

## ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА К ИЗУЧЕНИЮ ТРАНСЛЯЦИОННЫХ ДВИЖЕНИЙ МОЛЕКУЛ ЖИДКОСТЕЙ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Проблема повышения коэффициента нефтеотдачи разрабатываемых нефтяных месторождений тесно связана с поисками эффективных способов воздействия на пласт. Теоретически возможности использования и КПД механической, физико-химической, тепловой, электрической и электромагнитной энергии для извлечения жидкости из пористой среды изучены слабо. Осуществление таких задач невозможно без проведения детального изучения особенностей межмолекулярных и межатомных взаимодействий в нефтяном пласте. Решение поставленной проблемы требует проведения комплексных экспериментов.

Сложность объекта исследования затрудняет, а во многих случаях и исключает применение для этой цели таких современных методов исследования атомно-молекулярного строения вещества, как оптическая, УФ и ИК – спектроскопия, рентгеноанализ, электронный парамагнитный резонанс, электронная микроскопия, нейтронография и др. Экспериментальные трудности усугубляются почти полным отсутствием методик изучения не экстрагированных образцов.

В то же время, хотя свойства отдельных фаз (твердой, жидкой и (или) газообразной) образца подчиняются хорошо известным физическим законам, общие свойства пористой среды не могут быть получены путем обычного статистического усреднения. Поэтому, разработка новых и изучение возможностей старых методов для изучения заполненных пористых сред является необходимым этапом на пути к более полному пониманию механизмов, удерживающих жидкость в порах, и к обоснованному их регулированию в нужном направлении.

По-видимому, ядерный магнитный резонанс (ЯМР) и диэлектрическая спектроскопия в этом отношении являются наиболее перспективными, поскольку для диапазона длин волн, в котором они работают, исследуемые образцы оказываются “прозрачными”. С другой стороны, они дают ценную информацию о свойствах изучаемых систем.

ЯМР в настоящее время является одним из наиболее распространенных методов исследования свойств конденсированных фаз вещества на атомно-молекулярном уровне. С помощью этого метода изучается структура молекул, кинетика реакций и химические равновесия, химические связи и адсорбция, динамика молекул в твердых телах, жидкостях и газах, коллективные движения молекул, фазовые переходы и многие другие вопросы (Абрагам, 1963; Бородин и др., 1967; Леше, 1963; Чернышев, 1968; Packer, 1967; Pfeifer, 1972; Reasing, 1968).

Основная причина столь широкого распространения

ЯМР кроется в том, что резонирующие ядра в своих резонансных характеристиках отражают очень малые изменения в структуре и движении молекул или атомов, содержащих эти ядра, без сколько-нибудь заметного обратного влияния на эти свойства. Другими словами, магнитные ядра являются идеальным пробником для относительно тонких эффектов, имеющих место на молекулярном уровне (Packer, 1967).

Отличительными особенностями метода являются также высокая чувствительность к количеству резонирующих ядер, не критичность к форме образца и его сохраняемость в процессе исследования, относительная разработанность теории. Сравнительно высокая стоимость и сложность оборудования ЯМР вполне оправдываются получаемой информацией.

Среди многих параметров, используемых для описания явления ЯМР, времена так называемой продольной ( $T_1$ ) и поперечной ( $T_2$ ) релаксации являются наиболее чувствительными к изменениям в молекулярном окружении. Это обстоятельство позволяет с успехом применять измерения  $T_1$  и  $T_2$  для изучения адсорбции на поверхностях (Пфайфер, 1971; Чернышев, 1968; Packer, 1967; Pfeifer, 1972; Reasing, 1965; Reasing, 1968; Woessner, 1961; Zimmerman et al., 1957) и состояния жидкостей, полностью заполняющих пористые среды (Дебрэнд, 1972; Веденин и др., 1972; Волков и др. 1976; Senturia & Robinson, 1972; Timur, 1969).

Хорошее представление о работах, посвященных изучению адсорбированных молекул, дают обзорные статьи Пакера (1967), Чернышева (1968), Ризинга (1968) и Пфайфера (1972), содержащие библиографию, в общей сложности, более чем из 600 работ. В них изложено не только большой накопленный фактический материал, но и прослеживается заметный прогресс в теории.

Значительно меньшее число публикаций посвящено изучению полностью заполненных пористых сред. Наиболее полные результаты были получены импульсным методом ЯМР. Тимур (1969) на основе изучения продольной релаксации ядер (протонов) поровой жидкости разработал экспресс метод для определения пористости, проницаемости и остаточной водонасыщенности (суммарного количества свободной и связанной воды) песчаников и карбонатных коллекторов нефти и газа. Эта методика получила дальнейшее развитие в работах ученых Казанского университета (Веденин и др., 1972; Волков и др. 1976). По сравнению с обычными лабораторными методами импульсный ЯМР позволяет сократить время ис-

следования с нескольких часов до нескольких минут и, кроме того, позволяет определять несколько параметров на одном образце, не разрушая их.

Однако такие исследования имеют и существенный недостаток. Их результаты зависят от многих второстепенных факторов, таких, как наличие парамагнитных примесей, состав цементирующих глин, структура пород коллекторов и т.д., и поэтому носят корреляционный характер. Коэффициенты корреляции оказываются достаточно высокими только для образцов, взятых с одной и той же площади из отдельного пропластка.

В отличие от вышеизложенного метода импульсный ЯМР в присутствии постоянного или зависящего от времени градиента внешнего магнитного поля является прямым методом изучения трансляционной подвижности молекул жидкости (Абрагам, 1963; Леше, 1963).

Наличие парамагнитных примесей, короткие времена релаксации и другие факторы затрудняют изучение

где  $A(g)$  и  $A(0)$  – амплитуды эха в присутствии градиента и в его отсутствие,  $P(\vec{r}_o/\vec{r}, \Delta)$  – плотность вероятности обнаружить молекулу с резонирующим ядром в положении  $\mathbf{r}$  в момент времени  $\Delta$ , при условии, что в начальный момент ( $t = 0$ ) она была в положении  $\mathbf{r}_o$ ;  $P_0(r_o)$  – начальная плотность этой вероятности,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение исследуемых ядер.

Интегрирование ведется по начальной ( $V_0$ ) и конечной ( $V$ ) областям, занимаемым жидкостью. Если область диффузии со временем не меняется, то начальную плотность вероятности можно вычислить по формуле:

$$P_0(r_o) = \lim_{\Delta \rightarrow \infty} P(\vec{r}_o/\vec{r}, \Delta). \quad (2)$$

Если интеграл по  $V$  не зависит от  $\mathbf{r}$ , то интегрирование по объёму может быть опущено. В случае однокомпонентной жидкости выражение для  $P(\vec{r}_o/\vec{r}, \Delta)$  может быть получено на основе решения обычного уравнения диффузии. Если линейные размеры сосуда  $L$ , в котором находится жидкость, много больше длины диффузионного пробега молекул за время  $\Delta$ , тогда (Hahn, 1950):

$$P(\vec{r}_o/\vec{r}, t) = (4\pi D\Delta)^{-3/2} \exp[-(r - r_o)^2/4D\Delta], \quad (3)$$

где  $D$  – коэффициент трансляционной самодиффузии молекул.

Интегрирование (1) при этих условиях приводит к:

$$A = \exp[-\gamma^2 \delta^2 g^2 D(\Delta - \delta/3)], \quad (4)$$

т.е. изучая зависимость  $A$  от  $g$ ,  $\Delta$  или  $\delta$  можно определить показатель экспоненты и рассчитать  $D$ . Выражение (4) широко используется для определения коэффициентов самодиффузии жидкостей при самых разнообразных экспериментальных условиях (температурах, давлениях и т. д.) (Самигуллин, 1973).

Согласно современным представлениям (Френкель, 1975), трансляционное движение молекул носит скачкообразный характер. Время жизни молекул в состоянии равновесия определяется межмолекулярным взаимодействием и температурой. Для перескока молекулы из одного положения равновесия в другое требуется преодолеть потенциальный барьер с энергией  $E_a$ , которая называется энергией активации. Принято различать энергии активации трансляционной самодиффузии

$$E_D = -R \left[ \partial(\ln D / \partial(T^{-1})) \right]_P$$

и вязкого течения

$$E_\mu = -R \left[ \partial(\ln \mu / \partial(T^{-1})) \right]_P,$$

где  $R$  – газовая постоянная.

Самигуллин (1973), теоретически и экспериментально изучал температурные зависимости коэффициентов самодиффузии и вязкости ( $\mu$ ) различных жидкостей и показал, что энергию активации вязкого течения более правильно определять по формуле:

$$E_\mu / T = -R \left[ \partial(\ln(\mu/T) / \partial(1/T)) \right] \quad (5)$$

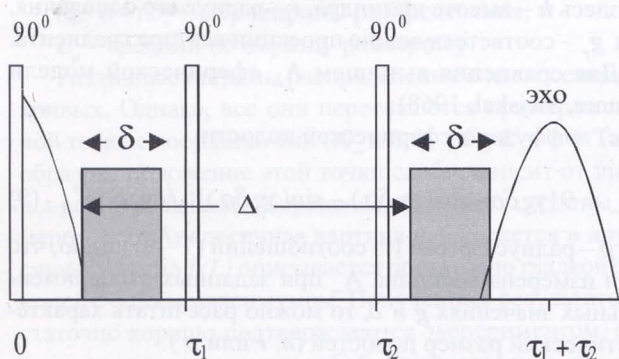


Рис. 1. Импульсная последовательность, применяемая для исследования трансляционных движений молекул в жидкостях (т.н. методика стимулированного спинового эха).

трансляционной самодиффузии и коллективных движений молекул, но не влияют на интерпретацию результатов. Этим методика ЯМР с градиентом магнитного поля выгодно отличается от рассмотренной выше. Кроме того, информация о трансляционной подвижности молекул жидкости в пористых средах сама по себе имеет большую ценность при изучении фильтрации. Рассмотрим возможности этой методики подробнее.

В ранних работах (Carr & Purcell, 1954; Woessner, 1961) градиент магнитного поля поддерживался постоянным во время эксперимента, в более поздних (Gross & Kosfeld, 1989; Tanner & Stejskal, 1968) все чаще прикладывается только на короткое время в интервалах между  $90^\circ$  и  $180^\circ$ -высокочастотными импульсами или  $180^\circ$ -импульсом и сигналом ядерного спинового эха. Последний способ позволяет изучать более вязкие жидкости и проще для интерпретации при изучении самодиффузии в пористых средах.

Если градиент прикладывается в виде двух прямоугольных импульсов (рис. 1) амплитудой  $g$  и длительностью  $\delta$  с интервалом между ними  $\Delta$ , тогда относительная амплитуда сигнала эха определяется выражением (Tanner, Stejskal, 1968):

$$A = \frac{A(g)}{A(0)} = \int_{V_0} P_0(\vec{r}_o) \int P(\frac{\vec{r}_o}{\vec{r}}, \Delta) \times \exp[-(\gamma \delta \vec{g}(\vec{r} - \vec{r}_o))] dV dV_0, \quad (1)$$

Им же установлено, что  $E_{\mu}$  с учётом температуры в точности равна энергии активации поступательной самодиффузии  $E_D$ . Этот результат весьма важен для изучения фильтрации, так как позволяет судить о вязкости жидкости непосредственно в пористой среде по температурной зависимости коэффициента самодиффузии. Таким образом, отпадает необходимость в извлечении поровой жидкости и условия эксперимента становятся ближе к естественным.

Однако измерение коэффициентов самодиффузии жидкостей в пористых средах наталкивается на значительные экспериментальные и методические трудности. Размер пор в образцах оказывается сравнимым с длиной диффузионного пробега молекул за время измерения, и выражение (4) становится неприменимым. Рассчитанный по формуле (4) коэффициент самодиффузии оказывается меньше истинного. Это кажущееся уменьшение (ограничение) объясняется столкновениями молекул со стенками пор, что приводит к изменению плотности вероятности (3). Таннер и Стейскал (1968) изучали "ограниченную" самодиффузию молекул в полостях двух простейших геометрических форм: в плоской щели между двумя пластинами и в сферической полости. Были получены функции вероятности, соответствующие данным формам полостей (путем решения уравнения диффузии с соответствующими ограниченными условиями), рассчитан интеграл (1), и получены аналитические выражения, связывающие амплитуду сигнала с параметрами импульсного градиента и размерами полостей. Для обеих моделей полученные выражения можно было представить в виде суммы двух членов:

$$A(g\delta, \Delta, D, L) = A(g\delta, \Delta, D, L) + A_{\infty}(g\delta L), \quad (6)$$

где  $L$  – характеристический размер полости.

Первое слагаемое в (6) зависит как от параметров эксперимента ( $g\delta, \Delta, L$ ), так и от коэффициента самодиффузии поровой жидкости. Второе является асимптотическим значением, к которому стремится амплитуда эха при увеличении  $\Delta$  ( $\Delta \rightarrow \infty, A_1 \rightarrow 0, A \rightarrow A_{\infty}$ ) и не зависит от  $\Delta$  и  $D$ . Если времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$  ядер жидкости позволяют увеличить интервал  $\Delta$  до величины большей, чем  $L^2/D$  (время пробега молекул от одной стенки полости к другой), тогда последнее слагаемое ( $A_{\infty}$ ) можно использовать для определения размера полости (поры). Анализ выражений для  $A_1$  показывает, что они совпадают с выражением (4) при уменьшении времени измерения ( $\Delta \rightarrow 0$ ), когда числом столкновений молекул со стенками еще можно пренебречь. Следовательно, действительный коэффициент самодиффузии  $D$  можно определить, изучая асимптотическое поведение  $A$  при  $\Delta \rightarrow 0$ .

К сожалению, теоретические результаты, полученные Теннером и Стейскалом, не могут непосредственно применяться для интерпретации экспериментальных результатов в опытах с реальными пористыми средами. Дело в том, что форма поровых полостей в реальных объектах чаще всего сильно отличается от рассмотренных в (Tanner, Stejskal, 1968) моделей. Кроме того, образцы обычно содержат целый набор пор различных форм и размеров, которые сообщаются между собой, что совершенно не учитывается в теории Теннера и Стейскала.

Для того, чтобы выяснить, как влияет форма полости на амплитуду эха, в работе (Волков и др. 1976) были рассмотрены дополнительно еще две модельных системы: диффузия внутри прямоугольного параллелепипеда и в цилиндрической полости. Выражения, полученные для  $A_{\infty}$ , выглядят следующим образом:

а) диффузия внутри прямоугольного параллелепипеда:

$$A_{\infty} = \prod_{i=1}^3 [\sin^2(\gamma g_i \delta a_i / 2)] / (\gamma g_i \delta a_i / 2)^2, \quad (7)$$

здесь  $a_i$  – длины ребер параллелепипеда,

$g_i$  – проекции вектора градиента на соответствующие ребра, ( $i = 1, 2, 3$ );

в) диффузия в цилиндрической полости

$$A_{\infty} = \frac{\sin^2(\gamma g_h \delta a h / 2)}{(\gamma g_h \delta a h / 2)^2} \cdot \frac{4I_1^2(\gamma g_r \delta r)}{(\gamma g_r \delta r)^2}, \quad (8)$$

здесь  $h$  – высота цилиндра,  $r$  – радиус его основания,  $g_h$  и  $g_r$  – соответствующие проекции вектора градиента.

Для сравнения выпишем  $A_{\infty}$  сферической модели (Tanner, Stejskal, 1968):

с) диффузия в сферической полости:

$$A_{\infty} = 9[\gamma g \delta \rho \cdot \cos(\gamma g \delta \rho) - \sin(\gamma g \delta \rho)]^2 / (\gamma g \delta \rho)^6, \quad (9)$$

где  $\rho$  – радиус сферы. Из соотношений (7–9) видно, что если измерена величина  $A_{\infty}$  при заданных экспериментальных значениях  $g$  и  $\delta$ , то можно рассчитать характеристический размер полостей ( $a, r$  или  $\rho$ ).

Сравнение выражений (7–9) при условии, что объемы модельных полостей одинаковы и  $a_1 = a_2 = a_3, h = 2r$ , показало, что переход от модели правильной сферы к моделям цилиндра и куба приводит к уменьшению вычисленных по  $A_{\infty}$  размеров максимум на 23%. Максимальное отклонение наблюдается в положении, когда  $g_2 = g_3 = g_h = 0$ . В этом случае вычисленные размеры относятся как ( $a : 2r : 2\rho = 0.77 : 0.885 : 1$ ) и графики функций (7–9) слабо отличаются друг от друга. Такое сходство приводит к тому, что по экспериментальной зависимости  $A_{\infty}(g\delta)$  практически невозможно установить форму полости, в которой происходит диффузия.

С другой стороны, такая слабая чувствительность методики к форме модели позволяет с большей уверенностью применять формулы (7–9) для определения характеристических размеров полостей более сложных форм в естественных образцах. Такое определение имеет как самостоятельный интерес, например, при изучении неэкстрагированных образцов, так и для корректирования коэффициента самодиффузии в случае, когда  $\Delta$  не удается уменьшить настолько, чтобы можно было пользоваться выражением (4).

Если в образце имеются полости различных размеров, положение осложняется, возникает необходимость учета распределение полостей по размерам. Наблюдаемую амплитуду эха при этом можно представить как результат усреднения какого-либо из выражений (7–9) при  $\Delta \rightarrow \infty$  по формуле:

$$A_{\infty}(g\delta, L_0) = \int_0^{\infty} f(L) \cdot A_{\infty}(g\delta L) dL, \quad (10)$$

где  $f(L)$  – плотность распределения пор по размерам,  $L_0$  – средний размер пор,

$L \equiv a, 2r$  или  $2\rho$ , в зависимости от принятой модели.

Для определения функции распределения  $f(L)$  необходимо решать интегральное уравнение (10). Для конкретных значений  $A_\infty$  это можно сделать численно на ЭВМ. Однако в некоторых случаях информацию о параметрах распределения (среднем размере и ширине распределения) можно получить непосредственно по экспериментальной зависимости  $A_\infty(g\delta)$ . Это можно сделать, когда вид функции распределения известен заранее (гауссова, лоренцова, логарифмически нормальная и т.д.). В качестве примера рассмотрим результат численного усреднения выражения (6) по формуле (9) для случая логарифмически нормального распределения пор по размерам:

$$f(L) = (1/L\sigma\sqrt{2\pi}) \cdot \exp[-(\ln L - \ln L_0)^2 / 2\sigma^2], \quad (11)$$

где  $\sigma$  – параметр ширины распределения,

$L_0$  – средний по образцу размер пор.

Различные ширины распределения  $\sigma$  дают семейства кривых. Однако, все они пересекаются примерно в одной точке с координатами ( $A_\infty \cong 0.4, \gamma\delta g L_0 = \pi$ ). Таким образом, положение этой точки слабо зависит от ширины распределения и определяется только средним размером пор. Аналогичная картина наблюдается в других случаях, когда  $f(L)$  описывается достаточно гладкой функцией с одним максимумом. Полученные результаты достаточно хорошо подтверждаются экспериментом, если поры не связаны между собой. Следовательно, средний размер пор можно рассчитывать по формулам (7–9) при условии, что используемая для расчетов величина градиента ( $g\delta$ ) измерена в момент, когда  $A_\infty \cong 0.4$ . Амплитуда эха при вдвое большей площади импульсов градиента может служить мерой ширины распределения пор по размерам (Волков и др., 1976). Если распределение описывается функцией с несколькими максимумами, это сразу обнаруживается на зависимости  $A(g\delta)$  в виде излома и требует иной интерпретации, детальный анализ которой выходит за рамки статьи.

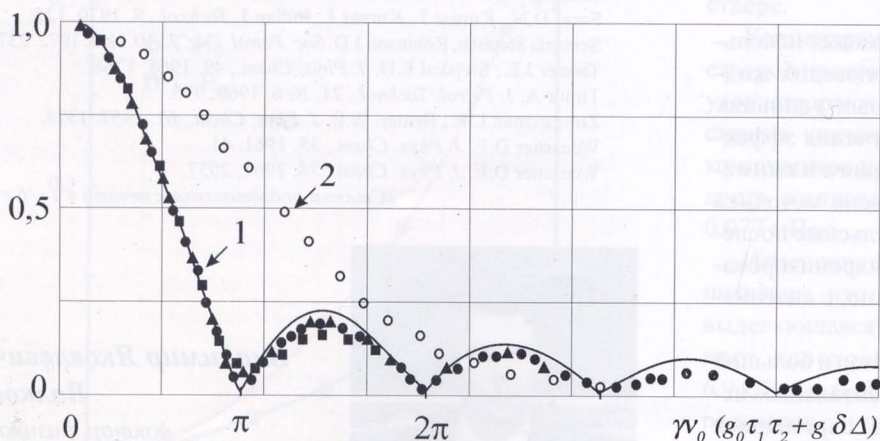


Рис. 2. Огибающая амплитуд стимулированного спигового эха при ламинарном течении воды в круглой трубке (1) со средней скоростью  $v_0 = 0,51$  см/сек и при фильтрации воды через несцементированный песчаник (2) в зависимости от  $g\delta\Delta$  или  $\tau_1\tau_2$ , при указанных ниже параметрах:

$\tau_2 = 80$  мс,  $g_0 = 0,35$  Гс/см (треугольники);  $\tau_1 = 125$  мс,  $g_0 = 0,35$  Гс/см (точки);  $\tau_1 = 3$  мс,  $g_0 = 0,35$  Гс/см (кружки);  $\Delta = 30$  мс и  $\delta = 1$  мс (квадраты).

В случае, когда отдельные полости в образце сообщаются между собой, молекулы жидкости могут перемещаться по всему поровому пространству и амплитуда сигнала эха  $A$  при увеличении  $\Delta$  стремится не к  $A_\infty$ , а к

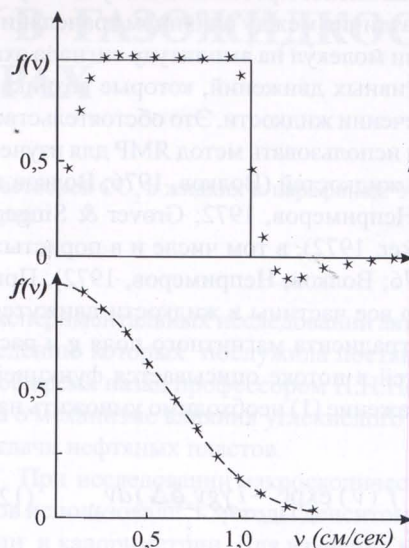


Рис. 3а. Теоретическая и экспериментальная функция распределения частиц по скоростям при ламинарном течении воды в круглой трубке со средней скоростью  $0,51$  см/сек.

Рис. 3б. Функция распределения частиц по скоростям, наблюдаемая при изучении фильтрации воды через несцементированный песок.

нулю. Если образец однороден и изотропен в пространстве в том смысле, что любые его макроскопические части обладают одинаковыми свойствами, можно показать, что это уменьшение амплитуды эха будет проходить по экспоненте с некоторым эффективным коэффициентом самодиффузии в показателе, то есть выражение (6) необходимо умножить на экспоненту

$$\exp[-\gamma^2 g^2 \delta^2 D_{эфф} (\Delta - \delta/3)].$$

Если  $T_1$  и  $T_2 \gg L_0^2 / 2D$ , тогда  $D_{эфф}$  можно определить независимо путем варьирования  $\Delta$  по наклону зависимости  $A(\Delta - \delta/3)$  при  $\Delta \rightarrow \infty$  (Волков и др., 1976). После этого затухание амплитуды эха за счет  $D_{эфф}$  можно учесть и выделить чистые значения  $A_1$  и  $A_\infty$ , необходимые для определения истинного коэффициента самодиффузии и параметров распределения пор по размерам.

Кроме того, величина  $D_{эфф}$  несет дополнительную информацию – характеризует степень сообщаемости пор между собой. По-видимому, этот коэффициент должен хорошо коррелировать с проницаемостью образцов для гидродинамического течения. Этот вопрос экспериментально изучен пока недостаточно, однако результаты ряда опытов на модельных объектах – несцементированных песчаниках и стеклянных фильтрах, позволяют высказать такое предположение.

Таким образом, изучение поступательной самодиффузии молекул в пористых средах в принципе позволяет получать информацию как о вязкости жидкости в порах, так и о коллекторских и фильтрационных свойствах породы (параметрах распределения пор по размерам и проницаемости).

Необходимо учитывать многокомпонентность пластовых жидкостей, свойства скелета пористой среды, взаимодействие между ними, знать условия, в которых залегают продуктивные пласты – температуру, давление и т.д.

С точки зрения магнитного резонанса не существует принципиального различия между влиянием трансляционной самодиффузии молекул на амплитуду сигнала эха и влиянием коллективных движений, которые возникают, например, при течении жидкости. Это обстоятельство позволяет с успехом использовать метод ЯМР для изучения гидродинамики жидкостей (Волков, 1976; Волков и др., 1976; Волков, Непримеров, 1972; Grover & Singer, 1971; Hayward, Packer, 1972), в том числе и в пористых средах (Волков, 1976; Волков, Непримеров, 1972). При предположении, что все частицы в жидкости движутся вдоль направления градиента магнитного поля  $g$  и распределение скоростей в потоке описывается функцией плотности  $f(v)$ , выражение (1) необходимо умножить на:

$$\frac{A_v}{A_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) \exp(-i\gamma g v \Delta t) dv. \quad (12)$$

Таким образом, относительная амплитуда эха связана с функцией  $f(v)$  комплексным Фурье-преобразованием. Этот результат хорошо подтверждается экспериментом (Волков, 1976), т.е. для получения функции распределения скоростей в потоке достаточно выполнить обратное преобразование Фурье отгибающей амплитуд (12). Минимальный предел измеряемых скоростей определяется как достижимыми величинами экспериментальных параметров  $g$ ,  $\delta$ ,  $\Delta$ , так и временами ЯМР-релаксации и диффузией молекул в образце. Этот предел лежит в области сотых долей  $см/сек$ .

При изучении фильтрации, когда траектория частиц является извилистой линией, под  $v$  необходимо понимать проекцию действительной скорости на направление градиента, усредненную за время измерения  $\Delta$ . Варьируя  $\Delta$  и изменяя направление вектора градиента магнитного поля, можно изучать пространственное и временное поведение функции  $f(v)$ , что имеет важное значение при исследовании конвективной диффузии в пористых средах.

Разработанная методика, по-видимому, может использоваться и для изучения течения неньютоновских жидкостей при различных экспериментальных условиях (Hayward, Packer, 1972). При этом для изучения эффектов, связанных с начальным градиентом сдвига и сжимаемостью жидкостей, может быть применена методика периодических импульсов давления. Импульсные последовательности ЯМР могут быть легко синхронизированы с импульсами давления и, следовательно, с явлениями в изучаемой жидкости.

Приведенный краткий литературный обзор и большой объем собственных поисковых экспериментальных исследований показывает, что ЯМР – один из современных физических методов исследования вещества, является удобным, высоко разрешающим инструментом для изучения как структуры заполненных пористых сред, так и процессов диффузии и фильтрации в них под действием внешних силовых полей.

Не менее важные и обнадеживающие результаты по-

лучены и при исследовании пористых сред методом диэлектрической спектроскопии (Непримеров и др., 1973). Они во многом дополняют данные ЯМР, и поэтому наиболее перспективно использовать их совместно при решении поставленной задачи раскрытия механизма неотдачи пластов на уровне межмолекулярных взаимодействий.

## Литература

- Абрагам А. *Ядерный магнетизм*. ИЛ. М. 1963.  
 Бородин П.М., Мельников А.В., Морозов А.А., Чернышев Ю.С. *Ядерный магнитный резонанс в земном поле*. ЛГУ. 1967.  
 Волков В.Я. Импульсный ЯМР в движущейся жидкости. *Радиоспектроскопия*. Вып. 11. ПГУ. Пермь. 1976. 3-19.  
 Волков В.Я., Баширов Ф.И., Даутов Р.А., Непримеров Н.Н., Сайкин К.С. *Некоторые вопросы физики жидкости*. Вып. 6. Изд-во КГПИ. Казань. 1976. 65-88.  
 Волков В.Я., Баширов Ф.И., Даутов Р.А., Непримеров Н.Н., Сайкин К.С. *Некоторые вопросы физики жидкости*. Вып. 6. КГПИ. Казань. 1976. 88-99.  
 Волков В.Я., Непримеров Н.Н. *Тез. докл. II Всес. конф. по теор. и exper. вопр. рационал. разработки нефтяных месторождений*. КГУ. Казань. 1972. 85-87.  
 Веденин С.В., Булка Г.Р., Винокуров В.М. *Геология нефти и газа*. № 1. 1972. 59.  
 Дебрэнд Р. *Теория и интерпретация результатов геофизических исследований скважин*. Недра. 1972.  
 Леше А. *Ядерная индукция*. ИЛ. М. 1963.  
 Непримеров Н.Н., Седых Н.В., Калганов В.И. О применении диэлектрических измерений для определения некоторых параметров нефтенасыщенных пород. *Известия ВУЗов, Нефть и газ*, 11. 1973.  
 Пфайфер Х. Парамагнитный резонанс. *Сб. докладов Всесоюзной юбилейной конференции, 1969*. Казань. Наука. М. 1971.  
 Рудзенья, Былина Э.А. *Прикладная геофизика*, 49. 1967. 184.  
 Самигуллин Ф.М. *Ж. Структ. Химии* 14, № 4. 1973. 611.  
 Чернышев Ю.С. *ЯМР*. ЛГУ. Вып. 2. 1968. 188.  
 Френкель Я.И. *Кинетическая теория жидкостей*. Л. Наука. 1975.  
 Brown R.J.S., Fatt J. *J. Petrol. Technol.*, 8. 1956. 262.  
 Carr H.Y., Purcell E.M. *Phys. Rev.*, 94. 1954. 630.  
 Gross B., Kosfeld R. *Messtechnik*, 7/8. 1989. 171.  
 Grover T., Singer J.R. *J. Appl. Phys.*, 42. 1971. 938.  
 Hahn E.L. *Phys. Rev.*, 80. 1950. 580-599.  
 Hayward R.J., Packer H.J., Tomlinson D.J. *Mol. Phys.*, 23. 1972. 1083.  
 Korringa J., SeEVERS, D.O., Torrey H.C. *Phys. Rev.*, 4. 1962. 127.  
 Kumar J., Fatt J., Saraf D.N. *J. Appl. Phys.*, 40. № 10. 1969.  
 Packer K.J. *Progr. NMR. Spectroscopy*, 3. 1967. 87.  
 Pfeifer H. *NMR. Basic principle and Progr.*, 7. 1972. 53.  
 Reasing H.A. *J. Phys. Chem.*, 43. 1965. 669.  
 Reasing H.A. *Adv. Mol. Rel. Processes*, 1. 1968. 109.  
 Saraf D.N., Kumar J., Kumar J., *Indian J. Technol.*, 8. 1970. 125.  
 Senturia Stephen, Robinson J.D. *Soc. Petrol. Eng. J.*, 10. № 3. 1972. 237.  
 Tanner J.E., Stejskal E.D. *J. Phys. Chem.*, 49. 1968. 1768.  
 Timur A. *J. Petrol. Technol.*, 21. № 6. 1969. 775.  
 Zimmerman L.R., Britten W.E. *J. Phys. Chem.*, 61. 1957. 1328.  
 Woessner D.E. *J. Phys. Chem.*, 35. 1961. 41.  
 Woessner D.E. *J. Phys. Chem.*, 34. 1961. 2057.

(Статья подготовлена к печати в 1976 г.)



**Владимир Яковлевич Волков**  
 доктор физико-математических наук,  
 профессор, зам. директора  
 по науке Государственного  
 Научного Центра  
 Прикладной Микробиологии  
 (Россия, Оболенск).