} и v_{LN} дается как:

$$\bar{r} = \bar{r} e^{(v_{LN}/2)} \quad (6.3-6)$$

Если мы отождествим Λ со способностью к аккумуляции C и используем уравнения (6.3-2), (6.3-5) и (6.3-6), мы получим:

$$C = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left\{ \frac{\ln \left(e^{\frac{v_{LN}}{2}} F' \right)}{\sqrt{2v_{LN}}} \right\} \right] \quad (6.3-7)$$

Уравнение (6.3-7) может быть решено для F' и затем в интегральной форме подвергнуто граничным условиям $F = C = 0$:

$$F = \int_0^C \exp \left\{ \frac{v_{LN}}{2} + \sqrt{2v_{LN}} \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2\xi) \right\} d\xi \quad (6.3-8)$$

Мы численно интегрируем уравнение (6.3-8) чтобы получить кривую $F-C$ при постоянном v_{LN} . Рис. 6-7, на котором V_{DP} используется вместо v_{LN} , показывает результаты такого интегрирования, представленные закрашенными точками.

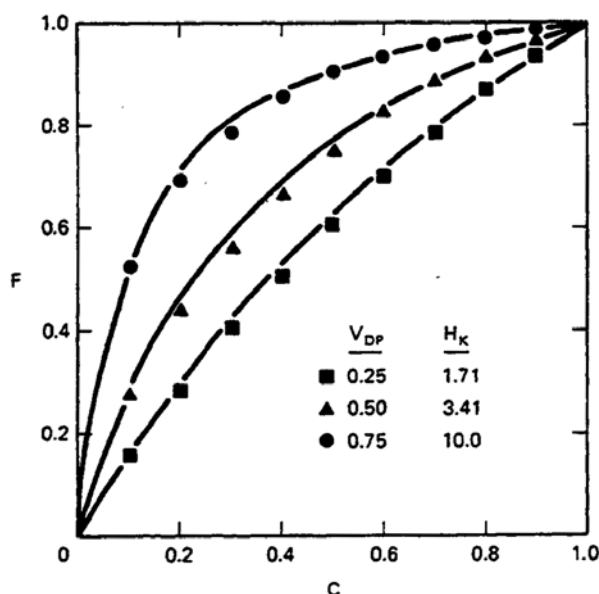


Рис. 6-7 Графики зависимости пропускной способности от способности к аккумуляции (Пол и др., 1982)

Из уравнений (6.3-4) и (6.3-5) следует, что

$$V_{DP} = 1 - e^{-\sqrt{v_{LN}}} \quad (6.3-9)$$

и, далее, что зависимость между коэффициентами Лоренца и Дикстра-Парсонса и v_{LN} следующая:

$$L_C = \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{v_{LN}}}{2}\right) = \operatorname{erf}\left(\frac{-1n(1-V_{DP})}{2}\right) \quad (6.3-10)$$

Отметьте, исходя из уравнения (6.310), что L_C и V_{DP} ограничены, тогда как v_{LN} – нет.

Рассматривая три критерия неоднородности в уравнении (6.310), может показаться странным предлагать четвертое, но ни один из критериев, рассматриваемых, до сих пор напрямую не связан с течением в проницаемых средах. Чтобы исправить это, Коваль (1963) предложил в качестве четвертого критерия неоднородности – коэффициент неоднородности, H_K . H_K определяется следующим образом:

$$H_K = \frac{1-C}{C} \cdot \frac{F}{1-F} \quad (6.3-11)$$

Уравнение (6.3-11) следует из соблюдения подобия между кривой движения отдельных фаз в однородной среде, имеющей линейный участок относительных проницаемостей и нулевых остаточных фазовых насыщенностей, и точками на Рис. 6-7. Фактически сплошные линии на Рис. 6-7 рассчитаны из уравнения (6.3-11) при H_K приведенном до соответствия расчетным точкам. Поэтому между V_{DP} и H_K существует однозначное соответствие, которое показано на Рис. 6-8 в виде закрашенных точек. Из уравнений (6.3-8) и (6.3-11) следует, что $H_K \rightarrow \infty$ по мере того, как $V_{DP} \rightarrow 1$ (крайне неоднородная проницаемая среда), и $H_K \rightarrow 1$ по мере того, как $V_{DP} \rightarrow 0$.

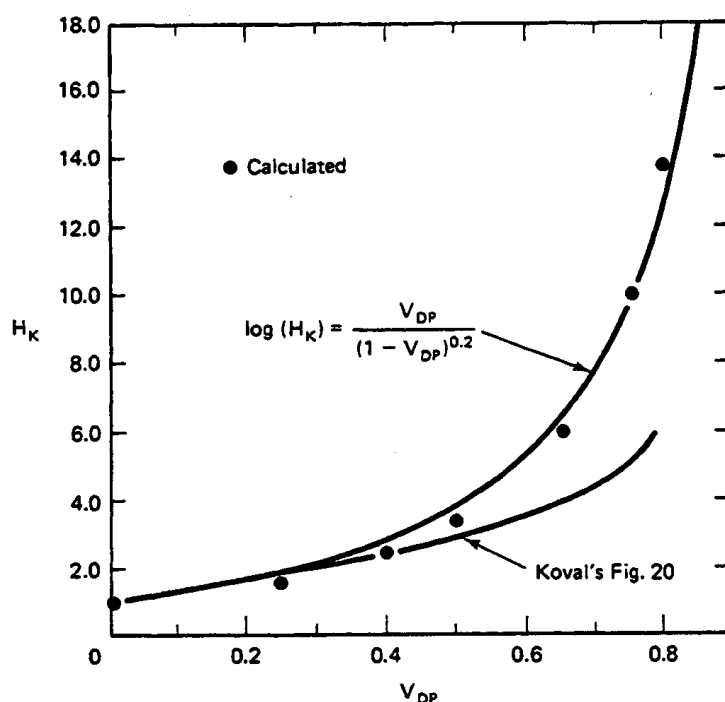


Рис. 6-8 Зависимость между эффективным коэффициентом подвижности и неоднородностью (Пол и др., 1982)

Между этими пределами зависимость V_{DP} и H_K дается путем эмпирической подгонки до точек на Рис. 6-8:

$$\log(N_K) = \frac{V_{DP}}{(1 - V_{DP})^{0.2}} \quad (6.3-12)$$

что также показано на Рис. 6-8.

Используя кривую $F-C$ в уравнении (6.3-11), можно рассчитать коэффициент охвата по мощности в процессе вытеснения при коэффициенте подвижности равном единице, с помощью одномерной теории, изложенной в Разделе 5-2 (см. Пример 5Е).

В Таблице 6-1 приведены различные статистические данные, полученные из нескольких продуктивных пластов. В этих пластах V_{DP} варьирует от 0.65 до 0.89. Этот довольно узкий диапазон соответствует диапазону на Рис.6-7, где H_K становится чрезвычайно сильной функцией V_{DP} . Т.к. E_I уменьшается с увеличением H_K , неоднородность должна оказывать влияние на процесс вытеснения в большинстве пластах. В Таблице 6-1 так же представлен V_{DP} по пласту, рассчитанный исходя из распределения средних проницаемостей по данным скважинных измерений. Только в трех из представленных записей изменения по площади превышают изменения по мощности. Это, плюс отсутствие чувствительности E_I к неоднородным проницаемостям, расположенным последовательно, отчасти объясняет популярность слоистой, типа «слоеного пирога», модели пластов. Мы используем слоистую модель (однородную и неоднородную) в двух последующих разделах для того, чтобы рассчитать E_I . И, наконец, в Таблице 6 представлен ряд скважин в каждом пласте, проницаемости в которых по данным керновых анализов наиболее точно соответствовали нормальному, логарифмически нормальному и экспоненциальному распределениям. Как вы видите, обычно скважины показывают логарифмически нормальное распределение, хотя и с существенными исключениями (см. Дженсен и др., 1987). Если проницаемости распределяются нормально, методика расчета V_{DP} и L_C все еще верна, но форма функции распределения (уравнение 6.3-5) меняется (см. Пример 6В).

Ни один из критериев неоднородности, приведенных выше, не являются полностью удовлетворительными для прогноза эффективности процесса вытеснения. Т.к. все критерии включают в себя как неоднородности, так и неравномерности, существует постоянный, почти совершенно игнорируемый вопрос о том, как их использовать в расчетах процессов вытеснений. Корректно было бы предположить, что неравномерности изменяют значения характеристик проницаемой среды как дисперсность и капиллярное давление; Однако масштаб неравномерности различен, если сравнивать промысловые и лабораторные замеры, и мало что можно предложить относительно того каким образом могут быть изменены характеристики, определяемые в лабораторных условиях, чтобы они отражали эти неравномерности. По этой причине неравномерности обычно игнорируются, и расчеты вытеснений базируются на моделях равномерно неоднородных проницаемых сред. Вторая причина неадекватности критериев неоднородности заключается в том, что для многих пластов неправильно трактовать проницаемость и пористость как независимые переменные. Между проницаемостью и пористостью существуют корреляции (двумерные корреляции), и сами по себе эти переменные могут иметь пространственную структуру (автокорреляция). Когда такая структура действительно существует, реакция на процесс вытеснения у перегруппированного множества слоев будет не такой, как при первоначальном распределении слоев. В современной практике определение такой структуры и отделение ее от случайной стохастической составляющей – это задачи, как правило, оставляемые для истолкования геологами.

Таблица 6-1 Типичные значения вертикальных и площадных коэффициентов Дикстра-Парсонса (Ламберт, 1981)

| | Месторождение | Пласт | Кол-во исследованных скважин* | Логарифмически нормальное | Экспоненциальное | $\bar{\kappa}$ | $\bar{\phi}$ | $(V_{DP})_{areal}$ | \bar{V}_{DP} |
|--------------|---------------|----------------------------|-------------------------------|---------------------------|------------------|----------------|--------------|--------------------|----------------|
| 1 | El Dorado | Admire | 262 | 35 | 42 | 370,14 | 0,2538 | 0,484 | 0,697 |
| 2 | Keystone | Cardium | 67 | 61 | 5 | 15,15 | 0,1063 | 0,752 | 0,653 |
| 3 | Garrington | Manville B | 38 | 35 | 2 | 5,73 | 0,1124 | 0,671 | 0,822 |
| 4 | Madison | Bartlesville | 36 | 10 | 10 | 29,95 | 0,1790 | 0,238 | 0,823 |
| 5 | Pembina | Cardium | 16 | 13 | 0 | 273,64 | 0,1220 | 0,837 | 0,894 |
| | | Belly River | 17 | 15 | 0 | 12,66 | 0,1623 | 0,687 | 0,814 |
| 6 | Hamilton Dome | Tensleep | 33 | 11 | 10 | 98,42 | 0,1430 | 0,501 | 0,694 |
| 7 | Rozet | Muddy | 33 | 25 | 3 | 43,14 | 0,1708 | 0,457 | 0,846 |
| 8 | Salt Creek | 2 nd Wall Creek | 30 | 8 | 6 | 59,08 | 0,1843 | 0,495 | 0,851 |
| 9 | Kitty | Muddy | 20 | 19 | 0 | 11,74 | 0,0871 | 0,795 | 0,731 |
| 10 | E. Salt Creek | 2 nd Wall Creek | 5 | 3 | 2 | 35,71 | 0,1660 | 0,124 | 0,840 |
| | | Lakota | 7 | 6 | 0 | 38,01 | 0,1540 | 0,424 | 0,899 |
| 11 | Dixie West | Tradewater | 16 | 5 | 3 | 129,13 | 0,1880 | 0,202 | 0,598 |
| 12 | Burke Ranch | Dakota | 14 | 6 | 3 | 23,18 | 0,1991 | 0,625 | 0,663 |
| 13 | Oklahoma City | Prue | 14 | 6 | 4 | 15,90 | 0,1368 | 0,473 | 0,683 |
| 14 | Gas Draw | Muddy | 14 | 6 | 0 | 71,61 | 0,1572 | 0,615 | 0,899 |
| 15 | Recluse | Muddy | 12 | 9 | 0 | 74,93 | 0,1437 | 0,591 | 0,855 |
| 16 | W. Moorcroft | Muddy | 8 | 6 | 0 | 201,39 | 0,2150 | 0,973 | 0,833 |
| 17 | S. Rozet | Minnelusa | 8 | 7 | 1 | 135,86 | 0,1283 | 0,443 | 0,861 |
| 18 | Ute | Muddy | 8 | 2 | 2 | 62,14 | 0,1790 | 0,752 | 0,758 |
| 19 | Riverton Dome | Tensleep | 7 | 2 | 0 | 2,68 | 0,0480 | 0,474 | 0,729 |
| 20 | Carson-Hamm | Minnelusa | 7 | 2 | 3 | 160,36 | 0,1624 | 0,465 | 0,722 |
| 21 | N.W.Sumatra | Heath | 6 | 0 | 2 | 124,98 | 0,1285 | 0,254 | 0,890 |
| 22 | Pitchfork | Tensleep | 5 | 1 | 4 | 91,54 | 0,1410 | 0,229 | 0,728 |
| | | Phosphoria | 6 | 4 | 1 | 18,16 | 0,1430 | 0,544 | 0,833 |
| Итого | | | 689 | 297 | 102 | | | | |

*Разность между количеством скважин с логарифмически нормальным и экспоненциальным распределением представляет количество скважин с нормальным распределением проницаемостей.

6-4 Процессы вытеснения в условиях несообщающихся по вертикали пластов

В этом разделе мы покажем влияние коэффициента подвижности и неоднородности на процесс вытеснения в условиях несообщающихся пластов. Мы рассмотрим процессы поршневого вытеснения нефти ($i = 2$) водой ($i = 1$) в равномерно неоднородных горизонтальных слоистых моделях (см. Пример 6С). Далее мы сделаем невозможной проходимость или проницаемость в вертикальном направлении, условие, которое можно было бы использовать на практике в том случае, когда пласт содержит непроницаемые непрерывные прослойки глинистого сланца по всему интервалу. Теперь пласт состоит из множества одномерных элементов, расположенных параллельно. Т.к. сообщение по вертикали отсутствует, мы можем перегруппировать слои по убыванию k/ϕ , как в Разделе 6-3. Кроме того, при выведении модели вытеснения в условиях несообщающихся пластов, впервые предложенной Дикстра и Парсонсом (1950), мы не учитываем рассеивающие эффекты.

С учетом допущений, сделанных выше, коэффициент охвата пласта по мощности равен:

$$E_I = \frac{\sum_{e=1}^n (\phi h)_e + \sum_{e=n+1}^{N_L} (\phi h x_D)_e}{\phi H_i} \quad (6.4-1)$$

где x_{DI} – безразмерная величина, отображающая положение фронта ($x_{fe/L}$) между вытесняющей жидкостью (водой) и вытесняемой жидкостью (нефтью). Индекс n обозначает слой, через который произошел прорыв к добывающей скважине в конкретное безразмерное время t_D :

$$t_D = \frac{\int_0^t q dt}{H_i W L \phi} = \frac{\sum_{e=1}^{N_L} (\phi h x_D)_e}{\phi H_i} \quad (6.4-2)$$

где x_{DI} при $l > n$ больше 1, W – ширина поперечного сечения, а L – длина.

Два слоя

Для начала давайте рассмотрим случай, когда пласт имеет только два слоя ($N_L = 2$), как показано на Рис. 6-9 при изменении водонасыщенности $\Delta S = S_{1J} - S_{1I}$. $k/\phi \Delta S$ для верхнего или быстро реагирующего слоя больше, чем для нижнего или медленно реагирующего слоя. Положение фронта в каждом слое может определяться из закона Дарси:

$$\frac{dx_{fl}}{dt} = v_l = - \left(\frac{k}{\phi \Delta S} \right)_i \lambda_{rel} \frac{\Delta P}{L}, \quad l = 1, 2 \quad (6.4-3)$$

где v_l – скорость в поровом пространстве x в слое l , а λ_{rel} – эффективная относительная подвижность в слое l , определяемая как:

$$\lambda_{rel} = \begin{cases} \left[\frac{x_{DI} + (1-x_{DI})}{\lambda_{r1}^0 + \lambda_{r2}^0} \right]^{-1} & \text{при } x_{DI} < 1 \\ \lambda_{r1}^0 & \text{при } x_{DI} > 1 \end{cases} \quad (6.4-4)$$

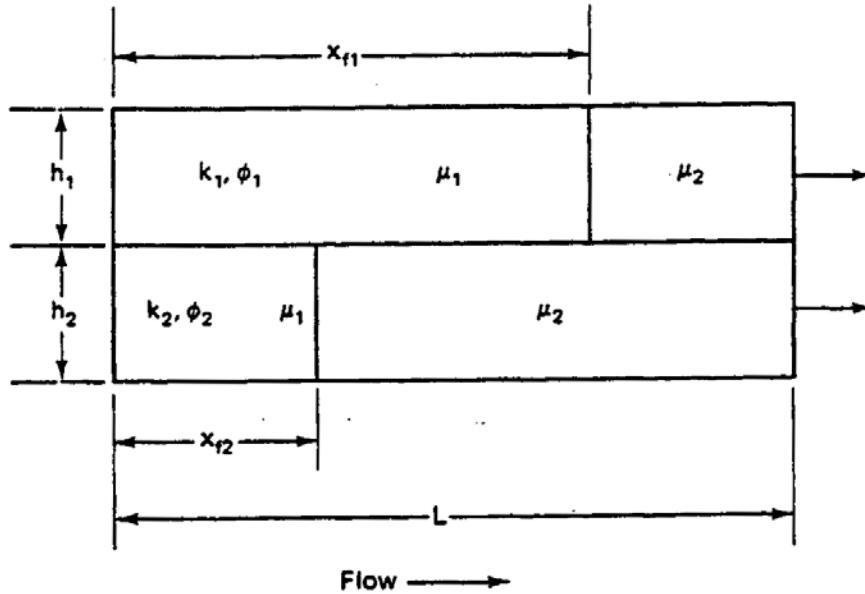


Рис. 6-9 Схематическое изображение неоднородного пласта для модели Дикстра-Парсонса

Определением соотношения скоростей в двух слоях исключается время и перепад давления, т.к. оба слоя испытывают одинаковый перепад давления ΔP . Это равенство подразумевает сообщение в скважинах, даже если в другом месте сообщение отсутствует. Т.к. ΔP аннулируется, расчет верен в любом случае, проводится ли вытеснение при постоянной скорости, или при постоянном ΔP . Таким образом, до прорыва ($x_{D1} < 1$) мы имеем:

$$\frac{dx_{D1}}{dx_{D2}} = r_{12} \frac{x_{D2} + M^0(1 - x_{D2})}{x_{D1} + M^0(1 - x_{D1})} \quad (6.4-5a)$$

где r_{12} , контраст неоднородностей ($k_1\phi_2\Delta S_2 / k_2\phi_1\Delta S_1$) превышает 1. После прорыва ($x_{D1} > 1$) та же величина равна:

$$\frac{dx_{D1}}{dx_{D2}} = r_{12}(x_{D2} + M^0(1 - x_{D2})) \quad (6.4-5b)$$

В обоих уравнениях M^0 – это коэффициент подвижности в конечной точке, определяемый в уравнении (5.2-3с). До прорыва x_{D1} и x_{D2} меньше 1, мы можем интегрировать уравнение (6.4-5a) с учетом граничных условий, что $x_{D1}=0$, когда $x_{D2}=0$, получая:

$$\frac{1 - M^0}{2} x_{D1}^2 + M^0 x_{D1} = r_{12} \left(\frac{1 - M^0}{2} x_{D2}^2 + M^0 x_{D2} \right) \quad (6.4-6)$$

Положение фронта в нижнем слое при прорыве x_{D2}^0 следует из уравнения (6.4-6), полагая, что $x_{D1}=1$

$$x_{D2}^0 = \frac{\left\{ (M^0)^2 + \frac{1 - (M^0)^2}{r_{12}} \right\}^{1/2} - M^0}{1 - M^0} \quad (6.4-7a)$$

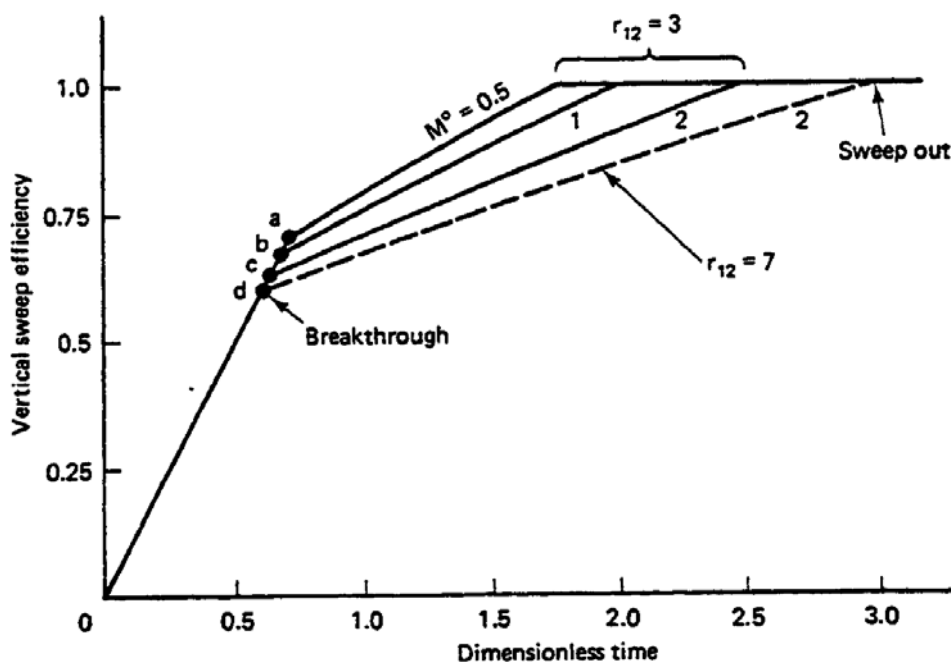
После прорыва фронт в нижнем слое (за пределами пласта) получают путем интегрирования уравнения (6.4-5b) при граничных условиях $x_{D2} = x_{D2}^0$, когда $x_{D1}=1$.

$$x_{D1} = 1 + r_{12} \left[\frac{1 - M^0}{2} (x_{D2}^2 - (x_{D2}^0)^2) + M^0 (x_{D2} - x_{D2}^0) \right] \quad (6.4-7b)$$

«Положение» фронта в верхнем слое при полном вытеснении дается уравнением (6.4-7b) при $x_{D2} = 1$

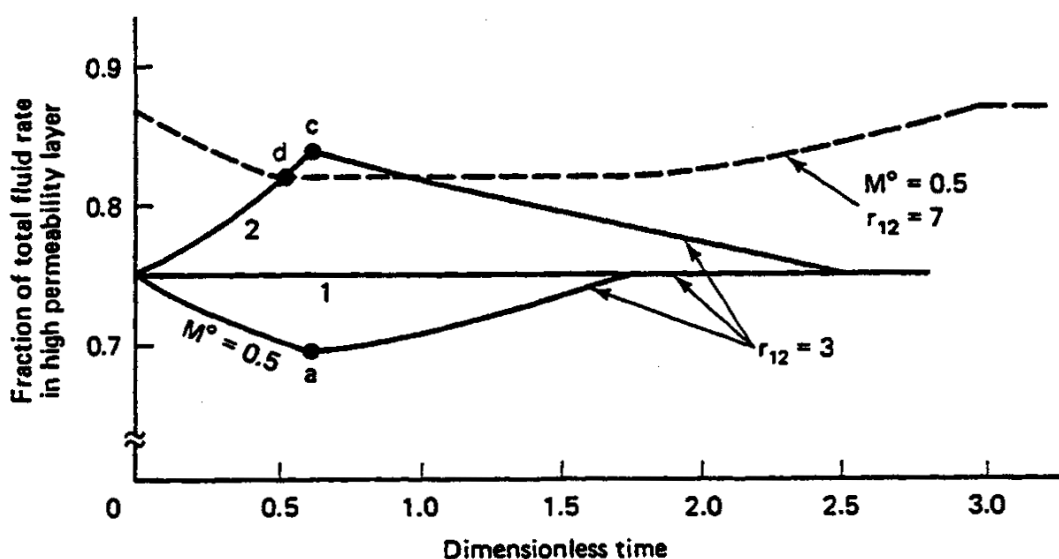
$$x_{D1} = 1 + (r_{12} - 1) \left(\frac{1 + M^0}{2} \right) \quad (6.4-7c)$$

При постоянных значениях коэффициента подвижности и контраста неоднородности, E_I , при заданной безразмерной суммарной закачке может быть получено, подставляя положения фронта, рассчитанные из уравнений (6.4-6) и (6.4-7), в определения (уравнения 6.4-1 и 6.4-2). На Рис. 6-10 показаны результаты этого метода при трех значениях M^0 и двух величинах контраста проницаемости.



(a) Коэффициент охвата по мощности

(a) Vertical sweep efficiency



(б) Скорости в слое

Рис. 6-10 Расчет по двухслойной модели Дикстра-Парсонса

При возрастании контраста проницаемости E_I уменьшается (Рис. 6-10а). Уменьшающееся M^0 улучшает, а возрастающее M^0 ухудшает E_I , точно так же, как аналогичные изменения действуют на площадной коэффициент охвата и коэффициент вытеснения. На Рис. 6-10(б) показано отношение объемной скорости потока в слой 1 к общей скорости потока в виде функции t_D . Из уравнений (6.4-6) и (6.4-7) следует

$$\frac{q_1}{q_1 + q_2} = \frac{(\phi h \Delta S_v)_1}{(\phi h \Delta S_v)_2} = \frac{1}{1 + \frac{(kh)_2}{(kh)_1} \left[\frac{M^0 + x_{D1}(1 - M^0)}{M^0 + x_{D2}(1 - M^0)} \right]} \quad (6.4-8)$$

Уравнение (6.4-8) показывает причину изменений в E_I . При $M^0 < 1$ быстро реагирующий слой заполняется жидкостью, имеющей низкую подвижность, быстрее, чем медленно реагирующий слой. Таким образом, сопротивление течению в быстро реагирующем слое возрастает быстрее, чем сопротивление в медленно реагирующем слое, обуславливая уменьшение скорости потока в быстро реагирующем слое. При $M^0 > 1$ ситуация прямо противоположная. Конечно, при $M^0=1$ изменений в подвижности не происходит, и отношение скорости в быстро реагирующем слое к общей скорости остается постоянным. Коэффициент подвижности может оказывать влияние на E_I даже при отсутствии сообщения по вертикали. Этот эффект качественно имеет ту же направленность, что и площадной коэффициент охвата и коэффициент вытеснения.

N_L количество слоев

Вышеприведенные результаты легко могут быть обобщены в группу, состоящую из N_L количества слоев. Прежде всего, мы обобщаем контраст неоднородности, существующий между двумя любыми слоями l и n

$$r_{nl} = \left(\frac{k}{\phi \Delta S} \right)_n \left(\frac{\phi \Delta S}{k} \right)_l \quad (6.4-9)$$

В конкретное время, если n – это номер слоя, в котором произошел прорыв, то положение фронта во всех быстро реагирующих слоях дается как:

$$x_{Dl} = 1 + (r_{ln} - 1) \left(\frac{1 + M^0}{2} \right), \quad l = 1, \dots, n \quad (6.4-10a)$$

из уравнения (6.4-7с). Аналогичным образом положение фронта во всех медленно реагирующих слоях:

$$x_{Dl} = \frac{\left\{ (M^0)^2 + \frac{1 - (M^0)^2}{2} \right\}^{1/2} - M^0}{1 - M^0}, \quad l = n + 1, \dots, N_L \quad (6.4-10b)$$

из уравнения (6.4-7а). Приписывая n значения от 1 до N_L , рассчитав все N_L положения фронта и подставив их в уравнения (6.4-1) и (6.4-2), мы можем построить график зависимости E_I от t_D (см. Пример 6D). Соединяя эти точки прямолинейными участками, получаем график зависимости E_I от t_D . То, что этот метод не является точным, видно из Рис. 6-10, на котором кривые между прорывом и вытеснением слегка искривлены. Но если N_L велико, ошибка, введенная этим методом, будет небольшой. Этот метод легко модифицировать для расчета E_I в модели с непрерывным распределением F-C, рассмотренным в Разделе 6-3. Используя водонефтяной фактор

$$WOR = \frac{\sum_{l=1}^n q_l}{\sum_{l=n+1}^{N_L} q_l} \quad (6.4-11)$$

в качестве величины, зависящей от времени, вместо t_D , Джонсон (1956) представил график зависимости коэффициента охвата по мощности от V_{DP} и M^0 .

6-5 Вертикальное равновесие

Полезным методом при расчетах нефтеотдачи общего характера является использование допущения *вертикального равновесия* (VE) по поперечному разрезу пласта, в котором осуществляется процесс вытеснения. При использовании допущения вертикального равновесия можно объединить коэффициент охвата по мощности и коэффициент вытеснения в охват псевдовытеснения, который затем может оцениваться с помощью одномерной теории, представленной в Разделе 5-2. Эта комбинация означает, что коэффициент нефтеотдачи E_R становится

$$E_R = E_A E_I E_D = E_A \vec{E}_D \quad (6.5-1)$$

где \vec{E}_D - коэффициент охвата в псевдовытеснении. Конечно, площадной коэффициент охвата E_A тем не менее должен быть определен и использован в уравнении (6.5-1). Мы рассмотрим как объединить E_A и \vec{E}_D в Разделе 6-7. Другим результатом допущения вертикального равновесия является то, что оно отображает состояние максимального поперечного движения жидкости или перетока. Таким образом, расчеты, основанные на допущении вертикального равновесия, удобны при оценке тенденции перетока оказывать влияние на процессы вытеснения, по сравнению с расчетами, представленными в Разделе 6-4, в которых поперечные потоки не учитываются.

Допущение вертикального равновесия

Формально, вертикальное равновесие – это состояние, при котором сумма всех сил, движущих поток жидкости в направлении, перпендикулярном направлению основного потока, равно нулю. Мы видим, что этому условию ближе всего соответствует течение в пластах с большим соотношением геометрических размеров (отношение длины к ширине) и хорошим сообщением по вертикали. Кроме того, в Разделе 6-6 показано, что несколько классических расчетов процесса вытеснения, описанных в литературе по нефтедобыче, фактически являются сокращенными версиями более общей теории вертикального равновесия.

Чтобы вывести общую теорию вертикального равновесия, мы ограничимся процессами несжимаемого несмешивающегося вытеснения нефти водой и получим профиль водонасыщенности в поперечном направлении (направлении z) при постоянном поперечном сечении (положение x). При допущениях, перечисленных выше, уравнение сохранения (2D-1) для воды в x - z координатах принимает вид:

$$\phi \frac{\partial S_1}{\partial t} + \frac{\partial u_{x1}}{\partial x} + \frac{\partial u_{z1}}{\partial z} = 0 \quad (6.5-2)$$

Если мы введем закон Дарси (уравнение 2.2-5) в уравнение (6.5-2), и промасштабируем независимые переменные x и z как:

$$x_D = \frac{x}{L}, \quad z_D = \frac{z}{H_t} \quad (6.5-3)$$

уравнение (6.5-2) принимает вид:

$$\phi \left(\frac{L^2}{k} \right) \frac{\partial S_1}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_D} \left(\lambda_{r1} \left(\frac{\partial P_1}{\partial x_D} + L \rho_1 g \sin \alpha \right) \right) - \left(\frac{L^2}{H_t^2 k} \right) \frac{\partial}{\partial z_D} \left(k_z \lambda_{r1} \left(\frac{\partial P_1}{\partial z_D} + H_t \rho_1 g \cos \alpha \right) \right) = 0 \quad (6.5-4)$$

Члены в этом уравнении представляют скопление воды, течение в направлении x и течение в направлении z , соответственно (см. Рис. 6-11). Мы предполагаем, что течение в направлении z является конечным, поэтому, если группа L^2 / kH_t^2 является большой величиной, из этого следует, что член, который она умножает, должен быть величиной небольшой. Это означает, что поток воды в направлении z является функцией только x или:

$$k_z \lambda_{r1} \left(\frac{\partial P_1}{\partial z} + \rho_1 g \cos \alpha \right) = f(x) \quad (6.5-5)$$

Т.к. поток воды в направлении z является конечным, если k_z - большая величина, уравнение (6.5-5) подразумевает:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z_D} = -\rho_1 g \cos \alpha \quad (6.5-6)$$

Понятно, что вышеприведенные рассуждения распадаются при водонасыщенностях, приближающихся к остаточным, когда λ_{r1} равна нулю. Но верно так же и то, что диапазон насыщенностей, где уравнение (6.5-6) терпит неудачу, является именно тем диапазоном, в котором аналогичное уравнение для нефтяной фазы является наиболее подходящим. Поэтому, аргументы, приводящие нас к уравнению (6.5-6), должны быть обоснованы в каком-то осредненном смысле применительно как к водной, так и к нефтяной фазе.

Предположение, что группа L^2 / kH_t^2 является большой величиной, обосновано во многих практических случаях. Но предположение, что k_z является большой величиной, искажает реальную ситуацию, т.к. для большинства природных сред k_z меньше, чем k . Для проницаемой среды с разбросанными непроницаемыми преградами в виде глинистого сланца k_z может быть гораздо меньше, чем k .

Требования больших L^2 / kH_t^2 и k_z могут быть объединены в единое требование, чтобы эффективное отношение длины к толщине

$$R_L = \frac{L}{H_t} \left(\frac{\bar{k}_z}{\bar{k}} \right)^{1/2} \quad (6.5-7a)$$

было большим. В уравнении (6.5-7a) проницаемости представляют собой среднее арифметическое для

$$\bar{k} = \frac{1}{H_t} \int_0^{H_t} k dz \quad (6.5-7b)$$

и среднее гармоническое для k_z

$$\bar{k} = \frac{H_t}{\int_0^{H_t} \frac{dz}{k_z}} \quad (6.5-7c)$$

По существу вытеснение асимптотически приближается к вертикальному равновесию по мере того, как R_L становится большим. На основании численного моделирования (Запата, 1981) и аналитических решений (Лэйк и Запата, 1987), считается, что R_L больше 10 достаточно, чтобы гарантировать, что коэффициент охвата в направлении z довольно хорошо описывается вертикальным равновесием. Вы можете легко проверить, что R_L может быть большим для широкого диапазона пластов. Например, при пятиточечной схеме размещения скважин на участке в 16.2 км^2 (40 акров), расстояние между нагнетательной и добывающей скважинами составляет 285 м (933 фута). Если мы примем это расстояние за L , то при $H_i = 6.1 \text{ м}$ (20 футов), а $\bar{k}_z = 0.1\bar{k}$, мы получим $R_L = 14.8$, достаточно большую величину, чтобы вертикальное равновесие было хорошей аппроксимацией. Приняв \bar{k} за среднее гармоническое по интервалу пласта, ясно, что $\bar{k}_z = R_L = 0$, если в интервале H_i имеется одна или несколько непроницаемых преград (например, сплошные прослойки глинистого сланца). Ясно, что предположение вертикального равновесия в данном случае не применимо. Но коэффициент охвата при псевдовытеснении в интервалах, расположенных между непроницаемыми преградами, может оцениваться на основании предположения вертикального равновесия, а совместная отдача всех таких интервалов может быть определена несообщающимися методами, описанными в Разделе 6-4.

R_L может рассматриваться как отношение характеристического времени, требуемого для жидкости, чтобы пересечь пласт в направлении x , ко времени, необходимому для пересечения пласта жидкостью в направлении z . Если R_L большая величина, колебания насыщенности или давления в направлении z затухают гораздо быстрее, чем в направлении x . Поэтому мы не учитываем возмущения в направлении z . Таким образом, когда мы говорим, что используется допущение вертикального равновесия, или что обсуждаемый пласт находится в вертикальном равновесии, мы говорим, что колебания в направлении z незначительны для большей части пласта. Аргументы, базируемые на времени затухания возмущений, первоначально были выдвинуты Дж.И. Тэйлором для течения в капиллярных трубках (Лэйк и Хирасаки, 1981).

При большом R_L профиль P_1 в направлении z дается уравнением (6.5-6) для большинства поперечных сечений в пласте. Эта методика с тем же успехом применяется к нефтяной фазе, давая:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} + \rho_1 g \cos \alpha = 0 = \frac{\partial P_2}{\partial z} + \rho_2 g \cos \alpha \quad (6.5-8)$$

Когда определение капиллярного давления на границе водо-нефтяного контакта, $P_c = P_2 - P_1$, вводится в это уравнение, мы получаем:

$$\frac{\partial P_c}{\partial z} = -(\rho_1 - \rho_2)g \cos \alpha \equiv -\Delta \rho g \cos \alpha \quad (6.5-9)$$

Уравнение (6.5-9) неявно описывает водонасыщенность в направлении z , т.к. P_c является известной функцией водонасыщенности. Но это распределение насыщенности является именно тем, что наблюдалось бы в переходной зоне между нефтью и водой в статических условиях. Сравним уравнения (6.5-9) и (2А-1), отмечая увеличение z и P_c в противоположных направлениях. Следовательно, профиль насыщенности в направлении z , определяемый уравнением (6.5-9), идентичен профилю насыщенности, который прогнозируется при допущении отсутствия течения в направлении z .

Мы утверждали, что вертикальное равновесие – это условие, которое вызывает максимальный переток жидкостей, поэтому удивительно, и это самое малое, что можно сказать, что одно и тоже уравнение описывает профиль насыщенности в условиях нулевого и максимального течения в z направлении. Ситуация аналогична теплопроводности в металлическом стержне, где движущей силой для передачи тепла является температурный градиент вдоль оси стержня (Коатс и др. 1971).

Если теплопроводность стержня не равна нулю, а тепловой поток вдоль стержня отсутствует, то разность температур на концах стержня равна нулю. Но если тепловой поток проходит вдоль стержня с постоянной конечной скоростью, а теплопроводность стержня высокая, разность температур опять невелика. Последний случай аналогичен течению при вертикальном равновесии в направлении z (Рис.6-11), где, по причине высокой теплопроводности, скорость передачи тепла максимальная; предшествующий случай – это модель гидростатического равновесия.

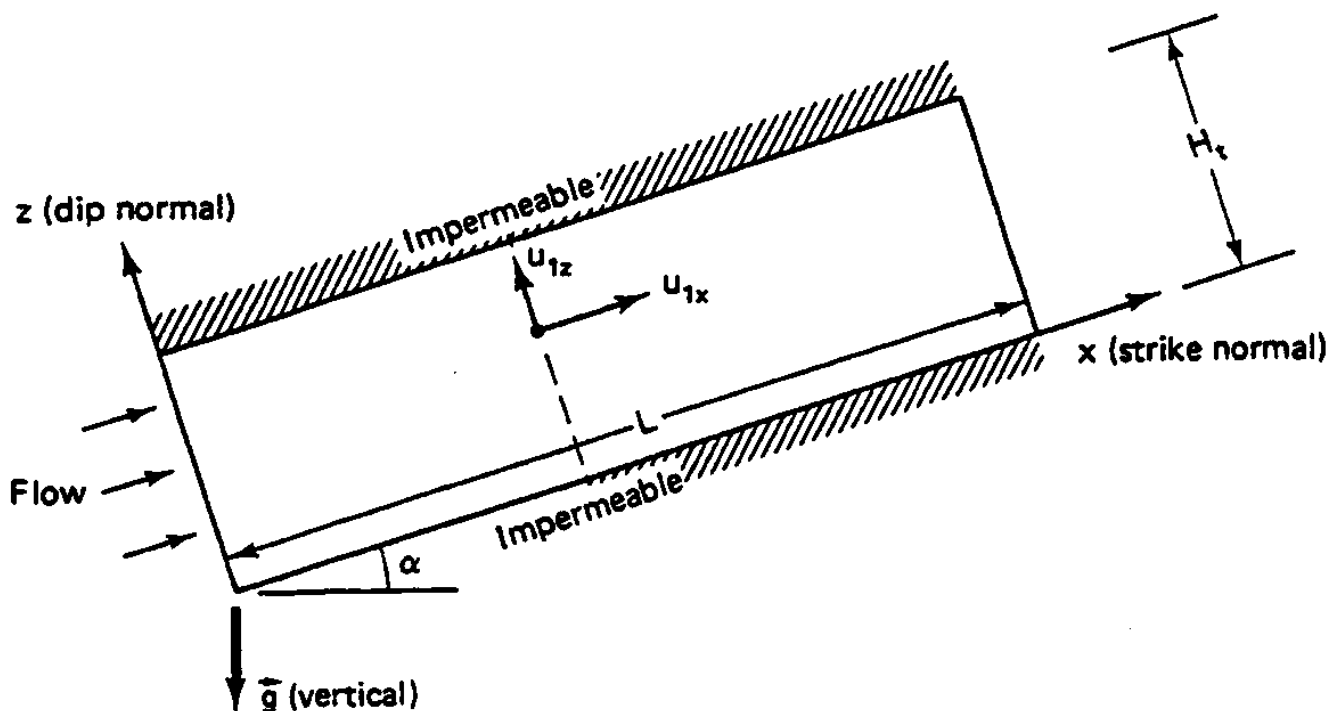


Рис. 6-11 Схематическое изображение поперечного разреза для иллюстрации методики вертикального равновесия

Классификация вытеснения

Одним из следствий вертикального равновесия является классификация вытеснений по степени разделения. Пусть S_1^+ будет водонасыщенностью немногом меньше $1 - S_{2r}$, а S_1^- - водонасыщенностью немногом больше S_{1r} . Мы можем определить толщину переходной зоны капилляра Z_{CTZ} как расстояние в направлении z , на котором водонасыщенность изменяется между двумя этими пределами. Из уравнения (6.5-9) и Рис. 6-12 это

$$z_{CTZ} \equiv z \Big|_{S_1^+} - z \Big|_{S_1^-} = \frac{P_c \Big|_{S_1^-} - P_c \Big|_{S_1^+}}{\Delta \rho g \cos \alpha} \quad (6.5-10)$$

Мы проинтегрировали уравнение (6.5-9), полагая, что зависимость капиллярного давления от водонасыщенности применимо по всей толщине Z_{CTZ} . Вообще переходная зона капилляра, определяемая уравнением (6.5-10), не такая, как существует на подлинном водо-нефтяном контакте, по падению пласта влево на Рис.6-11. Идея переходной зоны капилляра в пласте с вертикальным равновесием делает возможным определение двух основных классов вытеснений (Дейк, 1978). Если $Z_{CTZ} \gg H_t$, то профили водонасыщенности в направлении z по существу ровные, и поток считается диффузным. Если $Z_{CTZ} \ll H_t$, переходная капиллярная зона невелика по отношению к мощности пласта, и поток является гравитационно разделенным. Эти определения ассоциируются с определениями заостряющихся и рассеивающихся волн в Разделе 5-2, за исключением того, что последние относятся к усредненным волнам (колебаниям) насыщенности в разрезе.

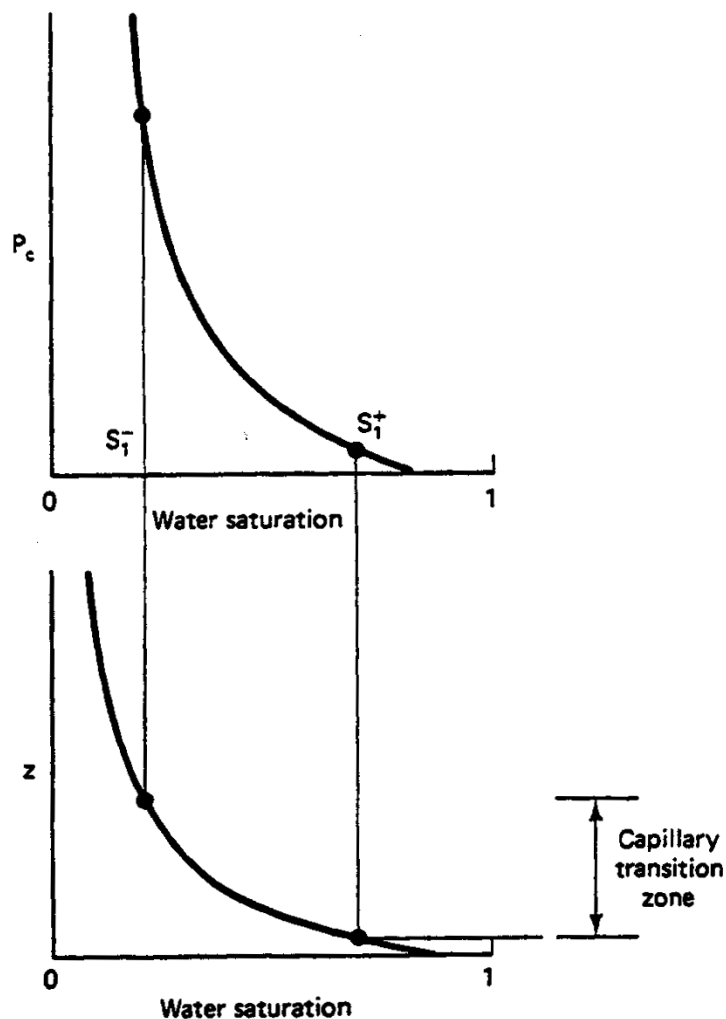


Рис. 6-12 Схематическое изображение переходной зоны капилляра

Зоны смешиваемости или переходные зоны в Разделе 5-2 были только в направлении x , и обуславливались, главным образом, хроматографическими эффектами, которые являются неотъемлемой частью кривых движения нефтяной и водной фаз в проницаемой среде. Переходная зона капилляра, определяемая уравнением (6.5-10), находится в направлении z и определяется зависимостью капиллярного давления от водонасыщенности, углом падения пласта и разностью плотностей.

Профиль насыщенности

Теперь рассмотрим интегрирование уравнения (6.5-9) при трех разных поперечных сечениях – А, В, и С на Рис. 6-13. На этом рисунке для простоты показан поток направлен справа налево. Принимаем S_{1A} , S_{1B} и S_{1C} за водонасыщенности у подошвы пласта ($z = 0$) при упомянутых сечениях $x = x_A$, x_B и x_C . Из-за направления потока, и т.к. начальная водонасыщенность почти равна остаточной водонасыщенности, $S_{1A} > S_{1B} > S_{1C}$. Профиль водонасыщенности при каждом из этих сечений неявно дается уравнением (6.5-9)

$$P_c(S_1(x_k, z)) = P_c(S_{1k}) + \Delta\rho \cdot g \cdot z \cdot \cos\alpha, \quad k=A, B \text{ or } C \quad (6.5-11)$$

В этой точке мы не знаем положение водонасыщенности $z=0$ в направлении x , которое мы опосредованно определяем ниже. Но мы можем сделать схематический набросок с помощью линий, соединяющих постоянные величины S_I , как показано на Рис.6-13. При положительных величинах разности плотностей, что является обычным, линии изонасыщения предполагают проскальзывание

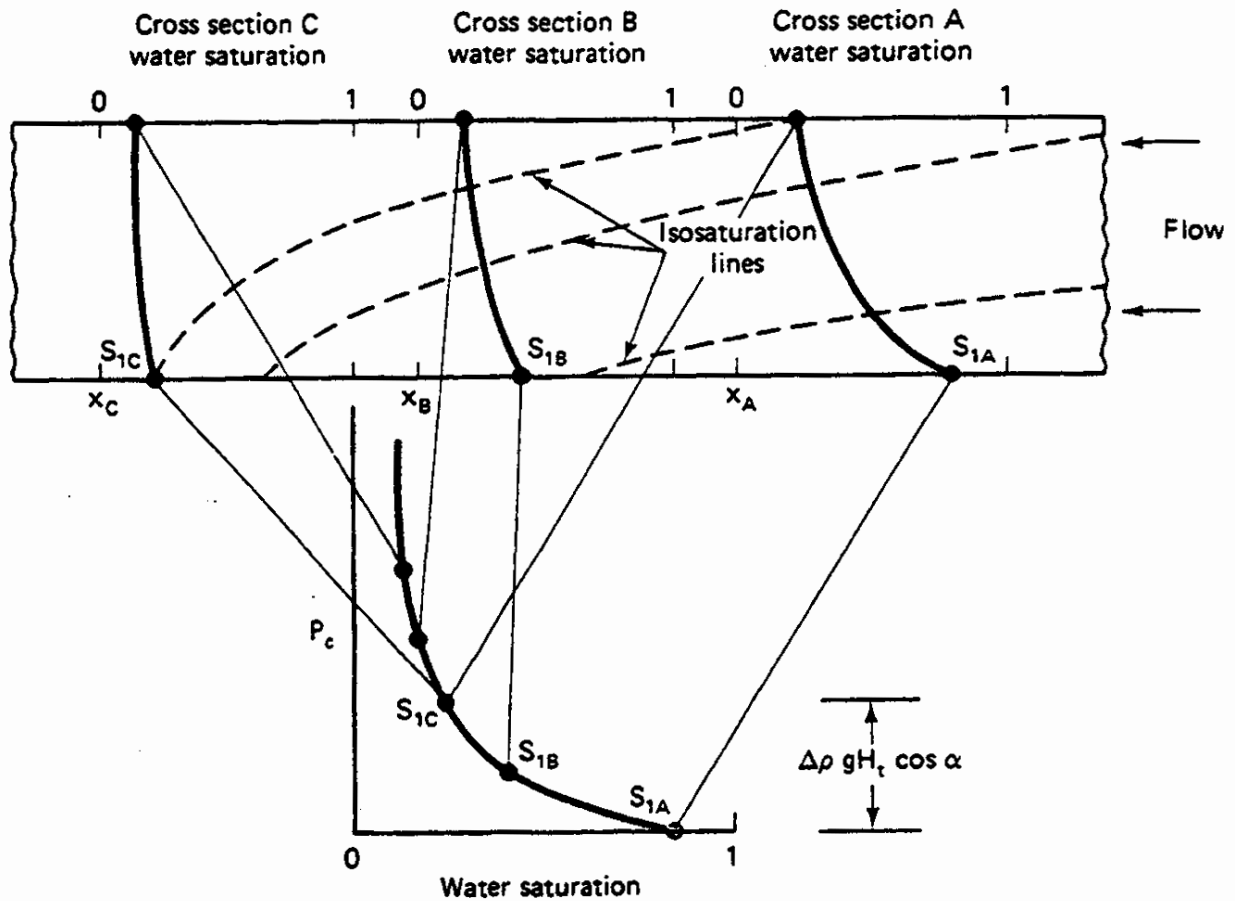


Рис. 6-13 Схематическое изображение профилей водонасыщенности в направлении z при разных поперечных сечениях

закачиваемой воды под нефтью. Это проскальзывание или гравитационный язык является неизменной характерной чертой пластов, в которых гравитационные силы велики. Образование языков происходит даже в пластах, не имеющих наклона, $\cos \alpha = 1 (D_z = -z)$. На степень языкообразования в значительной степени влияет форма кривой капиллярного давления. В Разделе 6-6 мы рассматриваем особый случай теории вертикального равновесия, при котором капиллярные силы незначительны и образование гравитационных языков происходит в виде разделившегося потока.

Псевдосвойства

Чтобы использовать профиль S_l в направлении z , мы должны преобразовать исходное двумерное уравнение (6.5-2) в эквивалентное одномерное уравнение. Давайте проинтегрируем уравнение (6.5-2) по мощности интервала H_t и разделим уравнение на H_t :

$$\frac{1}{H_t} \int_0^{H_t} \frac{\partial S_1}{\partial t} dz + \frac{1}{H_t} \int_0^{H_t} \frac{\partial u_{x1}}{\partial x} dz + \frac{1}{H_t} \int_0^{H_t} \frac{\partial u_{z1}}{\partial z} dz = 0 \quad (6.5-12)$$

Т.к. H_t – это константа, интегрирование и дифференцирование в первом слагаемом меняется местами без изменения результата, и уравнение (6.5-12) принимает вид:

$$\bar{\phi} \frac{\partial \bar{S}_1}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_{x1}}{\partial x} = 0 \quad (6.5-13)$$

Члены, относящиеся к течению воды в направлении z , не появляются в уравнении (6.5-13), т.к. все

потоки обращаются в нуль у верхней и нижней непроницаемой границы пласта. В уравнении (6.5-13) средние величины следующие:

$$\bar{S}_1 = \frac{1}{H_t \bar{\phi}} \int_0^{H_t} \phi S_1 dz \quad (6.5-14a)$$

$$\bar{\phi} = \frac{1}{H_t} \int_0^{H_t} \phi dz, \quad \bar{u}_{1x} = \frac{1}{H_t} \int_0^{H_t} u_{x1} dz \quad (6.5-14b)$$

В этих и последующих определениях все средние величины являются среднеарифметическими, за исключением водонасыщенности, которая взвешенной величиной, определяемой по пористости. Вводя определения для безразмерных независимых переменных:

$$x_D = \frac{x}{L}, \quad t_D = \int_0^t \frac{\bar{u}_x dt}{\bar{\phi} L} \quad (6.5-15)$$

в уравнение (6.5-13), получаем:

$$\frac{\partial \bar{S}_1}{\partial t_D} + \frac{\partial \bar{f}_1}{\partial x_D} = 0 \quad (6.5-16)$$

где $\bar{u}_x = \bar{u}_{x1} + \bar{x}_{x2}$, и $\bar{f}_1 = \bar{u}_{x1} / \bar{u}_x$ - это усредненная функция движения водной фазы в поперечном сечении. Уравнение (6.5-16) идентично уравнению (5.2-5a) и может быть решено таким же образом, как в случае интегрирования методом Баклея – Леверетта и Уэлджа при определении \bar{f}_1 в виде \bar{S}_1 .

Рассмотрим усредненный общий поток в поперечном сечении, умноженный на H_t при замене закона Дарси локальным потоком:

$$H_t \bar{u}_x = - \int_0^{H_t} k \lambda_{r2} \left(\frac{\partial P_2}{\partial x} + \rho_2 g \sin \alpha \right) dz - \int_0^{H_t} k \lambda_{r1} \left(\frac{\partial P_1}{\partial x} + \rho_1 g \sin \alpha \right) dz \quad (6.5-17)$$

Мы можем выразить градиент давления в нефтяной фазе в направлении x в виде перепада давления в водной фазе и коэффициента, получая:

$$H_t \bar{u}_x = - \int_0^{H_t} k (\lambda_{r2} + \lambda_{r1}) \frac{\partial P_1}{\partial x} dz - \int_0^{H_t} k \lambda_{r2} \frac{\partial P_c}{\partial x} dz - g \sin \alpha \int_0^{H_t} k (\lambda_{r2} \rho_2 + \lambda_{r1} \rho_1) dz \quad (6.5-18)$$

Но из уравнения (6.5-6) следует, что

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial x \partial z} = \frac{\partial^2 P_1}{\partial z \partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial P_1}{\partial x} \right) = 0;$$

следовательно, при вертикальном равновесии градиент давления в водной фазе в направлении x не зависит от z , как и $\partial P_2 / \partial x$, и $\partial P_c / \partial x$. Все градиенты могут быть разложены на множители интегрированием и решены как:

$$-\frac{\partial P_1}{\partial x} = \frac{H_t \bar{u}_x + \left(\frac{\partial P_c}{\partial x}\right) \int_0^{H_t} \lambda_{r2} k dz + g \sin \alpha \int_0^{H_t} k(\lambda_{r2} \rho_2 + \lambda_{r1} \rho_1) dz}{\int_0^{H_t} k(\lambda_{r2} + \lambda_{r1}) dz} \quad (6.5-19)$$

Градиент давления из уравнения (6.5-19), подставленный в усредненный поток воды:

$$H_t \bar{u}_{x1} = \left(-\frac{\partial P_1}{\partial x}\right) \int_0^{H_t} k \lambda_{r1} dz - g \sin \alpha \int_0^{H_t} k \lambda_{r1} \rho_1 dz \quad (6.5-20)$$

дает:

$$\bar{f}_1 = \frac{\bar{u}_{x1}}{\bar{u}_x} = \frac{(\overline{k \lambda_{r1}})}{k(\lambda_{r1} + \lambda_{r2})} \left\{ 1 + \frac{(k \lambda_{r1})}{\bar{u}_x} \frac{\partial P_c}{\partial x} - \frac{(k \lambda_{r2}) \Delta \rho g \sin \alpha}{\bar{u}_x} \right\} \quad (6.5-21)$$

Сравнение этого уравнения с уравнением (5.3-1) предполагает следующие определения для псевдоотносительных проницаемостей:

$$\bar{k}_{r1} = \frac{1}{H_t \bar{k}} \int_0^{H_t} k k_{r1} dz \quad (6.5-22a)$$

$$\bar{k}_{r2} = \frac{1}{H_t \bar{k}} \int_0^{H_t} k k_{r2} dz \quad (6.5-22b)$$

Капиллярное давление в уравнении (6.5-21) представляет собой зависимость капиллярного давления от водонасыщенности при любом положении z в пласте. Не имеет значения, в каком положении находится z , т.к. $\partial P_c / \partial x$ одинаково при всех положениях z . Из этого не следует, что зависимость капиллярного давления от водонасыщенности одинакова при всех положениях z , т.к. они могут меняться с проницаемостью. Капиллярное давление в уравнении (6.5-21) часто рассматривается как псевдофункция, даже если оно является фактической локальной кривой, т.к. оно должно быть функцией \bar{S}_1 .

Чтобы применить одномерную теорию Раздела 5-2 к этим уравнениям, мы должны отбросить член в уравнении (6.5-21), обозначающий капиллярное давление в направлении x . Этот пропуск не равноценен полному отбрасыванию капиллярного давления, т.к. капиллярное давление в направлении z определяет отчасти профиль насыщенности в направлении z . Несмотря на то, что сохранение капиллярного давления в направлении z и отбрасывание его в направлении x кажется нелогичным, можно показать, масштабируя аргументы, аналогичные тем, что были использованы в Разделе 5-3, что при применении условий вертикального равновесия, эффекты в направлении z гораздо важнее, чем эффекты в направлении x (Ёкаяма и Лэйк, 1981).

Методика расчета кривых псевдоотносительных проницаемостей (кривые зависимости \tilde{k}_{r1} и \tilde{k}_{r2} от \bar{S}_1) следующая:

1. Выберите водонасыщенность у подошвы пласта S_{Ik} .
2. Определите профиль водонасыщенности в направлении z , $S_I(x_k, z)$, в поперечном сечении k , используя уравнение (6.5-11) и зависимость капиллярного давления от водонасыщенности.

3. Рассчитайте среднюю водонасыщенность в поперечном сечении k , $\bar{S}_1(x_k)$ из уравнения (6.5-14a) и из профиля пористости в направлении z .
4. Рассчитайте псевдоотносительные проницаемости, соответствующие \bar{S}_{1k} , из уравнения (6.5-22) и профиля проницаемости в направлении z .

Действия, описываемые в пунктах 1-4, дают одну точку на кривой псевдоотносительных проницаемостей. Чтобы построить кривую полностью, мы повторим описанную процедуру с разными значениями S_{lk} . Эта методика дает все возможные профили водонасыщенности и средние водонасыщенности по пласту (см. Рис.6-13), хотя она не дает эти величины в положении x , что можно получить, решив одномерное уравнение (6.5-13). Хотя методика усреднения является до некоторой степени прямым методом, большинство интегрирований в нем должно вычисляться численно, при отсутствии аналитических функций для кривых капиллярного давления и относительной проницаемости (см. Пример 6F).

После того, как построены кривые псевдоотносительных проницаемостей, коэффициент псевдовытеснения \tilde{E}_D следует из уравнений (5.1-2) и (5.2-24) с соответствующим образом усредненными величинами, фигурирующими вместо локальных величин.

Вы должны оценить универсальность метода вертикального равновесия, т.к. теперь у нас есть способ расчета и комбинирования коэффициентов вытеснения E_D и охвата по мощности E_I , применение которого требует ненамного больше затрат, чем расчет одного только коэффициента вытеснения. Метод вертикального равновесия может в значительной степени упростить теоретические расчеты нефтеотдачи и расчеты при численном моделировании (Коатс и др., 1971); однако метод ограничен пластами, имеющими большой R_L .

Обобщенный подход с применением концепции вертикального равновесия к процессам увеличения нефтеотдачи еще только должен быть разработан. (Смешивающееся течение, см. Лэйк и Хирасаки, 1981.)

6-6 Частные случаи вертикального равновесия

Несмотря на то, что метод вертикального равновесия, рассмотренный в Разделе 6-5, является довольно общим методом, ограниченным пластами с постоянными характеристиками в направлении x и большим R_L , несколько случаев течений при допущении вертикального равновесия представляют собой особые случаи. Т.к. эти случаи полезны для понимания многих процессов увеличения нефтеотдачи, мы рассмотрим их в этом разделе, и покажем, каким образом они следуют из общей теории.

Однородный пласт с большой переходной зоной

В этом случае k и ϕ - это постоянные величины, а $z_{CTZ} \gg H$. На основании метода, приведенного выше, профиль насыщенности в направлении z будет по существу ровным, а насыщенность у подошвы пласта не будет сильно отличаться от средней насыщенности. В этом случае псевдоотносительные проницаемости \tilde{k}_{rj} становятся локальными (или REV) относительными проницаемостями k_{rj} . Большое z_{CTZ} вероятно будет нормой в большинстве лабораторных заводнений, проводимых на длинных кернах. В тех опытах, в которых используются короткие керны, вертикальное равновесие, как правило, не является хорошим допущением, но S_I все же может быть равномерным в поперечном сечении, т.к. нет времени на то, чтобы произошло искажение профиля S_I .

Однородный, равномерный пласт при отсутствии переходной зоны

Несомненно, одной из наиболее выдающихся теорий вертикального равновесия является теория гравитационного образования языков обводнения или обгона, первоначально представленная Дитцем (1953). Эта теория была впервые предложена в качестве альтернативы теории Баклея-Левретта, но фактически это частный случай теории вертикального равновесия, т.к. требуется конечное время для того, чтобы выполнились условия, лежащие в основе теории. После опубликования первоначальной статьи Дитца, теория была применена к гравитационному обгону в процессе смешивающегося вытеснения газом (Хауторн, 1960), и была опубликована другая работа, описывающая подход к условиям вертикального равновесия (Крэйн и др., 1963). В этом разделе мы ограничимся случаем вытеснения нефти водой, хотя случай гравитационного обгона может быть изложен аналогичным образом.

Ключевым предположением в теории Дитца является отсутствие переходной зоны или $z_{CTZ} = 0$. Это условие может быть точным только в ситуациях, когда капиллярное давление невелико (хорошо отсортированная или высокопроницаемая среда). Резкая переходная зона или макроскопическая поверхность раздела, являющаяся следствием этого условия, говорит о том, что теория применима к любому вытеснению, при котором одновременное течение более одного компонента или фазы в любой точке пласта отсутствует. Если P_c равно нулю, то условия уравнения (6.5-8) не выполняются в любой точке пласта, т.к. плотности нефти и воды, вообще говоря, не равны. Решение данной проблемы заключается в том, чтобы применить уравнение (6.5-6) к зонам текущей воды и применить аналогичное уравнение для нефти к зонам текущей нефти. На Рис.6-14 показан подходящий поперечный разрез и эти зоны.

В любом поперечном разрезе, содержащем язык воды, средняя водонасыщенность, исходя из уравнения (6.5-14а), составляет:

$$\bar{S}_1 = \frac{1}{H_t} [b(1 - S_{2r}) + S_{1r}(H_t - b)] \quad (6.6-1)$$

а функции псевдоотносительных проницаемостей из уравнения (6.5-22) следующие:

$$\bar{k}_{r1} = k_{r1}^0 \left(\frac{b}{H_t} \right) \quad (6.6-2a)$$

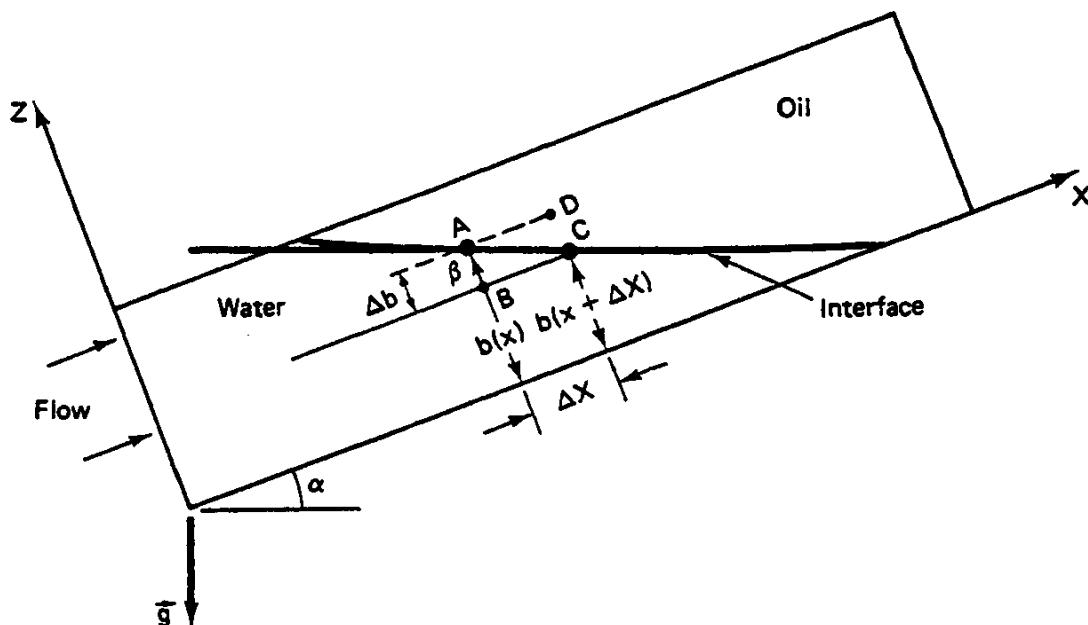


Рис. 6-14 Схематический поперечный разрез языка воды

$$\bar{k}_{r2} = k_{r2}^0 \left(\frac{H_t - b}{H_t} \right) \quad (6.6-2b)$$

Высоту поверхности раздела b можно исключить в уравнениях (6.6-1) и (6.6-2), получая следующее:

$$\bar{k}_{r1} = k_{r1}^0 \left(\frac{\bar{S}_1 - S_{1r}}{1 - S_{1r} - S_{2r}} \right), \quad \bar{k}_{r2} = k_{r2}^0 \left(\frac{1 - S_{2r} - \bar{S}_1}{1 - S_{1r} - S_{2r}} \right) \quad (6.6-3)$$

Таким образом, псевдоотносительные проницаемости являются прямолинейными функциями средней водонасыщенности.

Мы можем также вывести угол наклона β поверхности раздела нефти и воды. Рассмотрим прямоугольник ABCD высотой Δb и шириной Δx , показанный на Рис. 6-14. Размеры Δx и Δb невелики (мы переходим к нулевому пределу ниже), так что поверхностью раздела между точками A и C является диагональ прямоугольника. Вдоль стороны BC прямоугольника поток воды в направлении x равен:

$$u_{x1} = -\frac{kk_{r1}^0}{\mu_1} \left(\frac{P_C - P_B}{\Delta x} + \rho_1 g \sin \alpha \right) \quad (6.6-4a)$$

а вдоль стороны AD поток нефти в направлении x равен:

$$u_{x2} = -\frac{kk_{r2}^0}{\mu_2} \left(\frac{P_D - P_A}{\Delta x} + \rho_2 g \sin \alpha \right) \quad (6.6-4b)$$

В пределе $\Delta x \rightarrow 0$ эти два потока приближаются к общему значению u_x , т.к. аккумулярования на поверхности раздела быть не может. Кроме того, давления в A и B , и в D и C – это связанные величины из-за условий вертикального равновесия (уравнение 6.5-8):

$$P_B - P_A = \rho_1 \cdot g \cdot \Delta b \cdot \cos \alpha, \quad P_C - P_D = \rho_2 \cdot g \cdot \Delta b \cdot \cos \alpha \quad (6.6-5)$$

Четыре уравнения (уравнения 6.6-4 и 6.6-5) могут быть объединены, чтобы исключить четыре давления. Эта операция дает:

$$\tan \beta = \frac{(u_{x1} - u_{x2} M^0) \mu_1}{(kk_{r1}^0 \Delta \rho g) \cos \alpha} + \tan \alpha \quad (6.6-6)$$

Тангенс угла наклона определяется как:

$$\tan \beta = + \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta b}{\Delta x} \quad (6.6-7)$$

β определяется как положительная величина и может принимать весь диапазон значений от 0^0 до 90^0 . Если β больше 90^0 , язык продвигается с опережением, и эта операция должна быть повторена с вытесняющей жидкостью над резидентной жидкостью.

При $\beta > 0$ – т.е. поверхность раздела не параллельна оси x – поверхность раздела достигает стабильной конфигурации, при которой β не зависит как от времени, так и от положения z . Этот предел не является автоматическим следствием вертикального равновесия, а временной интервал между началом условий вертикального равновесия и достижением стабильной конфигурации поверхности раздела кажется небольшим (Крэйи и др., 1063). Когда достигается этот постоянный угол наклона β_s , потоки u_{x1} и u_{x2} в направлении x становятся независимыми от z и равны

усредненному потоку \bar{u}_x в поперечном разрезе. Тогда уравнение (6.6-6) приобретает вид:

$$\tan \beta_s = \frac{1 - M^0}{M^0 N_g^0 \cos \alpha} + \tan \alpha \quad (6.6-8)$$

где N_g^0 и M^0 - это гравитационные числа и коэффициенты подвижности, определяемые в уравнении (5.2-3).

Уравнение (6.6-8) приближается к точным пределам поверхности раздела, перпендикулярной к направлению x при $N_g^0 = 0$ (отсутствие языков), и пределам горизонтальной поверхности раздела при $M^0 \rightarrow 1$. В случае стабильного гравитационного языка профиль средней водонасыщенности в поперечном разрезе приближается к зоне смешения "постоянной конфигурации", тогда как непосредственно аналогичный случай одномерного вытеснения с прямолинейными относительными проницаемостями приближается к фронту ударной волны. Это следствие конечного отрезка времени, требуемого для выполнения условий вертикального равновесия в случае образования языка.

При $\beta < 0$ поверхность раздела полностью недобирает нефть и считается нестабильной. Условие стабильности из уравнения (6.6-8) следующее:

$$M^0 - 1 < M^0 N_g^0 \sin \alpha \quad (6.6-9)$$

Форма равенства уравнения (6.6-9), как и следовало ожидать, приводит к определениям критического коэффициента подвижности в конечной точке $M_c^0 = M^0 |_{\beta_s=0}$

$$M_c^0 = \frac{1}{1 - M_g^0 \sin \alpha} \quad (6.6-10a)$$

и критического потока или скорости $u_c = u_x |_{\beta_s=0}$

$$u_c = \frac{\Delta \rho g k k_{r1}^0}{\mu_1 (M^0 - 1)} \sin \alpha \quad (6.6-10b)$$

Условиями предотвращения полного underrunning нефти водой являются $u_x < u_c$ или $M^0 < M_c^0$. Уравнение (6.6-10a) свидетельствует о том, что гравитационная стабилизация возможна даже при $M^0 > 1$. Уравнение (6.6-10b), в частности, используется при оценке скоростей заводнения в гравитационно стабилизированных смешивающихся вытеснениях.

Слоистая равномерная горизонтальная среда с $P_c = z_{CTZ} = 0$

Для этого случая проницаемой среды, состоящей из N_L слоев с разной мощностью h_e , проницаемостью k_e и пористостью ϕ_e , интегралы в определениях (уравнения 6.5-14 и 6.5-22) становятся конечными суммами:

$$\bar{k}_{rj} = \frac{1}{H_t \bar{k}} \sum_{l=1}^{N_L} (k h k_{rj})_l, \quad j=1 \text{ or } 2 \quad (6.6-11a)$$

$$\bar{S}_1 = \frac{1}{H_t \bar{\phi}} \sum_{l=1}^{N_L} (\phi h S_1)_l \quad (6.6-11b)$$

Определения (уравнения 6.6-11a и 6.6-11b) верны независимо от упорядочения слоев; поэтому мы допускаем, без потери общности, что они расположены по убывающей скорости, как в Разделе 6-3.

Так как ни гравитация, ни капиллярное давление не присутствует, уравнение (6.5-8) тривиально выполняется, и нет ограничения насыщенностей в направлении z . Чтобы решить его, Херн (1971) предположил что в слое присутствует разделенный поток, как на Рис.6-15(a). Определения принимают вид:

$$\bar{k}_{r1} = \frac{1}{H_t \bar{k}} \sum_{l=n+1}^{N_L} (khk_{r1}^0)_l, \quad \bar{k}_{r2} = \frac{1}{H_t \bar{k}} \sum_{l=1}^{N_L} (khk_{r2}^0)_l \quad (6.6-12a)$$

$$\bar{S}_1 = \frac{1}{H_t \bar{\phi}} \left\{ \sum_{l=1}^n (\phi h (1 - S_1))_l + \sum_{l=n+1}^{N_L} (\phi h S_{1r})_l \right\} \quad (6.6-12b)$$

где n – количество текущей воды в самом медленном слое (наименьшее k/ϕ) при заданном поперечном сечении. Итак, средняя водонасыщенность и псевдоотносительные проницаемости являются параметрическими функциями n и могут считаться, таким образом, функциями друг друга.

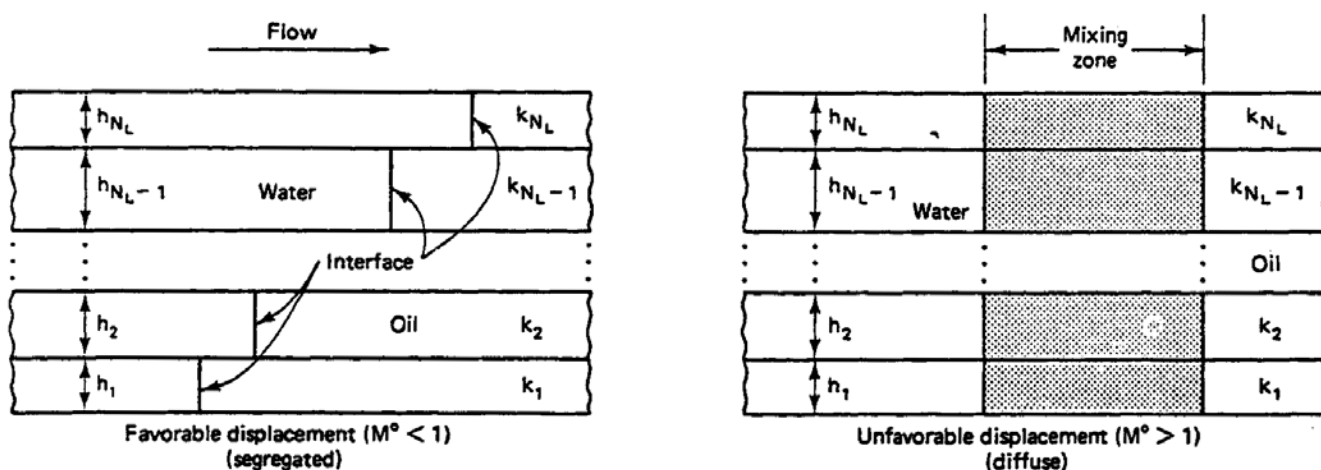


Рис.6-15 Схематическое изображение условия вертикального равновесия (в разрезе) в слоистом пласте, при отсутствии капиллярных и гравитационных эффектов

Основываясь на аргументах, относящихся к направлению потока, обусловленного движущими силами вязкого сопротивления, Запата и Лэйк (1981) показали, что предположение разделенного потока в слое корректно, когда вытеснение благоприятное, $M^0 < 1$. В действительности, если имеет место вертикальное равновесие, M^0 может быть таким низким, что эффект неоднородностей полностью подавляется (см. Пример 6Е). Но когда вытеснение неблагоприятное, силы вязкого сопротивления вызывают развитие зоны смешения между фронтом в самом быстром слое и фронтом в самом медленном слое (Рис.6-15b). Эта зона смешения является причиной того, что коэффициент охвата по мощности фактически больше, чем в соответствующем случае разделенного потока, т.к. зона смешения смягчает неблагоприятный коэффициент подвижности. То, что размытый поток может иметь место в процессах вытеснения в условиях вертикального равновесия при отсутствии капиллярного давления, является главным открытием в осмыслении этих процессов. Вывод ясен – такой переток мог бы быть причиной смешения во всех неустановившихся потоках.

Слоистая равномерная среда при $\Delta\rho = 0$ и постоянной подвижности

Здесь нет гравитационных сил, противодействующих впитыванию в направлении z , и профиль водонасыщенности в направлении z равномерный в каждом слое. Но из-за переменных свойств в направлении z , функция $P_c - S_l$ меняется. На Рис.6-16а это изменение показано на примере четырехслойной среды. Из уравнения (6.5-9) капиллярное давление (не функция капиллярного давления) является постоянной величиной на протяжении любого поперечного сечения. Как показано на Рис.6-16, если эта константа известна, она определяет водонасыщенность в каждом слое в данном поперечном сечении. Т.к. подвижность постоянная, градиент вязкостного давления в направлении x не зависит как от положения, так и от времени. Для этого случая кривые средней водонасыщенности и псевдоотносительной проницаемости даются уравнением (6.6-11), но каждые из водонасыщенностей $S_{1\ell}$ определяются отношением $P_c = \text{постоянная величина}$ и зависимостью $P_c - S_l$. Вновь средняя водонасыщенность и псевдоотносительные проницаемости параметрически связаны через эту константу. Этот метод дает несмешивающуюся зону смешения между наиболее и наименее продвинутым фронтом, как показано на Рис.6-16(b).

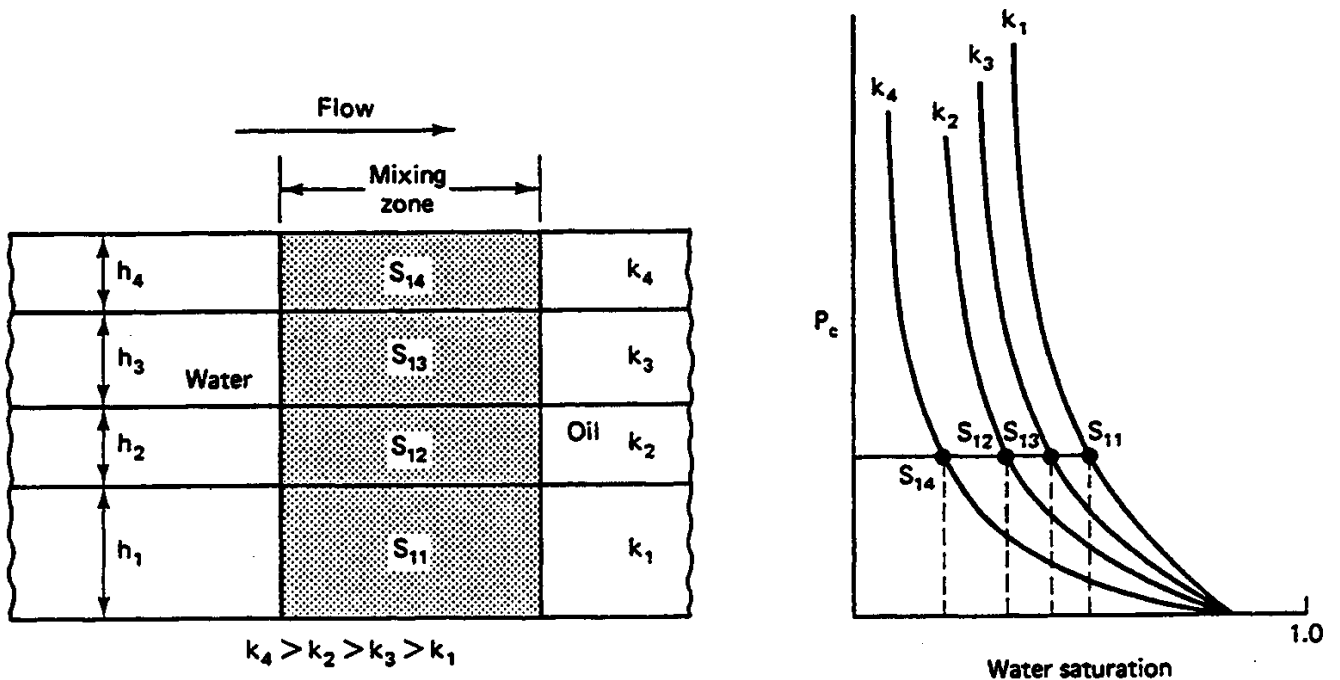


Рис. 6-16 Схематическое изображение (в разрезе) слоистой среды при отсутствии гравитационных и вязкостных сил

6-7 Комбинирование коэффициентов охвата

В этом разделе мы пытаемся дать оценку коэффициента нефтеотдачи $E_R = E_D E_V$ из уравнения (2.5-5) в виде функции безразмерного времени путем комбинирования коэффициентов охвата по мощности, по площади и коэффициента вытеснения. Как мы упоминали в Разделе 6-1, этот метод осложняется тем, что все три коэффициента охвата зависят друг от друга, и все должны оцениваться в моменты, отличные от момента, когда требуется оценить нефтеотдачу.

Если пласт слоистый, и между слоями нет сообщения, мы могли бы, конечно, рассчитать площадной коэффициент охвата каждого слоя, и затем среднюю величину ϕh каждого слоя умножить на его площадной охват, получив коэффициент охвата по объему. Методика, которую мы здесь описываем, включает этот метод как частный случай, но он правомерен для комбинирования всех типов кривых коэффициента охвата, а не только тех, что характерны для слоистых моделей.

Наша методика основана на концепции кажущихся поровых объемов, впервые представленной Клэриджом (1972). Допустим, у нас есть независимо определенные кривые для E_A, E_I и E_D в виде функций t_D . Для E_D удобнее работать в средних водонасыщенностях \bar{S}_1 , но потери общности не происходит, т.к. эти две величины связаны уравнением (5.1-2). Здесь мы ограничены функциями коэффициента охвата, которые зависят от безразмерного времени, неоднородности, капиллярного давления и т.д., но которые явно не зависят от расхода или скорости жидкости.

Комбинирование охватов по площади и мощности

Определение коэффициента охвата по объему повторяется здесь как $E_V = E_A E_I$. Из Рис.6-1 (или Рис.6-17) E_A зависит от положения z в пласте, а E_I – от конкретного поперечного сечения между нагнетательной и добывающей скважинами. Вместо того, чтобы непосредственно определить эти положения, мы стремимся определить величину безразмерного временного аргумента, при которой соответствующие значения E_A и E_I дадут средние величины. Поэтому мы можем переписать уравнение (6.1-3) как:

$$E_v(t_D) = E_A(t_{DA})E_I(t_{DI}) \quad (6.7-1)$$

где t_{DA} и t_{DI} - безразмерное время, исходя из кажущихся поровых объемов для охвата по площади и мощности, соответственно.

На Рис. 6-17(a) схематично показаны местоположения поршневого вытеснения в момент прорыва или после него. Представьте, что заштрихованные объемы не имеют пористости или проницаемости, тогда коэффициент охвата по объему равен коэффициенту охвата по мощности. В таком случае максимальный объем, который должен быть охвачен вытесняющим агентом, для этого пласта довольно странной конфигурации при бесконечной пропускной способности – это незаштрихованный или кажущийся поровый объем. Но это как раз и есть E_A , умноженное на общий поровый объем; отсюда безразмерное время для E_I составляет:

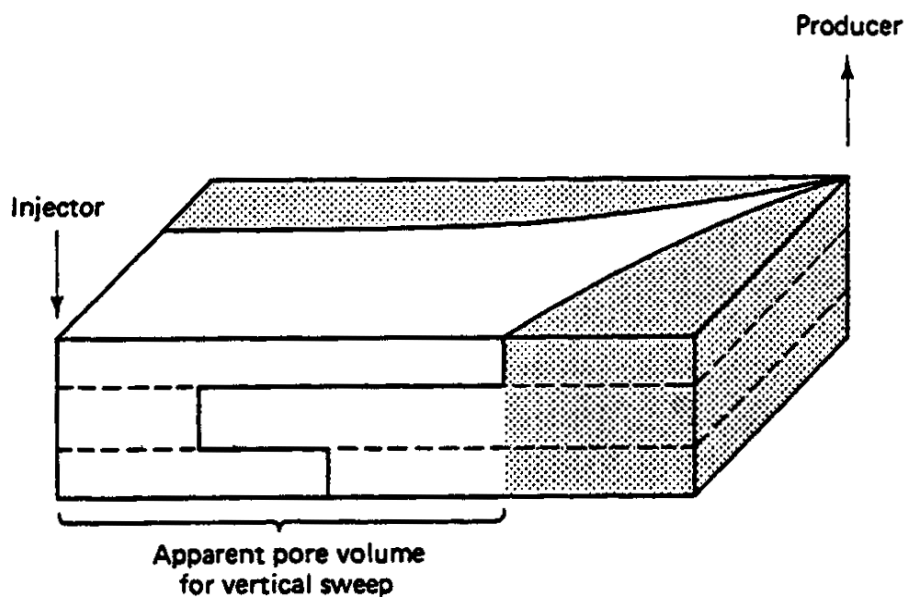
$$t_{DI} = \frac{t_D}{E_A} \quad (6.7-2a)$$

С помощью подобного аргумента, хотя показать параллельные поперечные сечения гораздо сложнее, определим безразмерное время для E_A , которое равно:

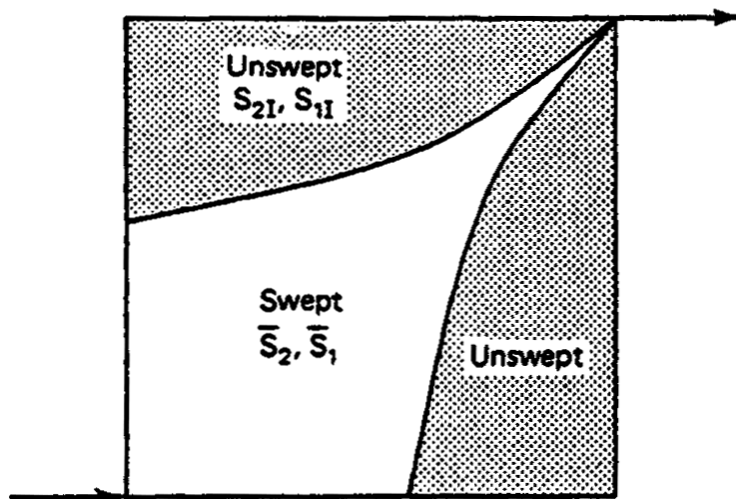
$$t_{DA} = \frac{t_D}{E_I} \quad (6.7-2b)$$

Уравнение для коэффициента охвата пласта по объему может быть записано в комбинированном виде как:

$$E_v = E_A \left(\frac{t_D}{E_I} \right) \cdot E_I \left(\frac{t_D}{E_A} \right) \quad (6.7-3)$$



а) Схематическое изображение исходного объема при t_{D1}



б) Схематическое изображение охваченного и неохваченного объемов

Рис.6-17 Схематика при комбинировании коэффициентов охвата

Т.к. E_A и E_I входят как в умножения, так и в аргументы, построение функции коэффициента охвата по объему требует применения метода проб и ошибок.

1. Определим суммарную закачку в момент прорыва t_D^0 . Это как раз произведение E_A и E_I при соответствующих значениях в момент прорыва, E_A^0 и E_I^0 .
2. Выберите какое-то значение t_D после прорыва t_D^0 .
3. Выберите пробное значение E_I .
4. Рассчитайте площадной коэффициент охвата из $E_A = E_A(t_D/E_I)$.
5. Рассчитайте коэффициент охвата по мощности из $E_I = E_I(t_D/E_A)$, используя E_A .

Если E_I согласуется с величиной, принятой на этапе 3, то $E_A \cdot E_I$ - это коэффициент охвата по мощности при t_D . Если E_I отличается от величины, принятой на этапе 3, выберите новое пробное значение E_I и вернитесь к этапу 4.

Опыт показал, что при использовании непосредственной подстановки метод сходится в пределах двух-трех итераций для типичных функций E_A и E_I . Повторяя метод при нескольких значениях t_D , можно рассчитать кривую коэффициента охвата по мощности (см. Пример 6Н).

Комбинирование коэффициента псевдовытеснения и площадного коэффициента охвата

Коэффициент псевдовытеснения \tilde{E}_D может быть определен из теории вертикального равновесия, представленной в Разделе 6-5. Из этой теории следует, что коэффициент нефтеотдачи определяется как:

$$E_R = \bar{E}_D(t_{DA})E_A(t_{DD}) \quad (6.7-4)$$

где t_{DA} и t_{DD} величины безразмерного времени, основанные на кажущихся поровых объемах, соответствующих конкретному коэффициенту охвата.

Комбинирование коэффициента вытеснения и площадного коэффициента охвата способом, описываемым здесь, опять является обобщением метода, предложенного Клэриджом (1972), и повторяется в Главе 7 для смешивающегося заводнения. Безразмерное время для \tilde{E}_D то же, что и уравнение (6.7-2а), но для E_A мы должны взглянуть на вытеснение по-иному. Рассмотрим Рис.6.17-(b), который показывает проекцию площади вытеснения, разделенной на отмытую и неотмытую зоны. Неотмытая зона содержит нефте- и водонасыщенности такие же, как на начало вытеснения $(S_1, S_2)_I$. Мы отождествляем насыщенности \bar{S}_1, \bar{S}_2 в отмытой зоне с усредненными насыщенностями в поперечном разрезе, определенными из \tilde{E}_D :

$$\bar{S}_1 = S_{1I} + \bar{E}_D(1 - S_{1I}) \quad (6.7-5)$$

В конкретное время поровым объемом, доступным для течения при поршневом вытеснении, фронт которого занимает то же положение, что и на Рис.6-17(b), является объем воды в отмытой зоне. (По-другому на это можно взглянуть, предположив, что нефтенасыщенность \bar{S}_2 является частью неподвижной фазы.) Поэтому, безразмерное время для E_A теперь представляет собой:

$$t_{DD} = \frac{t_D}{\bar{S}_1} \quad (6.7-6)$$

Метод расчета коэффициента нефтеотдачи аналогичен методу, приведенному выше.

1. Рассчитайте суммарную закачку в момент прорыва t_D^0 . Она равна произведению величин \tilde{E}_D и E_A на момент прорыва.
2. Выберите какое-то значение t_D после прорыва t_D^0 .
3. Выберите пробное значение \tilde{E}_D и рассчитайте \bar{S}_1 из уравнения (6.7-6).
4. Рассчитайте площадной коэффициент охвата из $E_A = E_A(t_D / \bar{S}_1)$.
5. Рассчитайте коэффициент псевдовытеснения из $\tilde{E}_D = \tilde{E}_D(t_D / E_A)$.

Если \tilde{E}_D согласуется с величиной, принятой на этапе 3, коэффициентом нефтеотдачи является произведение \tilde{E}_D и E_A . Если \tilde{E}_D не согласуется, вернитесь к этапу 3 с новым пробным значением.

Комбинирование коэффициентов по мощности, по площади и коэффициента вытеснения

Если все три коэффициента независимо доступны, вышеупомянутый метод можно легко обобщить как:

$$E_R(t_D) = E_A \left(\frac{t_D}{E_1 S_1} \right) E_I \left(\frac{t_D}{E_A S_1} \right) E_D \left(\frac{t_D}{E_v} \right) \quad (6.7-7)$$

Теперь требуется применение двухуровневого метода проб и ошибок, что равнозначно сначала комбинированию E_A и E_I , а затем комбинированию E_v и E_D . Окончательный результат в уравнении (6.7-7) не зависит от порядка осуществления комбинирования.

В качестве заключения к этому разделу мы напоминаем вам об ограничениях, свойственных этим методам. Во-первых, мы должны иметь независимо определяемые функции E_A , E_I и E_D , и эти функции не должны явно зависеть от скорости. Если присутствует зависимость от скорости, функция E_I будет зависеть от конкретного пути, для которого она оценивалась. Возможно, мы могли бы произвести эту оценку для пути прохождения жидкости, на котором скорость течения жидкости была бы репрезентативной для всей модели (в большинстве случаев это пытаются сделать), но имеется большая неопределенность относительно того, какая это репрезентативная величина даже во вполне определенных вытеснениях. Помните, что, в частности, в методах, использующих допущение вертикального равновесия, зависимость коэффициентов охвата от скорости может не быть особенно явной (например, теория Дитца сильно зависит от скорости, но это не очевидно из общей теории вертикального равновесия, когда капиллярное давление становится небольшим). Далее, помните, что независимые определения каждого из трех коэффициентов возможны благодаря относительно идеализированным расчетам (см. Разделы 6-4 – 6-6) экстремальных значений определенных физических свойств и благодаря физическим моделям. Когда любое из вышеупомянутых условий серьезно нарушается, и их нарушение существенно влияет на результаты, необходимо прибегнуть к численному моделированию, на основании которого можно непосредственно рассчитать нефтеотдачу.

Второе, более скрытое, и, возможно, более серьезное ограничение метода комбинированного коэффициента охвата имеет дело с масштабированием. Масштабирование просто означает, что любой из коэффициентов охвата, как бы он ни был определен, сам по себе должен быть скорректирован с учетом существенной разницы в масштабе, существующей между лабораторным опытом или аналитическим расчетом и промысловыми условиями. Например, в немногих независимых определениях E_D или E_I учитываются неравномерности, несомненно, присутствующие в процессах вытеснения в условиях промысла.

Классический пример этого масштабного эффекта касается применения E_D к промысловому процессу вытеснения при неустановившемся вязкостном режиме. Много теоретической и экспериментальной работы было проделано для того, чтобы показать, что размер образовавшихся нестабильностей, и действительно распространяются они или нет, является функцией характеристических длин, используемых в лабораторном опыте или расчете. Итак, пока масштабирование не будет таким, что оба эффекта будут одинаковы в условиях промысла и лаборатории (иногда невыполнимая задача), E_D , полученный в лабораторных условиях, будет слишком оптимистичным. Вопрос вязкостной нестабильности мы рассмотрим в следующем разделе.

6-8 Явления неустойчивости

Ни один из процессов увеличения нефтеотдачи не свободен от того или иного вида неустойчивости. Поэтому большие усилия были потрачены на то, чтобы предотвратить или свести к минимуму явления неустойчивости (используя полимер для вытеснения ПАВ и щелочных агентов, или применяя пенообразующие агенты для вытеснения CO_2 и пара), и чтобы спрогнозировать нефтеотдачу, если образование языков неизбежно. Мы рассматриваем прогнозирование результатов процесса образования языков в Главе 7 в связи с процессом вытеснения нефти растворителями, где наибольшее влияние уделялось явлениям неустойчивости. В этом разделе мы рассмотрим вопрос образования языков.

Мы используем термин *образование языков*, чтобы описать обход пластовых жидкостей вытесняющим агентом в однородной неравномерной среде. Фактическая область обхода представляет собой язык. Это определение касается неустойчивостей, обусловленных как вязкими силами (образование языков в результате разности вязкостей), так и гравитационными силами (образование языков в результате разности плотностей), но не включает в себя неоднородность пласта по проницаемости. Это определение более строгое, чем то, которое используется в литературе, но мы считаем, что это разграничение весьма полезно, т.к. обход, обусловленный образованием языков, может быть предотвращен в процессах вытеснения, тогда как обход, обусловленный неоднородностью, - нет (хотя он может быть уменьшен). В этом разделе мы будем иметь дело с изотермическими потоками; в Главе 11 мы рассматриваем стабильность неизотермического вытеснения.

Необходимое условие для стабильности

Придерживаясь той точки зрения, что образование языков – это общее явление, рассмотрим несжимаемое, не рассеивающееся вытеснение жидкостью 2 жидкостью 1 в наклонном пласте, как показано на Рис. 6-18. Этот рисунок представляет собой поперечный разрез вытеснения, но образование языков может произойти как в вертикальном, так и в площадном направлении. В этой ситуации нет сообщения в направлении z . Кроме того, мы рассматриваем нарушение длины ϵ фронта вытеснения (обусловленное, возможно, отдельной неравномерностью в поле непроницаемостей) и пытаемся определить условия, при которых $\epsilon(t)$, будет возрастать или убывать как функция времени. Фактическое явление образования языков является, конечно, более произвольным и хаотичным, чем показано на Рис.6-18, о чем свидетельствует вид в плане процесса вытеснения с образованием языков, проводившегося на четвертой части модели пятиточечной схемы размещения скважин, представленное на Рис.6-19.

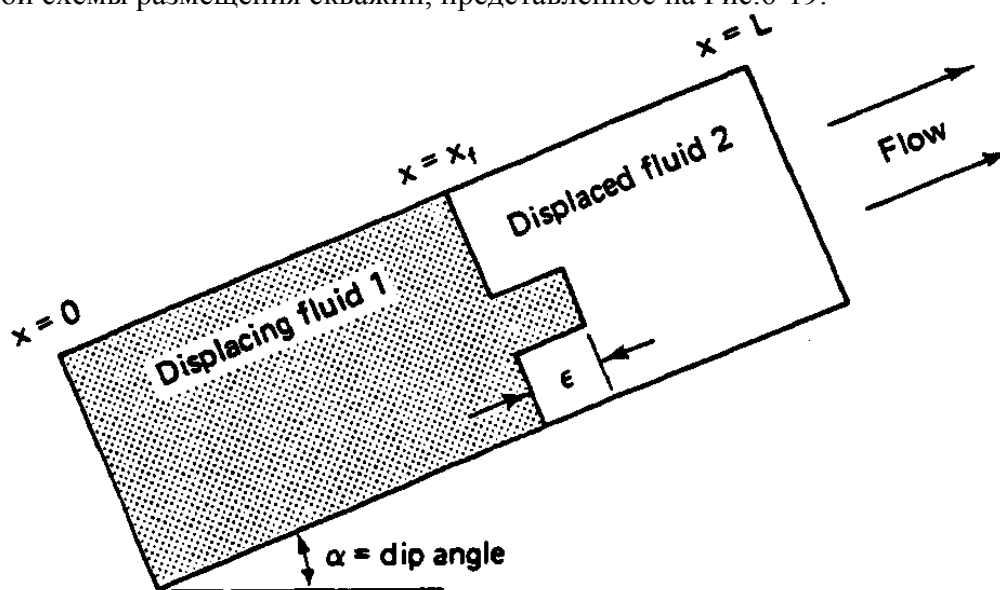


Рис.6-18 Образование языков в результате разности вязкостей

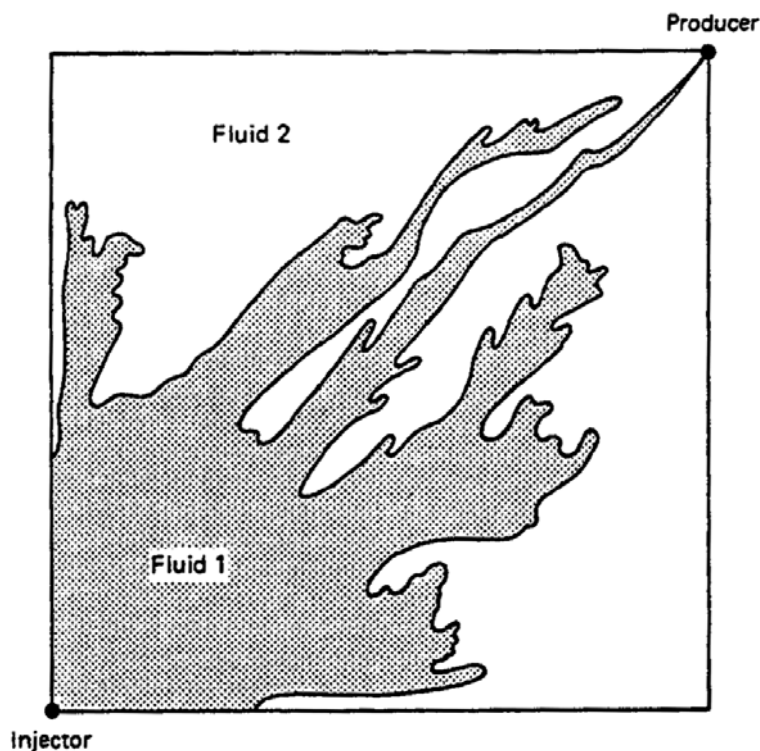


Рис.6-19 Образование языков в результате разности вязкостей в процессе вытеснения, проводившегося на четвертой части модели пятиточечной схемы размещения скважин, $M^0 = 17$ (Хаберманн, 1960)

Тем не менее, простая геометрия Рис.6-18 поддается математическому анализу и дает понимание более сложных ситуаций.

Чтобы определить условия, при которых ϵ будет возрастать или убывать, мы используем прием смещения границы в трактовке Коллинза (1976). В области позади фронта вытесняющей жидкости, $x < x_f$ сохранение жидкости 1 дает:

$$\frac{\partial u_{xj}}{\partial x} = 0 \quad (6.8-1)$$

где $j = 1$ при $x < x_f$ и $j = 2$ при $x > x_f$. Члены аккумуляции в обоих уравнениях равны нулю, т.к. в соответствующих областях изменения в концентрации нет. По той же причине, когда мы подставляем закон Дарси в эти уравнения, они принимают вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial P_j}{\partial x} + \rho_j g \sin \alpha \right) = 0, \quad j=1 \text{ или } 2 \quad (6.8-2)$$

Решения уравнения (6.8-2) будут следующего вида:

$$P_j = (a_j - \rho_j g \sin \alpha)x + b_j, \quad j=1 \text{ или } 2 \quad (6.8-3)$$

где a_j и b_j – постоянные интегрирования, которые должны быть определены при соответствующих граничных условиях. Если P_0 и P_L – это давления на входе и выходе из пласта, соответственно, то b_j можно определить как:

$$b_1 = P_0 \quad (6.8-4a)$$

$$b_2 = P_L - (a_2 - \rho_2 g \sin \alpha)L \quad (6.8-4b)$$

Использование этих зависимостей и постоянных скоростей x поперек фронта в качестве необходимого условия

$$u_{x1}|_{x=x_f} = u_{x2}|_{x=x_f} = u_x \quad (6.8-5)$$

дает, при использовании еще раз закона Дарси:

$$M^0 a_1 = a_2 \quad (6.8-6)$$

Уравнение (6.8-6) определяет α_1 , ввиду того, что у нас должна быть непрерывность давления в x_f при отсутствии капиллярного давления:

$$P_1|_{x_f} = P_2|_{x_f} \quad (6.8-7)$$

Подстановка уравнения (6.8-3) в уравнение (6.8-7) и использование уравнений (6.8-4) и (6.8-6) дает:

$$a_1 = \frac{-\Delta P + \rho_2 g \sin \alpha (L - x_f) + \rho_1 g \sin \alpha x_f}{M^0 L + (1 - M^0) x_f} \quad (6.8-8)$$

где $\Delta P = P_0 - P_L$ – это суммарное падение давления. Скорость продвижения фронта по закону Дарси:

$$\frac{dx_f}{dt} = \frac{u_x|_{x_f}}{\phi \Delta S} = \frac{k \lambda_{r1}}{\phi \Delta S} \cdot \frac{\Delta P + g \sin \alpha [\Delta \rho (L - x_f) - \rho_1 L]}{M^0 L + (1 - M^0) x_f} \quad (6.8-9)$$

Уравнение (6.8-9) применимо к любой точке на фронте вытеснения. Мы могли бы с тем же успехом вывести выражение для точки на фронте пертурбаций?(нарушений):

$$\frac{d(x_f + \varepsilon)}{dt} = \frac{k \lambda_{r1}}{\phi \Delta S} \cdot \frac{\Delta P + g \sin \alpha [\Delta \rho (L - x_f - \varepsilon) - \rho_1 L]}{M^0 L + (1 - M^0) (x_f + \varepsilon)} \quad (6.8-10)$$

Уравнение (6.8-10) идентично уравнению (6.8-9) за исключением того, что x_f везде заменено на $x_f + \varepsilon$. Степень изменения нарушения?(пертурбации) следующая:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d(x_f + \varepsilon)}{dt} - \frac{dx_f}{dt} = \dot{\varepsilon} \quad (6.8-11)$$

что дает, когда подставляются уравнения (6.8-9) и (6.8-10):

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{k \lambda_{r1}}{\phi \Delta S} \cdot \frac{\Delta P (1 - M^0) + L g \Delta \rho \sin \alpha - L g \rho_1 (1 - M^0 \sin \alpha)}{[M^0 L + (1 - M^0) x_f]^2} \varepsilon \quad (6.8-12)$$

В уравнении (6.8-12) мы приняли $\varepsilon \ll x_f$ с соответствующим упрощением. Уравнение (6.8-12) можно было бы проинтегрировать, но для нашей цели достаточно исследовать только знак $\dot{\varepsilon}$. Нарушение будет расти, если $\dot{\varepsilon} > 0$, останется постоянным, если $\dot{\varepsilon} = 0$ и будет убывать, если $\dot{\varepsilon} < 0$. Исходя из равенства этих трех условий, мы находим условие нейтральной стабильности как:

$$-(\Delta P)_c = \frac{L \Delta \rho g \sin \alpha}{1 - M^0} - L g \rho_1 \sin \alpha \quad (6.8-13)$$

где $(\Delta P)_c$ – критическое падение давления.

Приведенная скорость, соответствующая этому, является критической скоростью, u_c .

$$u_c = -k\lambda_{r1}^0 \left[\frac{-(\Delta P)}{L} + \rho_1 g \sin \alpha \right] = \frac{k\lambda_{r1}^0 \Delta \rho g \sin \alpha}{M^0 - 1} \quad (6.8-14)$$

Используя критическую скорость, можно заново сформулировать условия для роста языков:

$$u_x \begin{cases} > u_c & (\text{нестабильный}) \\ = u_c & (\text{нейтральный}) \\ < u_c & (\text{стабильный}) \end{cases} \quad (6.8-15)$$

где мы также должны использовать закон Дарси, чтобы выразить u_x в этих неравенствах.

Отметим подобие между уравнением (6.8-14) и уравнением (6.6-10b), соответствующим критической скорости для образования языков в результате разности плотностей. Аналогичные выражения могут быть подобраны почти для любых условий расслоившегося потока, так что это подобие не следует рассматривать как просто случайное. Но нужно помнить о различиях, существующих в двух потоках. Критическая скорость в уравнении (6.8-14) основывается на нестабильном вытеснении в пласте, в котором нет сообщения в направлении z ; критическая скорость в уравнении (6.6-10b) является следствием ∇E вытеснения в пласте с очень хорошим сообщением.

Для того, чтобы продолжить исследование вопроса нестабильности, запишем условие для стабильности (распад языков) как:

$$(M^0 - 1)u_x < k\lambda_{r1}^0 \Delta \rho g \sin \alpha \quad (6.8-16)$$

Приведенная скорость u_x в этом неравенстве – всегда положительная величина, но разность плотностей может быть отрицательной (жидкость с меньшей плотностью, вытесняющая жидкость более высокой плотности), так же как и угол падения (вытеснение по падению пласта). Конечно, M^0 может принимать только положительные значения, хотя в довольно большом диапазоне. В Таблице 6-2 приведены типичные знаки M^0 и $\Delta \rho$ для различных процессов увеличения нефтеотдачи. Непосредственно из уравнения (6.8-16) следует, что условием стабильности в горизонтальном пласте является просто условие $M^0 < 1$. Это условие широко используется в литературе по вопросам увеличения нефтеотдачи для описания стабильного вытеснения, особенно в лабораторных заводнениях, хотя на самом деле более общее уравнение (6.8-16) является наиболее подходящей формой (Хилл, 1952).

Таблица 6-2

Типичные значения коэффициентов подвижности и разности плотностей по типу процесса

| | $M^0 < 1$ | $M^0 > 1$ |
|-------------------|---|---|
| $\Delta \rho > 0$ | Простое заводнение Полимерное заводнение Мицеллярно-полимерное заводнение | Простое заводнение Полимерное заводнение |
| $\Delta \rho < 0$ | Заводнение с применением закачки пены | Заводнение с применением закачки пара |

Учитывая возможные знаки для α и $\Delta \rho$, мы можем подразделить вероятность стабильности на четыре случая, как показано в Таблице 6-3. Случай 1 является безусловно стабильным вытеснением независимо от значений $\Delta \rho g \sin \alpha$ и M^0 , т.к. $\Delta \rho g \sin \alpha$ является положительной величиной, а $M^0 < 1$. Аналогичным образом, если $\Delta \rho g \sin \alpha < 0$, а $M^0 > 1$, случай 4, вытеснение является безусловно нестабильным.

Возможные случаи стабильного вытеснения

| Случай | | | |
|--------|-----------|--------------------------------|-----------------------------|
| 1 | $M^0 < 1$ | $\Delta\rho g \sin \alpha > 0$ | Стабильное |
| 2 | $M^0 > 1$ | $\Delta\rho g \sin \alpha > 0$ | Условно стабильное (тип I) |
| 3 | $M^0 < 1$ | $\Delta\rho g \sin \alpha < 0$ | Условно стабильное (тип II) |
| 4 | $M^0 > 1$ | $\Delta\rho g \sin \alpha < 0$ | Нестабильное* |

* Бесконечно-удаленные боковые границы

Примечание: Запишите критерий стабильности как $(M^0 - 1) u_x < \kappa \lambda_1^0 \Delta\rho g \sin \alpha$. При $\alpha = 0$ (нет наклона) критерий стабильности принимает вид $M^0 < 1$.

Более интересными случаями являются случаи 2 и 3, которые мы называем условной стабильностью типа I и II.

Для стабильности I типа, если мы подразделяем по положительной величине $(M^0 - 1)$ через уравнение (6.8-16), критерий стабильности записывается для u_x как на Рис. 6-20. Критерий является верхним пределом для u_x , и график зависимости коэффициента охвата (по мощности, площади или объему) от безразмерной скорости u_D

$$u_D = \frac{u_x (M^0 - 1)}{\kappa \lambda_{r1}^0 \Delta\rho g \sin \alpha} \quad (6.8-17)$$

показывает, что E_v по существу остается постоянным до тех пор, пока $u_D = 1$ и затем уменьшается. Т.к. увеличение скорости вытеснения вызывает возникновения неустойчивости, мы видим, что вязкостные силы дестабилизируют вытеснение ($u_D > 1$), тогда как гравитационные силы проявляют тенденцию к стабилизации вытеснения ($u_D < 1$). Образующаяся неустойчивость является неустойчивостью или языком в результате разности вязкостей. Для условной стабильности типа II аналогичный график (Рис. 6-21) показывает снижение коэффициента охвата при уменьшении u_D , начинающееся с резкого снижения при $u_D = 1$. Это объясняется более низким пределом критерия стабильности, т.к. $(M^0 - 1)$ теперь величина отрицательная.

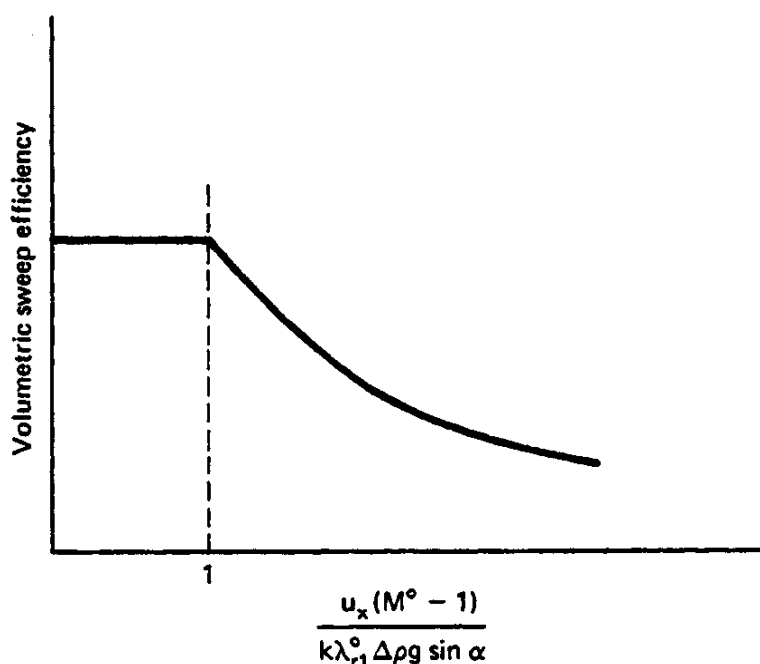


Рис. 6-20 Условная стабильность типа I

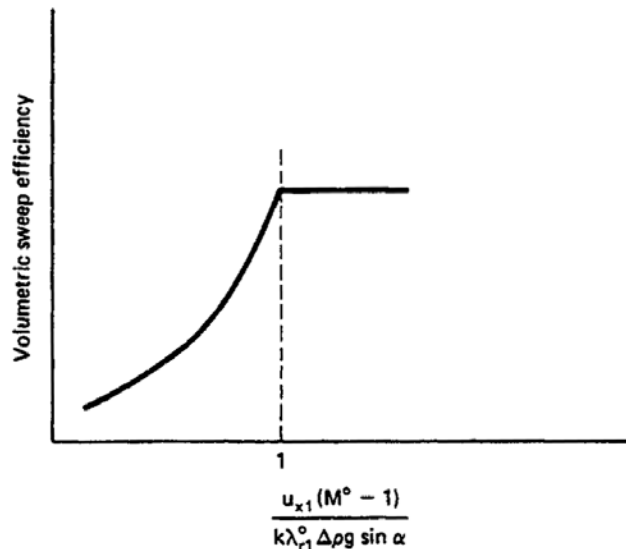


Рис. 6-21 Условная стабильность типа II

Для условной стабильности типа II вязкостные силы стабилизируют вытеснение, а гравитационные силы – дестабилизируют. Возникающая нестабильность – это нестабильность в результате разности плотностей.

Затем, при определенных значениях параметров, оба типа вытеснения являются или могут быть сделаны стабильными. Условная стабильность наиболее удобна при определении максимальной скорости в вытеснениях, осуществляемых по падению пласта, где $M^0 > 1$. Но обычно эта скорость ниже скорости, необходимой для того, чтобы добыча нефти была рентабельной. Для условной стабильности типа II требуется более высокая скорость, но на практике эта ситуация встречается не часто.

Критическая длина волны

В то время, как условие $u_x < u_c$ является необходимым и достаточным условием для стабильности, условие $u_x > u_c$ является, к сожалению, необходимым условием только для нестабильности. Это условие существует, потому что рассеивающие эффекты при течении в среде с ограниченной боковой протяженностью имеют тенденцию подавлять образование языков. Этот эффект означает, что образование языков может аномально подавляться в лабораторных вытеснениях по сравнению с таким же вытеснением в условиях промысла. Может возникнуть законный вопрос относительно цели проведения лабораторных опытов нестабильных вытеснений, если масштабный эффект не учитывается.

Чтобы исследовать этот масштабный эффект, воспроизведем аргумент, основанный на анализе линейной стабильности, первоначально представленный Чоуком и др. (1959) и затем Гарднером и Ипмой (1982).

Исходя из анализа линейной стабильности нисходящего вторичного смешивающегося вытеснения нефти менее вязким и менее плотным растворителем в однородной равномерной среде, критическая длина волны λ_c нестабильного смешивающегося вытеснения равна:

$$\lambda_c = 4\pi \frac{M^0 + 1}{M^0 - 1} \left(\frac{K_l}{u_x - u_c} \right) \quad (6.8-18)$$

где коэффициент дисперсии K_t принимается изотропным. Т.к. вытеснение нестабильное, мы должны иметь $M^0 > 1$ и $u_x > u_c$ для того, чтобы λ_c всегда была положительной.

Аналогичное выражение для первоначально резко несмешивающегося вытеснения было также определено Чоуком и др. (1959) и подробнее обработано Петерсом (1979)

$$\lambda_c = \frac{C}{3} \cdot \left[\frac{k \cdot \lambda_{r1}^0 \cdot \sigma_{12}}{(M^0 - 1) \cdot (u_x - u_c)} \right]^{1/2} \quad (6.8-19)$$

Константа C в уравнении (6.8-19) названа Петерсом константой Чоука; Петерс также определил величину $C = 25$ для несмешивающихся вытеснений при отсутствии остаточной воды в начальной стадии и $C = 190$ в присутствии остаточной воды. Очевидно, что критическая длина волны больше в присутствии остаточной воды в начальной стадии, но причина этого стабилизирующего действия не вполне понятна.

Теперь, исходя из этого анализа, необходимыми и достаточными условиями для того, чтобы возникла нестабильность типа I, являются следующие условия:

$$M^0 > 1 \text{ или } u_x > u_c \text{ и } \lambda_c < (H_l)_{max} \quad (6.8-20)$$

где $(H_l)_{max}$ – максимальная боковая протяженность проницаемой среды. Можно легко показать (см. Пример 6I), что λ_c составляет порядка нескольких сантиметров для типичных условий. Таким образом, если в вытеснении требуется образование языков, необходимо принять особые меры предосторожности, чтобы выполнить условия уравнения (6.8-20). Это обычно означает проведение вытеснений при чрезвычайно высоких скоростях, по сравнению со скоростями в промысловых условиях, или в системах, имеющих, по крайней мере, один большой поперечный размер. Такой системой является элемент Хила Шоу, в котором происходит вытеснение, показанное на Рис. 6-19. Но если преследуется цель – подавить образование языков, предпочтительны системы, имеющие очень небольшие поперечные размеры, как, например, опыты на тонких трубках, рассматриваемые в Главе 7.

Три вещи имеют значение при выведении как критической скорости, так и длины волны. Во-первых, ничего не известно относительно того, как распространяются языки, после того как они образовались. Язык образуется, разделяется на две ветви, одна из которых доминирует (или заслоняет) другую, и доминирующий язык затем вновь разделяется, повторяя процесс (Хомси, 1987). Повторяемый до бесконечности процесс, приводит к образованию единого языка с многочисленными разветвленными придатками. Рис. 6-19 показывает разделение языков на различных уровнях, каждый из которых накладывается на последующий более крупный размер. Наименьший размер соответствует критической длине волны.

Во-вторых, выведение, как критической длины волны, так и скорости, зависело от небольших нарушений (возмущений, пертурбаций). На основании этого невозможно сказать какая была бы реакция на большое возмущение, а мы можем быть уверены, что такие большие возмущения действительно существуют. Таким образом, уравнение (6.8-20) должно также рассматриваться только как необходимые условия.

И, наконец, проблемы образования языков и неоднородности не могут быть строго разделены. В конце концов, неоднородность была причиной возмущений, показанных на Рис.6-16, хотя мы исходили из предположения, что пласт был однородным. Объединение проблем образования языков и неоднородности является одной из наиболее интересных тем в исследовании увеличения нефтеотдачи; в Главе 7 мы рассматриваем некоторые примитивные попытки такого объединения.

6-9 Резюме

То, что вопрос коэффициента охвата по объему является сложной проблемой, объясняет недостаточное толкование этой проблемы в данном тексте по сравнению с вопросом коэффициента вытеснения. Эта сложность объясняется тремя факторами: сильной зависимостью от эксплуатационных проблем, нелинейной и неравномерной геометрией и трудностью получения данных о реальных неоднородностях. Численные модели до некоторой степени могут использоваться для рассмотрения всех этих трех проблем, хотя остаются вопросы относительно того, как представить неоднородность в имитационных моделях.

Имеется совсем немного аспектов в поведении коэффициента охвата по объему в реальных вытеснениях, которые нельзя было бы понять, по крайней мере, качественно, при помощи представленного здесь материала. Примерами такого поведения служат пласты с высокопроницаемыми зонами поглощения, которые ведут себя по существу как двухслойная среда; в целом высокопроницаемые пласты с преобладанием гравитационных сил, которые хорошо соответствуют теории Дитца; низкопроницаемые пласты, в которых поперечный поток не имеет большого значения; и высокопроницаемые пласты с крупномасштабной сеткой размещения скважин, которые довольно быстро стремятся к пределу охвата по объему.

Наиболее важным является распознавание обхода – за счет проскальзывания, образования языков в результате разности вязкостей, гравитационного разделения или каких-то комбинаций этих факторов, т.к. он встречается во многих заводнениях и проектах увеличения нефтеотдачи.

Примеры

6А. Применение корреляций охвата по площади. Используйте корреляции коэффициента охвата по площади для ограниченной пятиточечной модели, приведенной в данном примере.

(а) Постройте график зависимости коэффициента охвата по площади E_A от безразмерного времени t_D при коэффициенте подвижности, равном 6.5.

(б) Если поровый объем модели составляет 10^6 м³, а средняя скорость закачки равна 500 м³/сутки, постройте график зависимости суммарной нефтеотдачи в зависимости от времени (месяцы или годы). Предположите, что вытеснение поршневое, охват по мощности равен 1, и данный выше поровый объем является подвижным. Остаточные водо и нефтенасыщенности составляют 0.2 и 0.3, соответственно.

6Б. Критерии неоднородности нормальных распределений. Как показано в Таблице 6-1, проницаемость часто распределяется нормально, а не логарифмически нормально. Когда это случается, функция распределения накопленных частот (уравнение 6.3-5) принимает вид:

$$\Lambda = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\frac{r - \bar{r}}{\sqrt{2 \cdot v_N}} \right] \right\} \quad (6B-1)$$

где \bar{r} - среднее соотношение проницаемости – пористости, а v_N – вариантность нормального распределения. Используя уравнения (6.3-3) и (6.3-4) выведите формулы для коэффициентов Лоренца и Дикстра-Парсонса на основе v_N .

6В. Коэффициент охвата по мощности в двухслойном пласте.

(а) Выведите уравнение (6.4-4) для потока в слое l в горизонтальном пласте.

(б) Рассчитайте и построьте график зависимости коэффициента охвата по мощности E_l и доли общего потока, идущей в высокоскоростной слой, для двухслойного горизонтального пласта при $k_l = 2k_2$, $\phi_l = \phi_2$, $\Delta S_l = \Delta S_2$ и $h_l = 3h_2$. Возьмите $M^0 = 0.5$.

6Г. Коэффициент охвата по мощности в не сообщающемся пласте. Для пласта, в котором нет сообщения по мощности, рассчитайте и постройте график зависимости коэффициента охвата по мощности от безразмерной величины суммарного закачанного объема воды при следующем пятислойном поперечном сечении:

| $h_i(m)$ | ϕ_i | $k_i(\mu m^2)$ |
|----------|----------|----------------|
| 5 | 0.2 | 0.100 |
| 10 | 0.22 | 0.195 |
| 2 | 0.23 | 0.560 |
| 15 | 0.19 | 0.055 |
| 4 | 0.15 | 0.023 |

Граничный коэффициент подвижности равен 0.5.

6Д. Вертикальное равновесие для непрерывных слоев. Для пласта, для которого применима модель вертикального равновесия Хирна при $M^0 < 1$ и $\alpha = 0$,

(а) Покажите, что если распределение проницаемостей непрерывное, то усредненное движение водной фазы в поперечном сечении может быть записано как:

$$\bar{f}_1 = \left(1 + \frac{(1-C)}{H_k \cdot M^0 \cdot C} \right)^{-1} \quad (6E-1)$$

где H_k – коэффициент неоднородности Коваля (Рис.6-8).

(б) Пересчитайте и постройте график коэффициента охвата по мощности для двухслойной модели, упомянутой в части (б) Примера 6В. Используйте $M^0 = 0.5$.

(в) В двухслойном горизонтальном пласте покажите, что действия контраста неоднородности могут полностью подавляться (т.е. фронты продвигаются с одинаковой скоростью в обоих слоях), если

$$M^0 < \frac{k_2}{\phi_2} \cdot \frac{\phi_1}{k_1} \quad (6E-2)$$

где 1 и 2 –слои с высокой и низкой скоростью, соответственно.

6Е. Расчет псевдоотносительных проницаемостей. Для дискретных данных проницаемости – пористости Примера 6Г

(а) Рассчитайте и постройте график псевдоотносительных проницаемостей для процесса заводнения в горизонтальном пласте, используя модель вертикального равновесия Хирна.

(б) Рассчитайте и постройте график коэффициента охвата по мощности для этого заводнения.

(в) Повторите часть (а) для функции ненулевого капиллярного давления, заданной:

$$P_c = \sigma_{12} \cdot \left(\frac{\phi}{k} \right)^{1/2} \cdot \cos \Theta \cdot (1-S)^4 \quad (6F-1)$$

где σ_{12} – поверхностное натяжение на границе раздела нефти и воды, θ - краевой угол, а:

$$S = \frac{S_1 - S_{1r}}{1 - S_{1r} - S_{2r}} \quad (6F-2)$$

(г) Рассчитайте и постройте график коэффициента охвата по мощности для части (с). Дополнительными данными по этой проблеме являются следующие данные: $\Delta\rho = 0$, $S_{1r} = S_{2r} = 0.2$, $\mu_1 = 1$ мПа·с

$\mu_2 = 10$ мПа-сек, $k_{r1}^0 = 0.05$, $k_{r2}^0 = 0.9$, и кривые относительной проницаемости даются как:

$$k_{r1}^0 = k_{r1}^0 S^2, \quad k_{r2}^0 = k_{r2}^0 (1-S) \quad (6F-3)$$

6Ж. Выведение псевдоотносительных проницаемостей

Зависимость капиллярного давления от водонасыщенности на границе раздела нефти и воды часто может быть представлена как:

$$P_c = K \cdot \left(\frac{1}{S^2} - 1 \right) \quad (6G-1)$$

где K – константа, а S – приведенная насыщенность (Уравнение 6F-2). Если применяется допущение вертикального равновесия и пласт является однородным:

- (а) Выведите профиль водонасыщенности по падению пласта или в направлении z на основе водонасыщенности у подошвы пласта (S_{1B} или S_B).
- (б) Выведите выражение для средней водонасыщенности как функции S_{1B} или S_B .
- (в) Если локальные (замеренные в лаборатории) относительные проницаемости аппроксимируются уравнением (6F-3), покажите, что псевдоотносительные проницаемости по нефти и воде, выраженные на основе усредненной насыщенности части (б), представляют собой:

$$\bar{k}_{r1} = \frac{k_{r1}^o}{N_g^o} \cdot \ln \left[1 + \frac{N_g^o \cdot \bar{S}^2}{\left(1 - \frac{N_g^o \cdot \bar{S}^2}{4} \right)^2} \right], \quad \bar{k}_{r2} = k_{r2}^o \cdot (1 - \bar{S})$$

где

$$N_g^o = \frac{\Delta \cdot p \cdot g \cdot \cos \alpha \cdot H_t}{K}$$

- (г) При $N_g^o = 1$ и $M^o = 4$ рассчитайте и постройте график зависимости коэффициента охвата в псевдовытеснении от безразмерного времени. Угол падения пласта равен 0.

6З. Комбинирование коэффициентов охвата

Кривая коэффициента охвата по мощности для поршневого вытеснения показана на Рис.6Н. Объедините эту кривую с кривой коэффициента охвата по площади, приведенной в Примере 6А, чтобы получить кривую коэффициента охвата по объему.

6И. Расчеты образования языков в результате разности вязкостей

- (а) Рассчитайте критическую скорость для смешивающегося вытеснения при следующих параметрах:

$$k = 0.12 \text{ м}^2$$

$$M^o = 50$$

$$\text{Разность плотностей нефти и растворителя} = -0.8 \text{ г/см}^3$$

$$\text{Подвижность растворителя} = 10(\text{мПа-сек})^{-1}$$

$$\text{Угол падения пласта} = -10^0$$

- (б) Если приведенная скорость в вышеупомянутом вытеснении составляет 0.8 м/сек, из теории стабильности рассчитайте критическую длину волны. Возьмите коэффициент дисперсии равный $10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$.

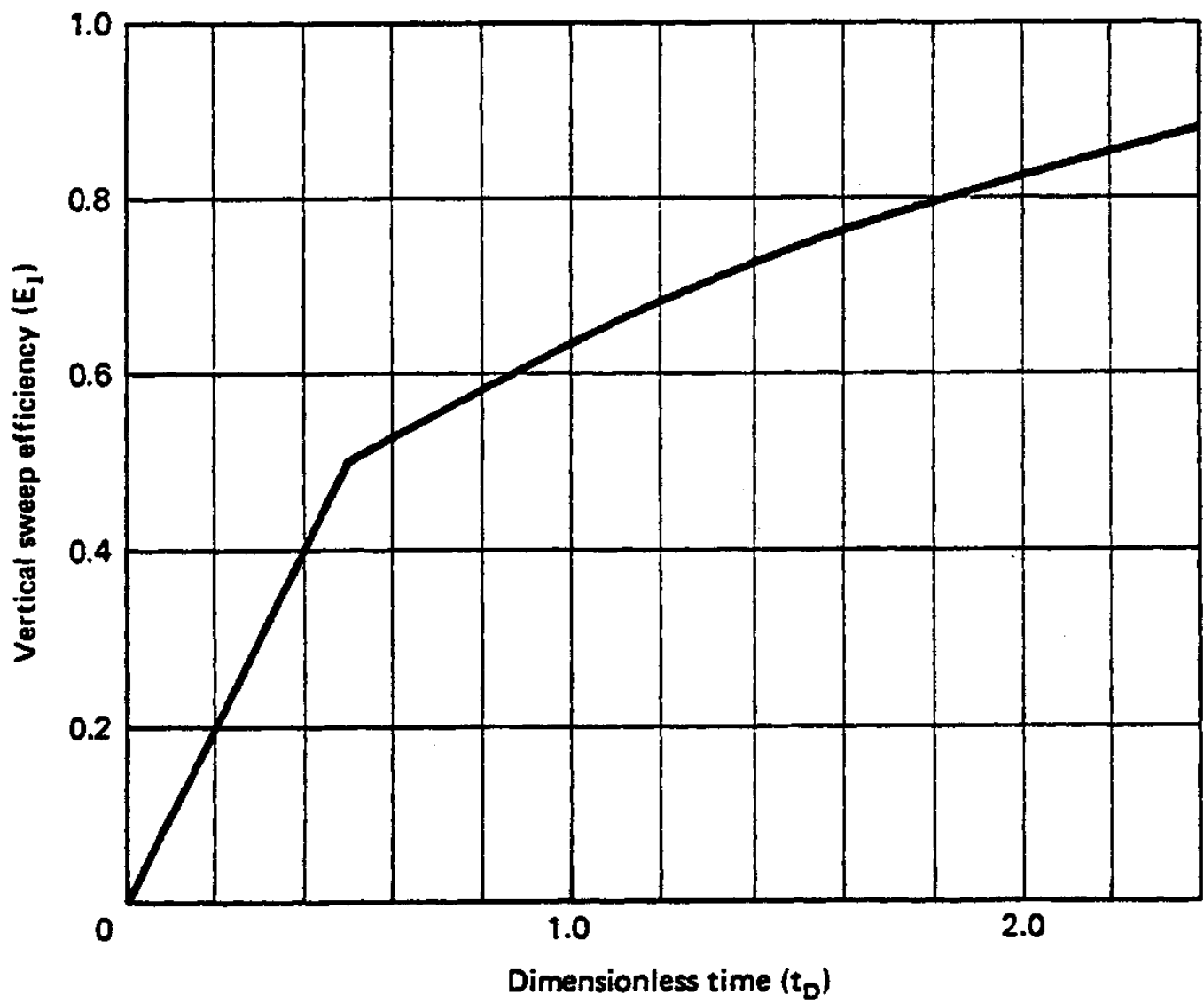


Рис. 6Н Функция коэффициента охвата по мощности для Примера 6Н