

Р.В. Архипов, А.И. Сагидуллин, В.Д. Скирда  
Казанский государственный университет, Казань  
Ruslan.Archipov@ksu.ru

## ОЦЕНКА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАЗМЕРОВ ЗАСТОЙНЫХ ЗОН В СИСТЕМЕ ПЕСЧАНИК / ВОДА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЯМР – ДИФФУЗОМЕТРИИ

Методом ЯМР с импульсным градиентом магнитного поля (ЯМР с ИГМП) изучена трансляционная подвижность воды в условиях потока в природном песчанике Фонтенбло. Предложена методика анализа экспериментальных данных, позволяющая не только определять относительную долю застойных зон (таких областей порового пространства, где жидкость остается не вовлеченной в поток), среднее время, в течение которого жидкость остается в застойных зонах, а также оценивать их пространственные размеры.

### 1. Введение

В связи с решением проблем повышения эффективности добычи полезных ископаемых (например, нефти, газа, газоконденсатов и др.), одной из актуальных частных задач георазведки считают получение максимально подробной информации о свойствах природных пористых сред (песчаников, осадочных пород, грунтов и др.). Наряду с данными о топологии пористых систем (размере и геометрии частиц пористой среды, ее пор и каналов) (Callaghan et al., 1992; Coy, Callaghan, 1994; Маклаков и др., 1987) особую роль при оценке эффективности нефте- и газоотдачи породы играют относительная доля и пространственные размеры так называемых застойных зон. Термином «застойные зоны» определяют такие области порового пространства, где в силу ряда причин диффузانت не вовлекается в поток.

Одним из экспериментальных методов исследования структурных и транспортных свойств пористых сред является ЯМР – диффузометрия (ЯМР с импульсным градиентом магнитного поля, ЯМР с ИГМП) (Stejskal, Tanner, 1965; Karger et al., 1988; Song, 2003), по результатам которой удается получить информацию о структуре порового пространства (Callaghan, 1991; Karger, Ruthven, 1992).

Если в исследуемой системе изучают самодиффузию жидкости, то есть если через пористую среду не создают поток диффузанта (статический режим измерений), то для большинства природных пористых систем не удастся отличить диффузионные вклады от молекул, находящихся в проницаемых и непроницаемых порах. Это объясняется тем, что размеры пор могут быть больше длины свободного пробега молекул диффузанта, и на доступных временах диффузии большая часть молекул не достигает стенки пор. В таком случае значения коэффициентов самодиффузии (КСД)  $D$  жидкости в проницаемых, тупиковых и непроницаемых порах остаются близкими друг к другу и к значению  $D_0$ , характеризующему подвижность выбранного диффузанта в свободном объеме.

Указанная проблема может быть разрешена с помощью создания в исследуемой пористой среде потока диффузанта, который позволяет существенно увеличить разницу в подвижности молекул, расположенных в проницаемых и непроницаемых порах. Так, молекулы, расположенные в проницаемых порах, окажутся вовлеченными в поток, и будут характеризоваться наведенным коэффициентом  $D$  (из-за дисперсии КСД, вызванных потоком), а молекулы в непроницаемых порах и застойных зонах не

будут увлекаться потоком и, следовательно, будут иметь тот же КСД  $D_0$ , что и в случае статического режима измерений. Анализ диффузионных затуханий (Маклаков и др., 1987; Kaerger, 1988), полученных для систем, в которых создан поток, позволяет оценить относительную долю молекул, находящихся в замкнутых, тупиковых и проницаемых порах, и, в принципе, определить относительную долю и линейные размеры таких пор.

ЯМР эксперименты по обнаружению застойных зон в модельной пористой системе непористых шариков при наличии ламинарного потока флюида проводились, например, (Seymour, Callaghan, 1997; Van As et al., 1998; Tallarek et al., 2001; Коптюг, 2003). Так, в работах (Van As et al., 1998; Коптюг, 2003) были зафиксированы застойные зоны, в то же время, авторы не исследовали саму зависимость кажущейся (измеренной в эксперименте) населенности застойных зон от времени диффузии,  $t_{cp}$  при фиксированной скорости потока,  $v$ . Необходимо также отметить, что ни в одной из указанных работ не анализируется влияние внутренних градиентов (Song, 2000, 2003; Hurliman, 1998) на экспериментальные величины, измеряемые методом ЯМР с ИГМП. Возникающие из-за разницы магнитных восприимчивостей пористой среды и диффузанта внутренние градиенты магнитного поля неизбежно ведут к дополнительному вкладу в затухание амплитуды стимулированного эха (Song, 2000; 2003) и к нежелательной суперпозиции с внешним импульсным градиентом магнитного поля, что в конечном итоге усложнит интерпретацию формы экспериментально полученных диффузионных затуханий спинового эха и может потребовать разработки индивидуального подхода для определения значений эффективных коэффициентов самодиффузии (КСД). Также в упомянутых работах (Seymour, Callaghan, 1997; Van As et al., 1998; Tallarek et al., 2001; Коптюг, 2003) авторы не привели оценку размеров застойных зон, что на практике имеет важное прикладное значение при оценке эффективности нефте- и газоотдачи породы.

Таким образом, приняв во внимание приведенные выше результаты исследований застойных зон, в данной работе мы попытались разработать более общий подход к анализу данных, полученных методом ЯМР с ИГМП для систем «пористая среда/вода», который позволил бы учесть влияние внутренних градиентов на затухание сигнала спинового эха и после оценки относительной доли застойных зон в образце рассчитать их пространственные размеры.

## 2. Методологические аспекты

Первичную информацию о трансляционной подвижности молекул в методе ЯМР с ИГМП получают из анализа кривой диффузионного затухания (ДЗ) сигнала спинового эха  $A(k^2, t_d)$  – зависимости амплитуды эха от параметров импульса градиента магнитного поля и времени наблюдения (времени диффузии)  $t_d$ . Величина  $k = \gamma \delta g$ , где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение резонирующих ядер, непосредственно связана с амплитудой  $g$  и длительностью импульса градиента магнитного поля  $\delta$ .

В общем случае форма диффузионного затухания может быть удовлетворительно описана выражением вида (Маклаков и др., 1987):

$$A(k^2, t_d) = \sum_i p_i \exp(-k^2 D_i t_d), \quad (1)$$

где  $D_i$  – коэффициент, характеризующий трансляционную подвижность исследуемых молекул,  $p_i$  – относительная доля резонирующих ядер, движущихся с коэффициентом  $D_i$ , для всего ансамбля ядер  $\sum_i p_i = 1$ . Набор ядер (молекул), характеризующихся одним значением КСД  $D_i$ , принято называть диффузионной компонентой (Маклаков и др., 1987, Karger et al., 1988). Так, в случае однокомпонентной системы (при  $i = 1$ ), экспериментальная кривая диффузионного затухания в координатах:

$$\ln(A(k^2, t_d)/A(0)) \text{ vs } (k^2 t_d)$$

имеет вид прямой линии (1), из наклона которой можно вычислить КСД.

## 3. Экспериментальная часть

### 3.1 Образцы и их приготовление

В качестве исследуемой пористой среды использовался откалиброванный насыпной природный песчаник Фонтенбло с размерами частиц 250 – 400 мкм, пористость образца была 37%. Песчаник помещался в стеклянную ампулу с аксиальным направлением потока флюида. Для исключения эффекта перемешивания частиц в образце и их вымывания из ампулы за счет потока, образец уплотнялся сверху и снизу пробками из минеральной ваты, не набухающей в воде. В качестве диффузанта использовалась дегазированная вода, что позволило уменьшить эффект закупоривания пор и каналов пузырьками кислорода, растворенного в воде, и сохранять скорость потока постоянной в течение всего ЯМР-эксперимента в условиях постоянного градиента давления.

Скорость потока  $v$  флюида в пористой среде определяли по следующей формуле:

$$v = \frac{V}{\pi d^2 \phi^{2/3} t / 4},$$

где  $V$  – объем жидкости, прошедший за время  $t$  через ампулу с диаметром  $d$ ,  $\phi$  – пористость образца.

### 3.2 Метод измерения

Измерения КСД воды проводились методом ЯМР с ИГМП на ЯМР-диффузомере с рабочей частотой протонного резонанса 300 МГц и максимальной величиной ИГМП 15 Тл/м. Использовалась последовательность стимулированного спинового эха (Stejskal, Tanner, 1965). Вре-

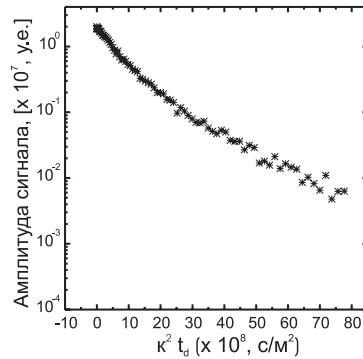


Рис. 1. Диффузионное затухание амплитуды стимулированного эха в песок/вода при  $t_d = 25$  мс в стационарном режиме.

мя диффузии  $t_d$  варьировалось в интервале от 7 до 200 мс при фиксированной задержке между первым и вторым радиочастотным импульсом. Погрешность измерений КСД и значений населенностей  $p_i$  в худшем случае не превышала 10%. Все измерения проводились при температуре 30 °С. Исследования были выполнены для образца без потока (в стационарном режиме) и образца со средней скоростью потока  $v = 13$  мм/с.

## 4. Результаты и обсуждение

Диффузионное затухание амплитуды спинового эха для образца в стационарном режиме приведено на рис. 1. Как видно из рис. 1, полученное ДЗ может быть описано спектром КСД по формуле (1).

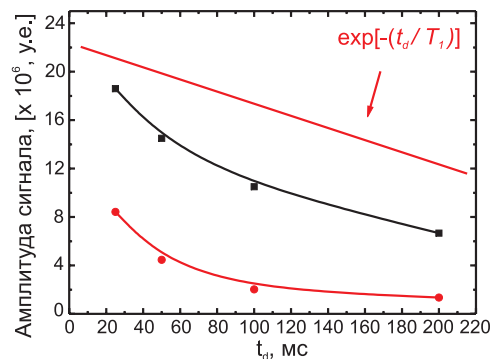


Рис. 2. Зависимость первоначальной амплитуды сигнала стимулированного спинового эха от времени диффузии в стационарном режиме (кривая 1) и при скорости потока 13 мм/с (кривая 2). Красная линия проведена по закону  $\exp[-(t_d/T_i)]$ .

Другой эффект, на который следует обратить внимание, заключается в том, что с увеличением времени диффузии  $t_d$  наблюдается уменьшение абсолютного значения амплитуды стимулированного эха (Рис. 2). При этом зависимость первоначальной амплитуды эха от времени наблюдения не может быть описана только за счет спин-

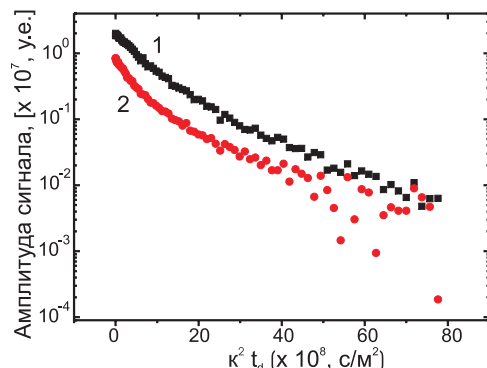


Рис. 3. Диффузионные затухания стимулированного эха в песчанике при  $t_d = 25$  мс. Кривая 1 – в стационарном режиме, кривая 2 – при скорости потока  $V = 13$  мм/с.

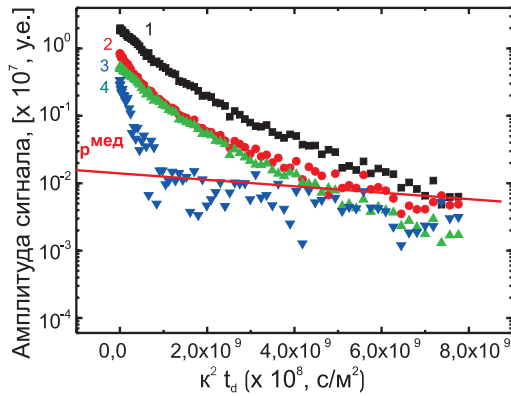


Рис. 4. Диффузионные затухания амплитуды стимулированного эха в песчанике при  $t_d = 25$  мс. Кривая 1 – в стационарном режиме, кривая 2 – при скорости потока  $V = 13$  мм/с, кривая 3 –  $fA^{стат}(k^2, t_d)$ , кривая 4 –  $fA^{стат}(k^2, t_d)$ . Описание процедур получения представленных кривых приведено в тексте.

решеточной релаксации (ожидаемое поведение амплитуды эхо за счет спин – решеточной релаксации показано на рис. 2 линией), что, например, также было отмечено в работах (Song, 2003), где подобный эффект объяснялся увеличением диффузионного вклада в затухание сигнала эха из-за влияния внутренних градиентов магнитного поля. Вследствие самодиффузии резонирующих ядер в неоднородном магнитном поле происходит потеря их когерентности и, таким образом, потеря сигнала. Из сравнения первоначальных амплитуд стимулированного спинового эха для случаев  $v = 0$  и  $v = 13$  мм/с видно, что в образце с потоком амплитуда эха заметно меньше, чем в образце без потока при одних и тех же значениях времен диффузии. По нашему мнению, в данном случае разница в первоначальной амплитуде сигнала спинового эха может быть связана с дополнительным влиянием внутренних градиентов магнитного поля на амплитуду сигнала в образце с потоком. Двигаясь в потоке, молекула диффузанта успевает пройти большие расстояния в неоднородном магнитном поле, чем в образце без потока, что ведет к большей расфазировке спинов и к более существенному уменьшению сигнала эхо.

Теперь обратимся к анализу форм ДЗ, регистрируемых в стационарном режиме и в условии ненулевой скорости потока. На рисунке 3 приведены ДЗ, полученные для образца в стационарном режиме (кривая 1) и образца с потоком ( $v = 13$  мм/с, кривая 2) при времени диффузии 25 мс. Из сравнения ДЗ на рис. 3 видна разница в абсолютных величинах амплитуды сигнала стимулированного эха (что уже отмечалось выше), но и так же видна разница в самой форме диффузионных затуханий.

В отличие от уже проанализированной кривой 1, кривая 2 на рис. 3 имеет более выраженную неэкспоненциальную форму; в частности, начальный участок кривой 2 имеет больший наклон по сравнению с кривой 1, что в общем случае соответствует большему значению среднего КСД. В то же время конечный участок ДЗ при  $v \neq 0$  характеризуется меньшими значениями КСД по сравнению с таковыми для ДЗ при  $v = 0$ . Возникает вопрос, как можно из приведенных данных зависимости начальных амплитуд сигнала эхо от времени диффузии (Рис. 2) и анализа диффузионных затуханий, полученных для образца в стационарном режиме и при наличии потока (Рис. 3), определить относительную долю молекул, находящихся в застойных зонах?

Диффузионное затухание (кривая 1) для образца в ста-

ционарном режиме с учетом потери сигнала стимулированного спинового эха (за счет влияния внутренних градиентов магнитного поля) может быть описано выражением:

$$A(k^2, t_d) = p_0 A_0(k^2, t_d) + p_0^{spad} A_0^{spad}(k^2, t_d), \quad (2)$$

где  $p_0$  и  $p_0^{spad}$  – относительные доли вкладов в сигнал стимулированного эха молекул, не вовлеченных в поток и молекулам, которые не дают вклад в ЯМР-сигнал из-за потери спиновой когерентности во внутренних градиентах магнитного поля, соответственно.

ДЗ для образца с потоком представим как:

$$A(k^2, t_d) = p_0 A_0(k^2, t_d) + p_v A_v(k^2, t_d), \quad (3)$$

где  $p_0$  и  $p_v$  – относительные доли вкладов в сигнал стимулированного эха молекул, не испытывавших и испытывавших влияние потока, соответственно.

Заметим, что первое слагаемое описывается таким же спектром КСД, как и в стационарном режиме (формула (1)) и, следовательно, будет относиться к молекулам, находящимся в застойных зонах. Второе слагаемое описывает поведение молекул, так или иначе испытывавших влияние потока. Его, в свою очередь, можно представить в виде:

$$A_v(k^2, t_d) = \sum p_i^{spad} \exp(-k^2 t_d D_i^{spad}) + \sum p_i^v \exp(-k^2 t_d D_i^v), \quad (4)$$

В общем случае влияние потока в неоднородной среде должно приводить к увеличению КСД, так как к распределению смещений молекул за счет самодиффузии следует добавить дисперсию смещений, связанную с неоднородностью локальных скоростей. В конечном счете, можно ожидать, что в результате действия потока будут фиксироваться завышенные значения КСД по сравнению со стационарным режимом. В свою очередь увеличение значений КСД должно приводить к дополнительному эффекту потери когерентности во внутренних градиентах магнитного поля. Таким образом, первое слагаемое в (4) со значениями  $D_i^{spad} > D_{i0}$  соответствует молекулам, которые явно участвуют в потоке, однако не дают вклад в ЯМР-сигнал вследствие дополнительной потери фазовой когерентности во внутренних градиентах магнитного поля. Второе слагаемое в (4) требует более серьезного анализа. С одной стороны, оно определяется теми молекулами, которые участвуют в потоке и имеют поэтому завышенные значения КСД, но сигнал от них полностью не дефазирован. С другой стороны, в это слагаемое могут давать вклад и те молекулы, которые непосредственно не участвуют в потоке, но испытали опосредованное его влияние так, что изме-

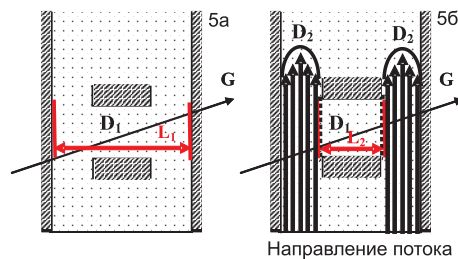


Рис. 5. К объяснению псевдоограниченной диффузии. Пунктирными линиями обозначены размеры области, в пределах которой КСД молекул равен  $D_1$ . Красным цветом выделен размер ограничений, который фиксируется в стационарном режиме и при наличии потока в системе.

размер ограничений, который фиксируется в стационарном режиме и при наличии потока в системе.

ряемые значения КСД для них изменились: не соответствуют спектру КСД в стационарном режиме. Итак, именно второе слагаемое в (4) представляет интерес с точки зрения его сравнения с ДЗ для стационарного режима.

Процедура сравнительного анализа может наиболее наглядно проведена путем вычитания соответствующих ДЗ друг из друга. При вычитании из диффузионного затухания для образца с потоком  $A_v(k^2, t_d)$  кривой  $A_0(k^2, t_d)$ , полученной для стационарного режима, с некоторым множителем  $f (f < 1)$  мы должны получить диффузионное затухание  $A_v(k^2, t_d) - fA_0(k^2, t_d)$ , которое будет характеризовать молекулы диффузанта, измеряемые спектры КСД которых изменились вследствие влияния потока. Критерием правильности выбора параметра  $f$  является то обстоятельство, что в полученном диффузионном затухании  $A_v(k^2, t_d) - fA_0(k^2, t_d)$  ни один из участков результирующего ДЗ не должен иметь положительного наклона, что соответствовало бы отрицательным значениям КСД. В таком предположении множитель  $f$  будет отражать относительную долю молекул, для которых спектр КСД совпадает со спектром для стационарного случая.

На рисунке 4 приведен пример последовательной обработки экспериментальных результатов, полученных при времени диффузии 25 мс. На этом рисунке представлены диффузионные затухания, полученные в стационарном режиме (кривая 1), при скорости потока 13 мм/с (кр. 2),  $fA_0(k^2, t_d)$  (кр. 3), результат вычитания  $A_v(k^2, t_d) - fA_0(k^2, t_d)$  (кр. 4). Сплошная линия, проведенная по конечному участку спада  $A_v(k^2, t_d) - fA_0(k^2, t_d)$ , характеризует долю молекул ( $p^{slow}$ ), характеризующую долю молекул с меньшими значениями КСД по сравнению с минимальными значениями КСД, регистрируемыми в стационарном режиме. Другими словами, в результирующем диффузионном затухании  $A_v(k^2, t_d) - fA_0(k^2, t_d)$  кроме ожидаемых компонент с завышенными значениями КСД обнаруживается компонента ( $p^{slow}$ ) с КСД даже меньшим, чем минимальное значение в ДЗ  $A_0(k^2, t_d)$ . Таким образом, результирующее диффузионное затухание может быть представлено в виде:

$$A_v(k^2, t_d) - fA_0(k^2, t_d) = P^v \sum p_i^v \exp(-k^2 t_d D_i^v) + P^{slow} \sum p_i^{slow} \exp(-k^2 t_d D_i^{slow}), \quad (5)$$

где  $p^{slow}$  – населенность компоненты с наименьшим КСД  $D_i^{slow}$ . Причем для населенностей должно выполняться  $P^v + P^{slow} = 1 - f \sum p_i$ , где  $P^v$  и  $P^{slow}$  – характеризуют относительную долю вкладов в общий сигнал ЯМР с повышенными (наведенными) значениями КСД и с меньшими значениями КСД по сравнению с минимальными значениями КСД, регистрируемыми в стационарном режиме, соответственно.

Аналогичная процедура нахождения относительной доли застойных зон была проведена для времен диффузии 50 мс, 100 мс и 200 мс.

Итак, первое слагаемое в формуле (5) характеризует долю молекул, которая вовлечена в поток и описывается спектром повышенных КСД за счет потока  $D_i^v$ . Второе слагаемое, напротив, описывается спектром меньших КСД  $D_i^{slow}$  по сравнению даже с наименьшими КСД в спектре в стационарном режиме. Несмотря на малость (не более 1%) значений  $p^{slow}$ , полученных в результате анализа экс-

периментальных данных, возникает естественный вопрос о том, к каким молекулам следует их относить? К молекулам, подверженным влиянию потока, или к молекулам, не участвующим непосредственно в потоке? На наш взгляд, возникновение на диффузионном затухании для системы с потоком компоненты с меньшим КСД, чем в диффузионном затухании без потока  $A_0(k^2, t_d)$  может быть объяснено с точки зрения псевдо-ограниченной диффузии, которая впервые наблюдалась в работе (Кортунов, Скирда, 2005). Пользуясь выводами этой работы, рассмотрим некую упрощенную модельную ситуацию, показанную на рис. 5а и 5б. На рис. 5а представлена модельная ситуация в стационарном режиме: все диффундирующие молекулы, характеризуются одним значением КСД  $D_1$ ; на рис. 5б представлен режим с потоком: в системе имеются две фазы с точки зрения ЯМР с существенно различающимися КСД (например, молекулы, вовлеченные в поток, характеризуются повышенным КСД  $D_2$ , в то время молекулы, не участвующие в потоке, характеризуются меньшим КСД  $D_1$ ).

Получаемый спектр смещений молекул, а, следовательно, и размер ограничений, вдоль направления градиента магнитного поля для представленных случаев различен. Так, при наличии потока (Рис. 4б) спектр смещений молекул становится “урезанным”, поскольку как только молекула покидает пунктирную область, то сразу увлекается в поток и, следовательно, характеризуется повышенным значением КСД  $D_2$ . Поэтому размер ограничений ( $L_2$ ) (область, в которой подвижность молекул характеризуется только коэффициентом самодиффузии  $D_1$ ) при наличии в системе потока оказывается меньше по сравнению с аналогичными размерами ограничений ( $L_1$ ) в стационарном режиме. Если при используемых временах диффузии среднеквадратичные смещения молекул за счет самодиффузии будут сравнимы с  $L_1$ , то в этом случае мы будем регистрировать не истинный коэффициент самодиффузии  $D_1$ , а меньшее значение. Таким образом, в спектре при наличии потока могут появляться компоненты со значениями КСД меньшими, чем  $D_1$  в стационарном режиме. Стоит отметить, что в силу больших значений  $L_1$  ограниченная диффузия в стационарном режиме может и не наблюдаться в эксперименте при доступных временах диффузии. В то же время компонента  $p^{slow}$  согласно вышеизложенному должна характеризоваться аномальной диффузией – зависимостью  $D_i^{slow}$  от времени диффузии. Как видно из рис. 6, для  $D_i^{slow}$  действительно наблюдается зависимость от времени диффузии. На наш взгляд, этот результат дополнительно демонстрирует правомерность применения гипотезы о псевдо-ограниченной диффузии.

Исходя из выше сказанного, компоненту  $p^{slow}$ , характеризующую долю молекул с наименьшим КСД, правомерно так же отнести к застойным зонам. Таким образом, в целом относительная доля застойных зон будет равняться  $p^{zcm} = f + p^{slow}$ .

Как было показано в (Маклаков и др., 1987; Karger, 1988), из зависимости  $p^{zcm}(t_d)$  можно оценить среднее время жизни молекул диффузанта в ЯМР-фазе, т.е. найти временную характеристику молекулярного обмена между молекулами диффузанта в застойных зонах и молекулами, вовлеченными в поток. Полученная для образца с потоком зависимость  $p^{zcm}(t_d)$  (Рис. 7) в принципе должна описываться спектром значений времен жизни  $\tau_{ii}$ :

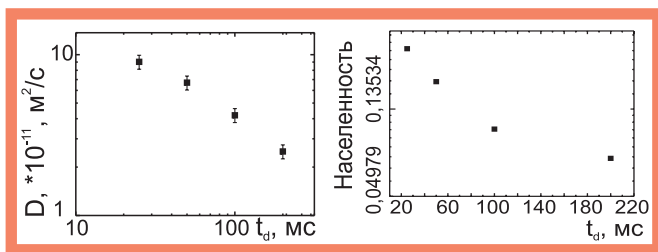


Рис. 6. Зависимость наименьшего КСД от времени диффузии  $t_d$  при наличии в системе потока.

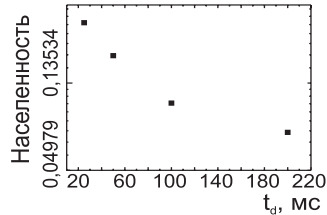


Рис. 7. Зависимость населенности компоненты воды, не вовлеченной в поток, от времени диффузии  $t_d$  при скорости потока 13 мм/с.

$$p^{zasm}(t_d) = \sum_i p_i \exp\left(-\frac{t_d}{\tau_{ih}}\right), \quad (6)$$

где  $p_i$  – доля молекул со временем жизни  $\tau_{ih}$ . Среднее время жизни молекул, находящихся в застойных зонах, может быть вычислено:

$$\langle \tau_h \rangle = \sum_i p_i \tau_{ih}, \quad (7)$$

Оценка среднего времени жизни молекул в застойных зонах по формуле (7) дают значение  $\langle \tau_h \rangle \approx 71ms$ .

Отметим, что полученные экспериментальные данные также позволяют оценить пространственные размеры областей, в пределах которых происходит диффузия молекул воды, не вовлеченной в поток, т.е. оценить линейные размеры застойных зон.

Используя формулу Эйнштейна для среднеквадратичного смещения диффундирующей молекулы  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{6Dt}$ , где  $t$  – время наблюдения, которое в нашем случае может быть принято равным среднему времени оседлой жизни воды в застойной зоне  $\langle \tau_h \rangle = 71ms$ , по измеренному КСД компоненты ( $D = 1.13 \cdot 10^{-9} m^2/c$ ), не вовлеченной в поток, оценка пространственных размеров застойных зон в пористой среде приводит к значению  $\langle r^2 \rangle^{1/2} \approx 22 \mu m$ .

## Заключение

Исследования методом ЯМР с импульсным градиентом магнитного поля (ЯМР–диффузомерии) подвижности воды в системе песчаник/вода с потоком показали принципиальную возможность данного метода для оценки относительной доли и пространственных размеров застойных зон в природных пористых системах.

*This work was financially supported by US Civilian and Research Foundation (CRDF REC–007), RPO–1331, INTAS YSF 01/2–176, ПВНШ–102.*

## Литература

- Коптюг И.В. ЯМР томография процессов массопереноса и химических превращений в гетерогенных системах. *Дисс. докт. хим. наук:* 02.00.15. Новосибирск, 2003.
- Кортунов П.В., Скирда В.Д. Псевдоограниченная самодиффузия молекул в биопористых структурах. Исследования методом ЯМР с импульсным градиентом магнитного поля. *Коллоидный журнал*, 67, 5. 2005. 633–640.
- Маклаков А.И., Скирда В.Д., Фаткуллин Н.Ф. *Самодиффузия в растворах и расплавах полимеров*. Казань: Изд. КГУ. 1987.
- Callaghan P.T., Coy A., Halpin T.P.J., MacGowan D., Packer K.J., Zelaya F.O. Diffusion in porous systems and the influence of pore morphology in pulsed gradient spin-echo nuclear magnetic resonance studies. *J. Chem. Phys.*, V. 43. 1992. 288–292.
- Callaghan P.T. *Principles of Nuclear Magnetic Resonance microscopy*. Clarendon Press, Oxford. 1991.

Coy A., Callaghan P.T. Pulsed gradient spin-echo NMR “diffusive diffraction” experiments on water surrounding close packed polymers spheres. *J. Colloid and Interface Sci.*, 168. 1994.

Hurliman M.D. Effective gradients in porous media due to susceptibility differences. *Journal of Magnetic Resonance*, 131, 232. 1998.

Karger J., Pfeifer H., Heink W. Principles and applications of self-diffusion measurements by NMR. *Adv. Magn. Reson.*, V.12. 1988.1–89.

Karger J., Ruthven D.M. *Diffusion in zeolites and other microporous solids*. Wiley, New York, 1992.

Seymour J.D., Callaghan P.T. Generalized approach to NMR analysis of flow and dispersion in porous media. *AIChE J.*, 43. 1997. 2096–2111.

Song Y.-Q. Determining pore sizes using an internal magnetic field. *Journal of Magnetic Resonance*. 143. 2000. 397–401.

Song Y.-Q., Ryu Seungoh and N. Sen Pabitra. Determining multiple length scales in rocks. *Nature* 406. 2000. 178–181.

Song Y.-Q. Using internal magnetic fields to obtain the pore size distributions of porous media. *Concepts in Magnetic Resonance Part A* 18A (2). 2003. 97.

Stejskal E.O., Tanner J.E., Spin Diffusion Measurements: Spin–Echoes in Presence of a Time–Dependent Field Gradient. *J. Chem. Phys.*, V.43, 288–292 (1965).

Tallarek U., Scheenen T.W.J., Van As H. Macroscopic Heterogeneities in electroosmotic and pressure–driven flow through fixed beds at low column–to particle diameter ratio. *J. Phys. Chem. B*, 105. 2001. 8591–8599.

Van As H., Palstra W., Tallarek U., Van Dusschoten D. Flow and transport studies in (non)consolidated porous (bio)systems consisting of solid or porous beads by PFG NMR. *Magn. Reson. Imaging*, 16. 1998. 569–573

Казань: Изд-во «ФЭН», 2007. - 726с.

## Повышение нефтеотдачи пластов на поздней стадии разработки нефтяных месторождений и комплексное освоение высоковязких нефтей и природных битумов



### Материалы Международной научно-практической конференции

Сборник включает материалы, представленные на Международную научно-практическую конференцию «Повышение нефтеотдачи пластов на поздней стадии разработки нефтяных месторождений и комплексное освоение высоковязких нефтей и природных битумов».

Конференция посвящена добыче 3-миллиардной тонны нефти из недр Татарстана и предстоящему 100-летию со дня рождения выдающегося государственного деятеля,

Почетного нефтяника СССР и ПО «Татнефть» С.Л. Князева, внёсшего значительный вклад в становление топливно-энергетического комплекса Республики Татарстан. Новым этапом в добыче углеводородного сырья является увеличение извлекаемых запасов за счет увеличения коэффициента извлечения нефти на действующих месторождениях, повышение эффективности разработки месторождений с трудноизвлекаемыми запасами нефти, а также освоение огромных запасов тяжелых нефтей природных битумов.

Книга предназначена для широкого круга специалистов в области разработки месторождений нефти, высоковязких нефтей и природных битумов, а также для преподавателей, аспирантов и студентов высших учебных заведений соответствующих специальностей.

Книга предназначена для широкого круга специалистов в области разработки месторождений нефти, высоковязких нефтей и природных битумов, а также для преподавателей, аспирантов и студентов высших учебных заведений соответствующих специальностей.

ISBN 5-9690-0086-8