

УДК 532.546

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

***Н.А. Барышников, С.Б. Турунтаев, Г.В. Беляков,
А.А. Таирова, Е.А. Виноградов***

Получены экспериментальные данные об изменении распределения насыщенности вытесняющей жидкости в поровом пространстве плоскопараллельного прямоугольного пористого массива. Исследована математическая модель развития неустойчивости двухфазного потока в виде языков вытесняющей жидкости. Результаты математического моделирования сопоставлены с экспериментальными результатами.

Введение

Проблемы устойчивости многофазных фильтрационных потоков наиболее актуальны при разработке нефтяных и газовых месторождений. Задачи, связанные с необходимостью учёта неустойчивости водонефтяного контакта, возникают при разработке методов интенсификации нефтедобычи путём заводнения, при изучении движения пластовых вод в процессе эксплуатации месторождений. Подобные задачи рассматривались в большом количестве работ, например, в работах [Маскет, 1936], [Леверетт, 1939], [Лейбензон, 1947], [Желтов, 1975], [Баренблатт, 1984], [Николаевский, 1984], [Басниев, 2005] и других. Однако до сих пор остаются малоизученными вопросы крупномасштабной структуры неустойчивых многофазных потоков, влияния реологических свойств жидкостей и сил капиллярного взаимодействия на характер развития фильтрационной неустойчивости. Экспериментальные исследования, проведенные Саффманом и Тейлором [Saffman, 1958] и Чоуком [Chouke, 1959] показали, что развитие возмущений плоского фронта вытеснения вязкой жидкости в пористой среде при нарушении устойчивости происходит в виде неограниченно разрастающихся языков вытесняющей жидкости. Математическая модель развития языков вытесняющей жидкости была предложена Баренблаттом. Предполагалось, что этот процесс может быть описан при помощи уравнений модели Бакли – Леверетта, с относительными фазовыми проницаемостями, линейно зависящими от соответствующих насыщенностей. В настоящей работе при помощи лабораторного моделирования решается задача о влиянии капиллярных сил на процесс развития фильтрационной неустойчивости в виде струй вытесняющей жидкости.

Экспериментальное моделирование двухфазного течения в пористой среде

Для изучения фильтрационной неустойчивости двухфазного течения была проведена серия опытов по вытеснению более вязкой жидкости, заполняющей модель коллектора, при помощи менее вязкой жидкости, несмешивающейся с первой. В качестве несмешивающихся жидкостей использовались вода с вязкостью $0,01 \text{ г/см} \cdot \text{с}$ и минеральное масло ВМ-1 вязкостью $1,2 \text{ г/см} \cdot \text{с}$. В качестве фильтрующей среды использовался лист поролона толщиной 5 мм (рис. 1). Начальная пористость листа поролона составляла 0,98. Лист поролона сжимался между плоскостями полированных прямоугольных стекол $125 \times 400 \text{ мм}$ до конечной толщины 0,9 мм. Средний размер пор сжатием был уменьшен в 1,7 раз, а пористость – до значения 0,9. Проницаемость сжатого поролона составила 150 Дарси.

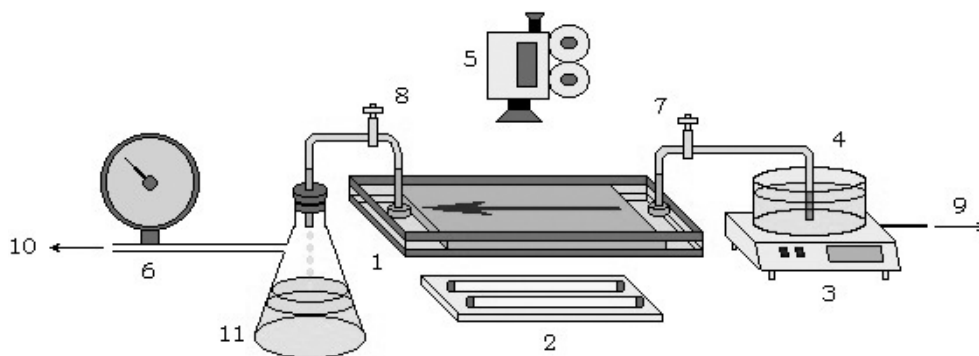


Рис. 1. Схема установки: 1 – плоский пористый массив; 2 – лампа подсветки; 3 – весы; 4 – кювета с закачиваемой жидкостью; 5 – фотокамера; 6 – манометр; 7, 8 – кран; 9 – компьютер; 10 – выход к насосу; 11 – буферная ёмкость.

Перед началом каждого опыта пористый массив заполнялся маслом. При этом измерялась фактическая проницаемость массива, а также общий объём порового пространства. Из-за сходных коэффициентов преломления света в масле и материале поролона (полиуретан) получаемая модель среды оптически прозрачна. Вытеснение масла водой происходило под действием постоянного перепада давления, создаваемого на концах модели коллектора при помощи вакуумного насоса. Непрерывное по времени измерение общего расхода закачиваемой в модель коллектора жидкости осуществлялось при помощи прецизионных электронных весов, измеряющих массу кюветы с закачиваемой жидкостью. Наблюдение за областью проникновения вытесняющей жидкости в пористую среду велось при помощи фотоаппарата. Для увеличения контрастности вытесняющая жидкость подкрашивалась. Распределение водонасыщенности пористого массива вдоль фильтрационного потока соотносилось с распределением яркости различных участков порового пространства на полученных фотоснимках. Для установления зависимости между определённой яркостью и соответствующей ей насыщенностью была проведена серия калибровочных измерений. Поровое пространство модельного коллектора заполнялось смесью жидкостей (воды и масла) с известным соотношением объёмов, после чего производилась его фотосъёмка. В процессе калибровки съёмка производилась при тех же значениях экспозиции и в тех же условиях, что и при прове-

дении основных опытов по вытеснению жидкостей. Яркость полученного изображения усреднялась по всей области, занимаемой смесью жидкостей. В результате серии измерений с различным соотношением количества жидкостей была получена зависимость, позволяющая установить значение водонасыщенности определённого участка модельного коллектора по яркости этого участка на фотоснимке. Опыты показали, что эта зависимость близка к линейной в интервале интересующих нас значений водонасыщенностей.

В ходе исследований нами получены экспериментальные данные об изменении распределения насыщенности вытесняющей жидкости в процессе вытеснения более вязкой жидкости при фиксированном перепаде давления. Установлено, что при соотношении вязкостей вытесняющей и вытесняемой жидкости 1:120 фронт вытеснения неустойчив при любых скоростях вытеснения. Развитие возмущений изначального плоского фронта вытеснения происходит в виде разрастающихся языков или струй вытесняющей жидкости (рис. 2). Скорость продвижения языков пропорциональна общему расходу жидкостей. В процессе вытеснения при постоянном перепаде давления общий расход жидкостей растёт, характерная толщина вытесняющих струй при этом уменьшается, стремясь в пределе к среднему размеру пор. Распределение водонасыщенности пористого коллектора, формально усреднённой по его сечению, вдоль направления фильтрационного потока имеет сложный характер. На более поздних стадиях вытеснения, по мере распространения вытесняющих струй на всё пространство коллектора, профиль распределения водонасыщенности вдоль направления потока выравнивается.

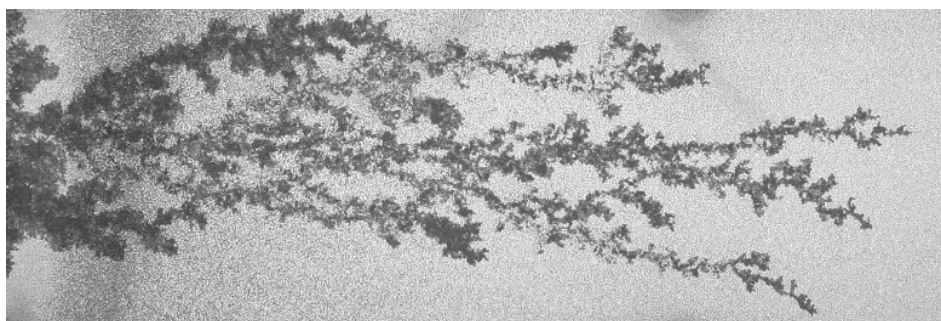
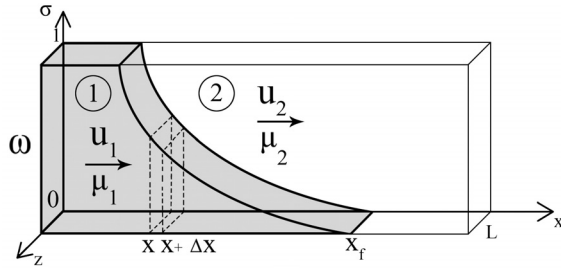


Рис. 2. Струи вытесняющей жидкости при перепаде давления 0,385 атмосферы. Поток направлен слева направо

Математическая модель двухфазного потока

Для упрощенного описания подобного процесса в работе [Баренблатт, 1984] делались следующие допущения: во-первых, протяженность языков в направлении потока считалась намного большей их ширины; во-вторых, течение в среднем считалось одномерным, поэтому скорость фильтрации каждой из жидкостей, осредненная по некоторому представительному сечению, была направлена вдоль оси x ; в-третьих, насыщенность внутри каждого «языка» принималась постоянной. Предполагалось, что при подобном подходе для осредненного течения справедливы обычные уравнения двухфазной фильтрации, но с относительными проницаемостями, линейно зависящими от соответствующих насыщенностей.

Рис. 3. Схема для составления материального баланса при прямолинейно-параллельном вытеснении более вязкой жидкости при помощи менее вязкой



Рассмотрим процесс вытеснения, происходящий в тонком горизонтальном массиве, представленном однородной и изотропной пористой средой пористостью m и проницаемостью k . Координата x отсчитывается вдоль образца, направление течения – горизонтальное (рис. 3). Площадь поперечного сечения массива ω будем считать достаточно малой по сравнению с его длиной L , так что давление и насыщенность можно считать постоянными по сечениям. Жидкости будем считать несжимаемыми, давление P в вытесняющей и вытесняемой фазах будем считать одинаковым. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ жидкость с вязкостью μ_1 находится слева вплоть до координаты $x = 0$ пористого массива, а жидкость с вязкостью μ_2 находится справа от $x = 0$ до координаты $x = L$. Для определённости будем считать, что $\mu_0 = \mu_1/\mu_2 < 1$. С момента времени $t > 0$ жидкость 1 с объёмным расходом Q нагнетается в пористый массив, первоначально занятый жидкостью 2, тем самым вытесняя её.

Будем считать, что вытеснение происходит в виде «языков», продвигающихся в направлении потока. Насыщенность s вытесняющей фазы внутри языка будем считать равной 1, вне языка насыщенность равна 0, то есть будем считать, что внутри пор при прохождении фронта раздела жидкостей происходит поршневое вытеснение. Это предположение позволяет считать, что течение каждой из фаз подчиняется закону Дарси:

$$u_1 = -\frac{k}{\mu_1} \frac{\partial P}{\partial x}, u_2 = -\frac{k}{\mu_2} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (1)$$

Здесь $u_{1,2}$ скорости соответствующих фаз жидкостей $\mu_{1,2}$ – их коэффициенты динамической вязкости, k – проницаемость пористой среды, P – давление жидкости. Обозначим через $\sigma(x)$ отношение суммарной площади сечения всех «языков» вытесняющей жидкости по координате x к общей площади поперечного сечения пористого массива ω . Формально относительную площадь фильтрации σ можно считать насыщенностью вытесняющей фазы, усреднённой по площади сечения пористого массива. Для того, чтобы узнать, как σ меняется в процессе вытеснения, запишем уравнение баланса масс для вытесняющей фазы как однородной жидкости:

$$m \frac{\partial}{\partial t} \sigma(x, t) + \frac{\partial}{\partial x} [\sigma(x, t) u_1(x, t)] = 0. \quad (2)$$

Аналогичное уравнение можно записать и для второй фазы. Сложив уравнения неразрывности для обеих фаз, получим:

$$\sigma u_1 + (1 - \sigma) u_2 = \frac{Q(t)}{\omega},$$

то есть суммарный объёмный расход обеих фаз, как и следовало ожидать, не зависит от координаты x .

Система уравнений (1-2) позволяет исключить другие зависимые переменные и получить уравнение относительно σ . Для этого исключим градиент давления из первых двух уравнений и подставим выражение для скоростей фильтрации в уравнение сохранения общего расхода:

$$u_2 = \frac{\mu_1}{\mu_2} u_1 = \mu_0 u_1, \quad u_1 = g(\sigma) \frac{Q(t)}{\omega} \quad \text{и} \quad u_2 = \mu_0 g(\sigma) \frac{Q(t)}{\omega},$$

где введены обозначения

$$g(\sigma) = \frac{1}{\sigma(1 - \mu_0) + \mu_0} \quad \text{и} \quad \mu_0 = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Функция $g(\sigma)$ аналогична функции Бакли-Левретта, используемой в классической теории двухфазной фильтрации. Для каждого сечения пористого массива она равна отношению фильтрационной скорости вытесняющей фазы к средней скорости всего потока. Подставив выражения для скорости вытесняющей жидкости в уравнение баланса (2) и продифференцировав его второй член, окончательно приведём (2) к уравнению:

$$m \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{Q(t)}{\omega} [g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)] \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Если рассматривать суммарную относительную площадь фильтрационного течения вытесняющей фазы α как её насыщенность, усреднённую по сечению пористого массива, то полученное уравнение полностью совпадёт с классическим уравнением Бакли-Левретта для двухфазного течения, в котором относительные проницаемости обеих фаз приняты равными соответствующим им насыщенностям.

Аналогично тому, как это делается в классической модели, рассмотрим на плоскости (x, t) такие линии $x(t)$, вдоль которых суммарная площадь «язычков» вытесняющей жидкости принимает заданное постоянное значение

$$\sigma = \sigma(x, t) = \text{const.}$$

На этих линиях должно удовлетворяться уравнение $d\sigma = 0$. Для нахождения линии распространения заданной постоянной суммарной ширины вытесняющего потока необходимо решить систему уравнений:

$$\begin{cases} m \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{Q(t)}{\omega} [g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)] \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} dt + \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx = 0 \end{cases}$$

Это система линейных уравнений относительно производных σ . Для того, чтобы она имела нетривиальное решение, её определитель должен быть равен нулю, из чего следует:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{Q(t)}{\omega m} [g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)] = \frac{Q(t)}{\omega m} \frac{\mu_0}{[\sigma(1 - \mu_0) + \mu_0]^2}. \quad (4)$$

Производная по времени вычисляется при постоянном значении σ . Отсюда следует, что точка с постоянной σ на кривой $\sigma(x)$ движется с постоянной скоростью, пропорциональной общему расходу жидкостей, и являющейся функцией самой σ .

Выражение (4) можно проинтегрировать, найдя тем самым положение x_σ заданного значения σ как функцию времени:

$$x_\sigma(t) = \frac{V(t)}{\omega m} \frac{\mu_0}{[\sigma(1 - \mu_0) + \mu_0]^2} + x_\sigma(0), \quad (5)$$

$x_\sigma(0)$ – начальное положение фронта с соответствующим значением σ при $t = 0$. $V(t)$ – суммарный объём жидкостей, протекших через рассматриваемый пористый массив с момента начала вытеснения. Так как на входе в массив подаётся только фаза 1, то суммарный объём $V(t)$ совпадает с её общим объёмом. Кроме того, в силу начальных условий, $x_\sigma(0) = 0$ для любых значений σ .

Имея закон движения фронта для каждого фиксированного σ , мы можем получить зависимость координаты конца струи вытесняющей жидкости от времени. Для этого, устремив в выражении (5) σ к 0, для координаты x_f переднего края фронта вытеснения получим:

$$x_f(t) = \frac{1}{\mu_0} \frac{V(t)}{\omega m}. \quad (6)$$

Аналогично, приравняв в выражении (5) величину σ равной 1, получим зависимость координаты фронта полного вытеснения:

$$x_1(t) = \mu_0 \frac{V(t)}{\omega m} = \mu_0^2 x_f.$$

Для всех значений $x_1 < x < x_f$ в силу монотонности функции $x_\sigma(\sigma)$ получим зависимость $\sigma(x, t)$:

$$\sigma(x, t) = \frac{\left(\frac{\mu_0}{x} \frac{V(t)}{\omega m} \right)^{1/2} - \mu_0}{1 - \mu_0}.$$

Сделав замену переменных, окончательно получим для $0 \leq x \leq L$ и $t \geq 0$:

$$\sigma(x, t) = \begin{cases} 1, & \text{при } 0 \leq x \leq \mu_0^2 x_f \\ \left(\left(\frac{x_f}{x} \right)^{1/2} - 1 \right) \frac{\mu_0}{1 - \mu_0}, & \text{при } \mu_0^2 x_f \leq x \leq x_f \\ 0, & \text{при } x_f \leq x \leq L \end{cases} \quad (7)$$

Функцию $\sigma(x, t)$ можно рассматривать как долю объёма на единице длины порового пространства массива, занимаемую вытесняющей жидкостью. Нетрудно убедиться, что результатом интегрирования функции $\sigma(x, t)$ по x в пределах $0 \leq x \leq x_f$ будет $V(t)/\omega m$.

Сопоставление теоретической модели с экспериментальными результатами. Учёт влияния сил межфазового взаимодействия

Проведённые нами наблюдения за координатой фронта вытеснения показали, что скорость распространения областей с малыми значениями σ значительно уступает скорости, предсказанной моделью. Измеренные времена прохождения фронта

вытеснения от устья к стоку оказываются на порядок больше полученных из приведённых выше теоретических оценок. По-видимому, это связано с влиянием сил поверхностного натяжения, возникающих на границе раздела фаз. При формулировке математической модели предполагалось, что при приближении к фронту вытеснения относительная площадь сечения струй σ стремится к 0. Опыты показали, что движение вытесняющей жидкости происходит в виде отдельных струй, ширина которых тем меньше, чем больше скорость их движения. На концах струй вытесняющей жидкости формируется зона быстрого роста их поперечного сечения, где области с различной относительной площадью σ движутся с одинаковой скоростью. Протяжённость этой зоны уменьшается с ростом скорости движения струи и имеет размер порядка её характерной ширины.

Для описания подобной зоны в рамках классической модели применяется уравнение, известное как уравнение Рапопорта-Лиса. Оно представляет собой уравнение массового баланса, записанного для фаз, каждая из которых движется под воздействием «своего» градиента давления [Баренблатт, 1984]. Давления на границах раздела фаз отличаются на величину капиллярного скачка давления $P_c = P_1 - P_2$, зависящего от локальной насыщенности s [Leverett, 1939]. Помимо поверхностного натяжения, влияние на величину скачка давления оказывает преимущественная смачиваемость скелета пористого массива одной из фаз. Считается, что движение флюидов происходит квазиравновесным образом, то есть при данной насыщенности жидкости распределены так же, как и в условиях гидростатического равновесия. Таким образом, кривые, задающие зависимость капиллярного давления от насыщенности, представляют собой интегральную характеристику структуры порового пространства.

Аналогичное уравнение можно записать для случая струйного вытеснения. Будем считать, что каждая подвижная фаза течет в занимаемом ею пространстве под действием «своего» давления, то есть так, как если бы она была ограничена только твердыми стенками. Тогда для одномерной двухфазной фильтрации будут справедливы уравнения:

$$u_i = -\frac{k}{\mu_i} \frac{\partial P_i}{\partial x}, \quad i = 1, 2 \text{ и } P_1 - P_2 = P_c(x)$$

Откуда следует, что

$$u_2 = \mu_0 u_1 + \frac{k}{\mu_2} \frac{\partial P_c}{\partial x}$$

Использував условие сохранения общего расхода жидкостей, получим для скорости вытесняющей фазы:

$$u_1 = g(\sigma) \left[\frac{Q}{\omega} - (1 - \sigma) \frac{k}{\mu_2} \frac{\partial P_c}{\partial x} \right]$$

Подставив это выражение в уравнение баланса масс для первой фазы (2), окончательно получим уравнение для определения σ :

$$m \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{Q}{\omega} [g(\sigma) + \sigma g'(\sigma)] \frac{\partial \sigma}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\sigma(1 - \sigma) g(\sigma) \frac{k}{\mu_2} \frac{\partial P_c}{\partial x} \right] = 0 \quad (8)$$

В изложенной выше модели предполагается, что насыщенность s вытесняющей фазы внутри струи постоянна и равна предельной, то есть величина капиллярного скачка давления должна быть постоянна. Однако, как видно из уравнения (8), учёт постоянной разности давлений фаз при составлении уравнений массового ба-

ланса не влияет на вид получающихся уравнений. Для описания зоны постоянных скоростей на конце струи вытесняющей жидкости в рамках предлагаемой модели необходимо предположить, что разность давления фаз зависит от локального значения относительной площади сечения фильтрационного потока σ . Это возможно, если принять во внимание конечное время установления капиллярного равновесия фаз. Кроме того, будем считать, что в состоянии равновесия перепад давления на границе раздела фаз равен 0, то есть поверхность пор массива обладает нейтральной смачиваемостью. При таких предположениях величина капиллярного давления будет тем больше, чем выше скорость перемещения фронта раздела жидкости относительно твёрдого скелета, стремясь в пределе к величине, определяемой поверхностным натяжением

$$P_c = P_1 - P_2 = \alpha(1/R_1 + 1/R_2),$$

где α – коэффициент межфазного натяжения; R_1 и R_2 – главные радиусы кривизны поверхности раздела фаз в данной точке, близкие к размеру пор.

Учёт силы поверхностного взаимодействия, зависящей от скорости перемещения границы раздела жидкостей даёт условие на минимально возможную «ширину» струи на фронте вытеснения жидкостей. Рассмотрим движение протяжённой струи вытесняющей жидкости с постоянной относительной площадью сечения σ_0 (рис. 4). Будем считать, что скорость вытесняющей жидкости в струе постоянна и равна $u_1 = g(\sigma_0)Q/\omega$. Ось x направим вдоль направления движения. Координату $x = 0$, как показано на рисунке, совместим с положением начала переходной зоны в момент времени ($t = 0$), так что $\sigma(0) = \sigma_0$. Длину переходной зоны обозначим через l , в начальный момент времени $\sigma(l) = 0$, что соответствует концу струи. Будем считать, что при $x < 0$ жидкости возле границы раздела находятся в равновесии так, что $P_c = P_1 - P_2 = 0$. На конце струи величина капиллярного давления максимальна и определяется по формуле Лапласа $P_f = 4\alpha/a$, где a – средний размер поры.

Так как скорость движения вытесняющей жидкости постоянна, будем искать решение уравнения (8) в виде бегущей волны. Для этого сделаем замену переменных

$$\chi = x - Dt, D = g(\sigma_0) \frac{Q}{\omega m},$$

где D – скорость движения струи, перейдя тем самым в систему отсчёта относительно положения струи. При этом уравнение (8) примет вид:

$$-mD \frac{d\sigma}{d\chi} + \frac{Q}{\omega} \frac{d(\sigma g(\sigma))}{d\chi} - \frac{d}{d\chi} \left[\sigma(1 - \sigma)g(\sigma) \frac{k}{\mu_2} \frac{dP_c}{d\chi} \right] = 0.$$

Проинтегрировав полученное уравнение перейдём к:

$$\sigma = \left(-mD + \frac{Q}{\omega} g(\sigma) \right) - \sigma(1 - \sigma)g(\sigma) \frac{k}{\mu_2} \frac{dP_c}{d\chi} = 0,$$

где константу интегрирования определим из условия что при $\chi = 0$ $\sigma = \sigma_0$ и равенства нулю производной капиллярного давления при $\chi \leq 0$:

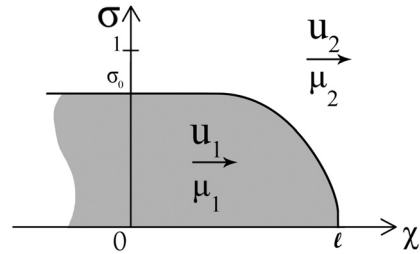


Рис. 4. Схема для составления уравнения вытесняющей струи

Разрешив получившееся уравнение относительно производной окончательно получим:

$$\frac{dP_c}{d\chi} = \frac{\mu_2}{k} mD(1 - \mu_0)\sigma_0 \left[\frac{1 - \frac{\sigma}{\sigma_0}}{1 - \sigma} \right] \quad (9)$$

Для точного решения получившегося уравнения необходимо знать зависимость капиллярного давления от скорости движения границы раздела жидкостей. Однако для оценки величины переходной зоны достаточно проинтегрировать получившееся выражение, приняв

$$\int_0^l \frac{1}{1 - \sigma} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_0} \right) d\chi \simeq l.$$

Таким образом, с учётом того, что $P_c(0) = 0$, $P_c(l) = P_f$ для оценки величины переходной зоны, а значит и безразмерной «ширины» струи σ_0 получим выражение:

$$\sigma_0 = \frac{k}{\mu_2} \frac{P_f}{l} \frac{1}{mD} \frac{1}{1 - \mu_0}$$

Считая длину переходной зоны равной её «ширине», то есть $l \simeq \sqrt{\sigma_0 \omega}$ и, учитывая что $P_f = 4\alpha/a$, где α – коэффициент поверхностного натяжения, a – средний размер поры, окончательно получим:

$$\sigma_0 = \left(\frac{1}{\sqrt{\omega}} \frac{k}{\mu_2} \frac{4\alpha}{amD} \frac{1}{1 - \mu_0} \right)^{2/3} \quad (10)$$

На рис. 5 показаны кривые зависимости насыщенности порового пространства от безразмерного расстояния: кривая 3 соответствует 105 секунде от начала вы-

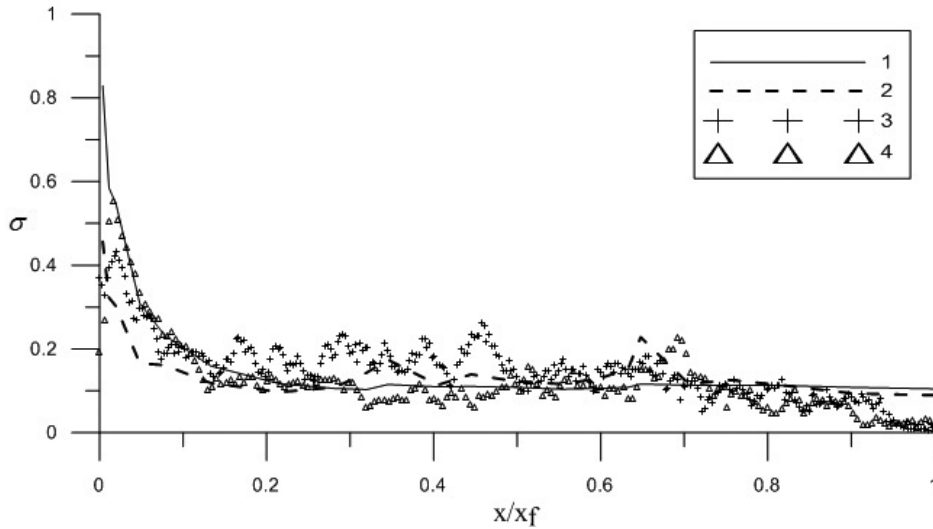


Рис. 5. Зависимость насыщенности порового пространства от безразмерного расстояния на разных этапах вытеснения: кривая 3 соответствует 105 секунде от начала вытеснения, кривая 4 – 65 секунде. 1, 2 – результаты моделирования

теснения, кривая 4 – 65 секунде. Кривые 1 и 2 получены из модели вытесняющей струи, учитывающей влияние капиллярного давления. Относительная площадь сечения струи для каждой координаты за фронтом вытеснения считается равной относительной «ширине» фронта вытеснения, при прохождении данной координаты. Кривая 1 получена из условия $x_f = g(\sigma_0)V/\omega t$ пропорциональности координаты конца струи и общего суммарного объёма вытесняющей фазы, измеренных в эксперименте. Кривая 2 вычислена по формуле (10) с использованием экспериментальных данных о скорости продвижения фронта раздела жидкостей для среднего размера поры $a = 0,01$ см и коэффициента поверхностного натяжения $\alpha = 70$ (г/с²). Обе кривые вычислены для значения $\mu_0 = 1/120$. Расхождение кривых 1 и 2 при малых значениях x/x_f обусловлено тем, что на начальном этапе вытеснения протяжённость струй вытесняющей жидкости была много меньше их характерной «ширины», что противоречит предположению о протяжённости переходной зоны, при помощи которого получена формула (10). Для прочих значений x/x_f результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными кривыми.

Заключение

Методом лабораторного моделирования проведено исследование процесса развития неустойчивости двухфазного течения. Получены экспериментальные данные по распределению насыщенности вытесняющей жидкости в поровом пространстве коллектора. Установлено, что развитие возмущений плоской границы раздела разнотипных жидкостей при их совместном движении в пористой среде происходит в виде протяжённых разрастающихся языков или струй вытесняющей жидкости. Это позволяет считать течение в среднем одномерным, при этом вектора скоростей фильтрации каждой из жидкостей и градиенты давления можно считать параллельными оси x . Показано, что для описания процесса двухфазной фильтрации необходимо учёт влияния сил межфазного взаимодействия. Оценки минимальной ширины струй вытесняющей жидкости при подобном подходе дают хорошее совпадение с результатами эксперимента. Для более точного описания процесса двухфазной фильтрации, в рамках модели струй с постоянной насыщенностью вытесняющей жидкости, необходимо установить зависимость величины капиллярного давления от локального значения скорости движения границы раздела жидкостей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 12-05-31386-мол_а и 12-08-01091-а), а также совета по грантам президента РФ для поддержки ведущих научных школ НШ-341.2012.5.

Литература

- Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 207 с.
- Басниев К.С., Дмитриев Н.М., Каневская Р.Д., Максимов В.М. Подземная гидромеханика. М.: Ижевск: Ин-т компьютерных исследований, 2005. 496 с.
- Chouke, R.L., van Meurs, P. and van der Poel, C., Instability of Slow, Immiscible, Viscous Liquid-Liquid Displacements in Permeable Media; Pet. Trans. A.I.M.E., 188 – 194, 216, 1959.
- Желтов Ю. П. Механика нефтегазоносного пласта. М.: Недра, 1975. 216 с.

Лейбензон Л.С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.-Л.: Гостехиздат, 1947. 244 с.

Leverett, M.C., Flow of Oil-Water Mixtures through Unconsolidated Sands // Trans. A.I.M.E., 1939. 132: p. 381–401.

Muskat, M. and M.W. Meres, The Flow of Heterogeneous Fluids Through Porous Media // Physics, 1936. 7(Sept.): p. 346–363.

Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984. 232 с.

Saffman, P.G. and Sir Taylor, G.I. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid // Proc. R. Soc. London, 1958. A245, 321–329.

Saffman P.G. Viscous fingering in Hele-Shaw cells // J. Fluid Mech. 1986 173, 73–94.