



А. Е. Сунцов
Б. М. Графов

ИГГ АНЧАР, МОСКВА
РАН, МОСКВА

КАПЕЛЬНО-ПУЗЫРЬКОВАЯ МОДЕЛЬ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЗАЛЕЖИ УВ

АННОТАЦИЯ. В настоящей работе детально излагается предложенная в ранних статьях авторов модель излучающей залежи нефти и газа как совокупности когерентно-излучающих активных центров (областей). Роль первичных излучающих активных центров в модели выполняет испытывающая изменение объёма одна из фаз флюида в результате фазового перехода второго рода в присутствии электростатических сил.

ВВЕДЕНИЕ. Почти пятнадцатилетний опыт использования эффекта АНЧАР позволил сформулировать ряд положений, связанных с представлением залежи УВ открытой динамической системой:

- Принципиальным отличием метода АНЧАР от других методов сейсморазведки является то, что в методе АНЧАР информационным сигналом являются не отражённые, не преломлённые и не рассеянные волны, а собственное шумовое микросейсмическое излучение нефтегазовой залежи (микросейсм АНЧАР).
- Микросейсм АНЧАР можно охарактеризовать как микроземлетрясение, что позволяет использовать основные положения теории очага землетрясения.
- Спектр микросейсм АНЧАР находится в инфразвуковом диапазоне частот.

Было указано на принципиальную близость поведения нефтегазовой залежи к поведению активной среды: *“при возбуждении нефтегазовой залежи внешним искусственным или естественным полем упругих колебаний в полосе частот эффективного взаимодействия поля с углеводородным веществом, заключенным в матрице породы-коллектора, либо в результате случайных флуктуаций параметров геосреды, залежь переходит в режим генерации собственных инфразвуковых волн, причем режим генерации сохраняется некоторое время после прекращения действия внешнего источника возбуждения”* [3].

Тем не менее при описании эффекта за рамками обсуждения оставался вопрос о причинах возникновения активности насыщенной углеводородами породы. Введённые механизмы постулировались, так как они хорошо укладывались в рамки полевых наблюдений.

ABSTRACT. The earlier proposed model of ensemble of emitting coherent active sources (area) into HC deposit had been developed in the paper. In the model the initial radiating active centers are fluid phase which has changed its volume due to first-order phase transition.

Вместе с тем, вопросы: почему нефтегазовая залежь является активной средой; почему под влиянием флуктуаций или внешнего воздействия она (или какие-либо её части) испытывает, возможно, фазовый переход, который сопровождается потоком микросейсмического излучения (микросейсм АНЧАР); к какому типу относится фазовый переход и т. д., и т. п. - оставались открытыми. Все эти вопросы имеют фундаментальное значение. Ответы на них, как и всякое фундаментальное знание, дадут толчок не только развитию технологии АНЧАР, но и приведут к появлению новых подходов к поиску полезных ископаемых. В этой работе мы лишь коснёмся ответов на эти вопросы. Ответы на них - содержание специальной работы, ведущейся сейчас как нами, так и нашими коллегами.

Со времени первых публикаций об этом эффекте появился целый набор наблюдений независимых исследователей, которые подтверждают реальность и достоверность эффекта АНЧАР и расширяют понимание его природы. Автор работы [15] связывает низкочастотный эффект АНЧАР с явлением так называемой “медленной волны”, которая распространяется по насыщенному нефтью пласту, как по волноводу, в результате внешнего акустического воздействия. И хотя здесь используется принцип подобия, который позволяет моделировать эксперименты по появлению и распространению “медленной волны” в лабораторных условиях, автор утверждает реальность возникновения низкочастотных волн при возбуждении среды. В работе [9] феномен АНЧАР связывается с собственными колебаниями флюида в порах и объясняется низкочастотный характер этих

колебаний. Обе эти работы представляют интерес уже потому, что дают теоретические подходы к микроскопическому описанию “медленных” процессов, происходящих в системе коллектор-флюид.

В работе [6] отмечается существенный рост мощности акустического излучения после воздействия по отношению к фоновому в широкой полосе частот, отличной от полосы возбуждения, что и составляет содержание индуцированного эффекта АНЧАР, хотя и фиксируемого в более высокой полосе частот. Измерения проводились внутри скважины, и вероятное объяснение модели [6] может заключаться в том, что земная толща, играя роль фильтра, на земную поверхность выводит лишь низкие частоты акустического излучения, которые и наблюдаются в методе АНЧАР. Все упомянутые работы [6, 9, 15] связывают эффект АНЧАР с колебаниями, рожденными самой залежью, т. е. коллектором, насыщенным УВ. Такие представления в корне отличает АНЧАР от подавляющего большинства известных геофизических технологий, в которых геосреда является пассивной, лишь отражая, преломляя или рассеивая излученную источником энергию.

Кроме того, появились независимые группы авторов как добросовестно [4], так и недобросовестно заимствовавших и развивающих технологию АНЧАР. Эти работы подтверждают реальность существования феномена АНЧАР и его практическую ценность.

Существуют публикации, в которых АНЧАР [2, 4, 14] описывается с использованием различных ревербераторных, резонаторных макромоделей. Так, например, в работах [4, 14] рассматривается резонатор, образованный земной поверхностью, и в том числе тонким (много меньшим длины волны) слоем, насыщенным УВ. В работе [2] рассматривается спектр собственных колебаний всего объема перекрывающей геологической толщи на упругой подложке насыщенного УВ слоя.

В основе теории, разрабатываемой авторами и описывающей эффект АНЧАР как проявление эволюции динамической системы, лежит предположение о существовании в залежи углеводородов локализованных областей, находящихся в метастабильном состоянии. Флуктуации параметров геосреды, внешнее воздействие (внешние потоки: тепловые, энергетические и т. д.) при определенных условиях способны перевести эти области в термодинамическое состояние с меньшей внутренней энергией. Разница между энергиями этих двух состояний преобразуется в энергию поля микросейсмических инфразвуковых колебаний (МИК). В роли внешнего воздействия могут выступать как естественные факторы - тектоника, землетрясения различной природы и интенсивности, так и техногенные. Таким образом, происходит либо спонтанное (вследствие флуктуаций), либо вынужденное (вследствие внешнего воздействия) излучение, которое формирует дополнительный к фоновому поток энергии в инфразвуковом диапазоне. Этот дополнительный поток и является одним из проявлений эффекта АНЧАР.

В рамках разрабатываемой теории сформирована капельно-пузырьковая модель (КПМ) эффекта АНЧАР, объясняющая этот эффект явлением испарения и конденсации флюидов в порах [10]. Рассматриваемая ниже теория описывает эффект АНЧАР прежде всего в газоконденсатных месторождениях и месторождениях легкой нефти. В них флюид на 70 - 90% (по молярной доле) состоит из легких компонентов, например - метана или его легких гомологов, остальные 30 - 10% являются его более тяжелыми гомологами [11]. Именно в таких месторождениях эффект АНЧАР, как показывает опыт, наблюдается наиболее отчетливо. Ниже мы рассмотрим КПМ эффекта АНЧАР на примере формирования газовых пузырьков на внутренней поверхности пор в двухфазной или в однофазной системе. Действительно, пределы изменений давления и температуры в пластовых условиях лежат соответственно в диапазоне 50 - 600 атм и 70 - 200 °С. В таких условиях флюид пребывает в однофазном (чаще жидком) либо двухфазном состоянии (рис. 1) [8, 11].

Формирование капель в газовой системе будет приводить к аналогичному результату, и принципиальных отличий в описании не имеет.

Процесс исчезновения пузырька с поверхности поры сопровождается передачей импульса стенке поры, что приводит к возникновению избыточного давления, действующего на стенку поры в месте расположения пузырька. При этом характерные частоты этого процесса определяются характерными временами исчезновения пузырька. В объеме жидкой фазы всегда существуют зародыши пузырьков. Однако вероятность формирования достаточно больших пузырьков крайне низка и экспоненциально убывает с увеличением размера зародыша. Кроме того, такие пузырьки являются нестабильными и долго существовать не могут. Однако локальные естественные

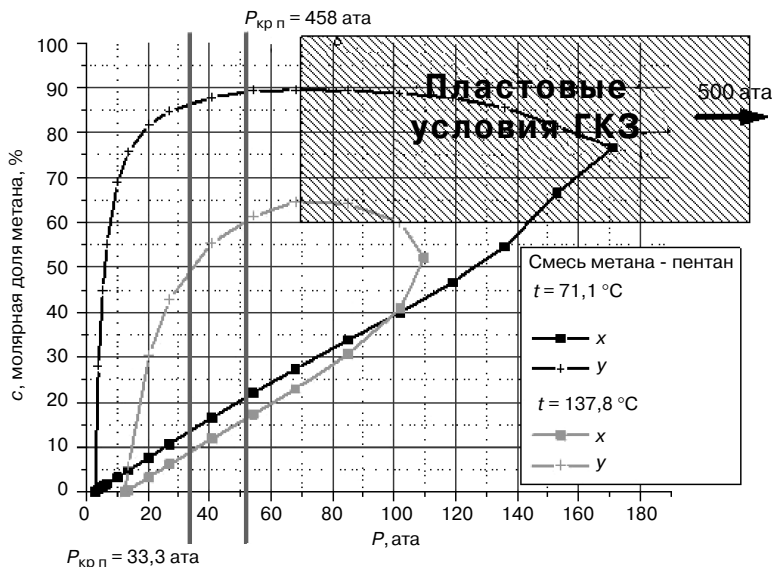


Рис. 1. Диаграмма термодинамического состояния бинарной модели газоконденсатной залежи с указанием типичных термодинамических условий в пласте

электрические поля при определённых условиях могут стабилизировать достаточно большие пузырьки в жидкостной фазе.

Здесь для упрощения вычислений мы считали, что электрическое поле создаётся некоторым эффективным зарядом q . Тогда, считая внутривязовые¹ термодинамические параметры и внешние поля достаточно стабильными, можно предположить, что имеет место детальное равновесие между процессами формирования и исчезновения стабильных пузырьков, формирующихся на зарядах. Механизмы, приводящие к исчезновению подобных пузырьков, могут быть разными: например, уход пузырька от заряда в результате действия кулоновских сил, слияние пузырьков и пр. В любом случае это приводит к возникновению случайного во времени и пространстве, равномерно распределённого, изотропного (в изотропном и однородном коллекторе) поля сил. В результате воздействия этого поля возникает микросейсмическое излучение (нефтегазовые микросейсмические АНЧАР), идущее от границы насыщенного углеводородами пласта. Такое излучение, возникшее в результате установившегося равновесия формирования и исчезновения пузырьков, проявляется как спонтанный эффект АНЧАР. Внешнее акустическое воздействие увеличивает скорость течения механизмов, приводящих к испарению капель, что вызывает всплеск мощности излучения в полосе частот АНЧАР. Это хорошо согласуется с наблюдаемым индуцированным эффектом АНЧАР. Причём естественным следствием скачкообразного увеличения активных пор (пор, в которых в данный момент времени идёт процесс исчезновения пузырьков) является уменьшение, через некоторое время, уровня акустического излучения в диапазоне частот АНЧАР. Действительно, можно считать, что внешнее акустическое воздействие, увеличивая вероятность исчезновения пузырька и тем самым увеличивая количество исчезающих пузырьков, не оказывает влияния на вероятность образования пузырька. Это приводит к нарушению детального равновесия между процессом формирования и исчезновения активных пор. Лишь через некоторое характерное время релаксации происходит восстановление детального равновесия. Это следствие капельно-пузырьковой модели также хорошо согласуется с наблюдениями.

ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКОГО РАЗМЕРА СТАБИЛЬНОГО ПУЗЫРЬКА

В этой части мы получим выражение для оценки размера стабильного пузырька, появившегося на поверхности поры и стабилизированного зарядом. Для упрощения расчётов будем считать угол смачивания равным $\pi/2$, смесь однокомпонентной с эффективной молярной

¹ Здесь и далее будет использоваться термин “поровый”. В трещиноватом коллекторе рассмотрение будет совершенно аналогичным, за исключением того, что в трещиноватом коллекторе большие требования будут предъявляться к учёту анизотропии при расчёте корреляторов.

массой μ . Кроме того, будем считать, что заряд находится в центре капли.

Проводя стандартную процедуру варьирования свободной энергии такой системы:

$$F = \int_{V_{\Gamma}} dV_{\Gamma} \frac{f_{\Gamma}}{V_{\Gamma}} + \int_{V_{\text{ж}}} dV_{\text{ж}} \frac{f_{\text{ж}}}{V_{\text{ж}}} + \int_{V_{\Gamma}} dV_{\Gamma} \frac{E\varepsilon_{\Gamma}}{8\pi} + \int_{V_{\Gamma}} dV_{\text{ж}} \frac{E\varepsilon_{\text{ж}}}{8\pi} + \sigma_{\text{тг}} A_{\text{тг}} + \sigma_{\text{тж}} A_{\text{тж}} + \sigma_{\text{жг}} A_{\text{жг}}, \quad (1)$$

где V_{Γ} , $V_{\text{ж}}$ - объёмы соответственно газовой и жидкой фазы; E - напряжённость электрического поля; ε_{Γ} , $\varepsilon_{\text{ж}}$ - диэлектрические проницаемости соответственно газовой и жидкой фаз; f_{Γ} , $f_{\text{ж}}$ - плотности свободной энергии газовой и жидкой фаз бинарной смеси; σ - коэффициент поверхностного натяжения границы раздела фаз; A - площадь границы раздела фаз; т, ж, г - индексы, соответственно, твёрдого тела, жидкости и газа, получим условия для критического радиуса стабильного пузырька:

$$\begin{cases} (p_{\text{пл}} - p_0)r^2 + \frac{q^2}{8\pi r^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\text{ж}}} - \frac{1}{\varepsilon_{\Gamma}} \right) + 2\sigma r = 0 \\ 2(p_{\text{пл}} - p_0)r - \frac{2q^2}{8\pi r^3} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\text{ж}}} - \frac{1}{\varepsilon_{\Gamma}} \right) + 2\sigma > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $p_{\text{пл}}$ - пластовое давление, p_0 - давление насыщенного пара, q - заряд пузырька.

Разрешая систему (2) относительно r , получим условия стабильности пузырька:

$$r_0 < \left(\frac{q^2}{4\pi\sigma} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\Gamma}} - \frac{1}{\varepsilon_{\text{ж}}} \right) \right)^{1/3}, \quad (3)$$

где r_0 - решение уравнения в (2).

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРНОГО ВРЕМЕНИ ИСЧЕЗНОВЕНИЯ ПУЗЫРЬКА

Оценим время исчезновения пузырька. Для этого запишем первый закон Фика, связывающий поток массы частиц \dot{m} с градиентом плотности $\frac{d\rho}{dr}$ в переходной зоне фаз в при постоянной температуре:

$$\dot{m} = -D2\pi r^2 \frac{d\rho}{dr}, \quad (4)$$

где r - радиус пузырька, D - коэффициент диффузии в газе.

Считая процесс исчезновения стационарным, из (4), после ряда простых преобразований, для потока массы частиц δm можно записать:

$$\delta m = 2\pi D r(t) (\rho_r - \rho_c), \quad (5)$$

где ρ_r - плотность пара на границе раздела фаз, ρ_c - плотность пара в центре пузырька.

Тогда закон изменения радиуса капли со временем будет иметь вид

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{ж}} (\dot{r}^3) = -2\pi D r (\rho_r - \rho_c). \quad (6)$$

Будем считать плотность пара ρ_r на границе раздела фаз равной плотности насыщенного пара ρ_0 в пластовых условиях, причём $\rho_0 \gg \rho_c$. Тогда разрешая (6) относительно r , получим следующий закон уменьшения радиуса пузырька в процессе конденсации:

$$r(t) = r_0 \sqrt{1 - \frac{t}{T_{\text{и}}}}, \quad (7)$$

здесь r_0 - начальный радиус пузырька, $T_{\text{и}}$ - время исчезновения пузырька:

$$T_{\text{и}} = \frac{\rho_{\text{ж}} r_0^2}{2D\rho_0}. \quad (8)$$

Сила, действующая на стенку поры, будет иметь вид

$$f_0(t) = \delta m \bar{v} = 2\pi D r(t) \rho_0 \bar{v}, \quad (9)$$

где мы использовали выражение (5), \bar{v} - среднеквадратичная тепловая скорость молекул. Подставив в (9) уравнение (7), получим следующее выражение для силы $f_0(t)$:

$$f_0(t) = 2\pi D \rho_0 \bar{v} r_0 \sqrt{1 - \frac{t}{T_{\text{и}}}}. \quad (10)$$

Как было сказано во введении, механизмы, приводящие к исчезновению стабильных пузырьков, могут быть различными. Рассмотрение и оценка возможности того или иного механизма выходит за рамки настоящей работы. Наша цель - показать жизнеспособность рассматриваемой модели эффекта АНЧАР. Поэтому мы оценим лишь один механизм, приводящий к испарению стабильной капли, а именно - "съезд" капли с заряда, с последующим её испарением. Вероятность такого процесса имеет вид

$$P = K \exp\left(-\frac{A}{kT}\right). \quad (11)$$

Здесь A - работа сил, вызывающих перемещение капли. Можно оценить нижнюю границу этой работы. Действительно, какова бы ни была причина перемещения капли, силы, приводящие её в движение, работают против сил смачивания. Поэтому минимальную работу можно представить в виде [13]:

$$A = 2r_0 \Delta\sigma \delta x, \quad (12)$$

где r_0 - радиус пузырька, $\Delta\sigma$ - энергия адгезии пузырька к стенке поры, δx - характерная длина смещения. Для оценки будем считать $\delta x \sim r_0$. Справедливо предположить, что вероятность P также зависит и от взаимодействия пузырька с окружающими его молекулами. Поэтому при оценке K будем считать равным числу молекул, столкнувшихся с пузырьком:

$$K = 2\pi r_0^2 \lambda n = \frac{2\pi r_0^2 D \rho_{\text{ж}} N_A}{\sqrt{kT\mu}}. \quad (13)$$

Таким образом, мы можем переписать (11) в следующем виде:

$$P = \frac{2\pi r_0^2 D \rho_{\text{ж}} N_A}{\sqrt{kT\mu}} \exp\left(-\frac{2r_0^2 \Delta\sigma}{kT}\right). \quad (14)$$

Подстановка числовых значений, соответствующих пластовым условиям, в (14) показывает крайне низкую вероятность флуктуационного (теплового) отрыва капли от поверхности поры. Однако сравнение необходимой силы "отрыва" капли $2r_0 \Delta\sigma$ с возможными кулоновскими силами q^2/r^2 показывает превышение примерно на порядок последних. Таким образом, вероятность отрыва капли можно оценить снизу вероятностью появления свободного заряда Q :

$$Q \sim r \sqrt{2r_0 \Delta\sigma}. \quad (15)$$

ОЦЕНКА СМЕЩЕНИЯ НА ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрим случай образования пузырька в каждой активной поре. Выражение для абсолютной величины силы, действующей при рождении пузырька в точке \vec{r}' с начальным моментом времени фазового перехода t_0 и характерным временем исчезновения $T_{\text{и}}$, будет иметь следующий вид

$$f(\vec{r}', t, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) = f_0(t - t_0(\vec{r}')) \{ \Theta(t - t_0(\vec{r}')) - \Theta(t + t_0(\vec{r}') - T_{\text{и}}(\vec{r}')) \}. \quad (16)$$

Найдём выражение для смещения на земной поверхности в присутствии эффекта АНЧАР. Известно выражение для смещения, возникающего при воздействии точечной сосредоточенной силы, действующей в направлении орта β [1]:

$$u_{\alpha\beta}(\vec{r}', \vec{r}, t, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) = \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}(\vec{r}', t) - \delta_{\alpha\beta}) \times \\ \times \frac{1}{R^3} \int_{R/c_t}^{R/c_t} d\tau f_{\alpha}(\vec{r}', t - \tau, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) + \\ + \frac{\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}(\vec{r}', t)}{4\pi\rho c_t^2 R} f_{\alpha}\left(\vec{r}', t - \frac{R}{c_t}, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) - \\ - \frac{\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}(\vec{r}', t) - \delta_{\alpha\beta}}{4\pi\rho c_t^2 R} f_{\alpha}\left(\vec{r}', t - \frac{R}{c_t}, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}'))\right), \quad (17)$$

$$R = |r - r'|, \quad r = (x_1 x_2 x_3), \quad r' = (x'_1 x'_2 x'_3),$$

$$\gamma_{\alpha} = \frac{x_{\alpha} - x'_{\alpha}}{R}, \quad i = 1, 2, 3,$$

β - номер орта, по направлению которого действует сосредоточенная сила; r - радиус-вектор точки наблюдения; r' - радиус-вектор активной поры; c_l, c_t - скорости, соответственно, продольной и поперечной волны.

В силу линейности уравнения колебаний, компоненты u поля смещения для произвольной ориентации сосредоточенной силы в безграничной однородной и изотропной среде можно представить в виде суммы трёх полей смещений, возникающих в результате действия трёх сил, направленных по ортам 1, 2, 3:

$$u_\alpha = u_{\alpha 1} + u_{\alpha 2} + u_{\alpha 3}. \quad (18)$$

Используя (17), выражение (18) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} u_\alpha(\vec{r}', \vec{r}, t, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) &= \\ &= \sum_{\beta} \frac{3\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}', t) - \delta_{\alpha\beta}}{4\pi\rho R^3} \int_{\frac{R/c_l}{c_l}}^{\frac{R/c_t}{c_t}} d\tau f(\vec{r}', t - \tau, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) \tau + \\ &+ \sum_{\beta} \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}', t)}{4\pi\rho c_l^2 R} f\left(\eta_1', t - \frac{R}{c_l}, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) - \\ &- \sum_{\beta} \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}', t) - \delta_{\alpha\beta}}{4\pi\rho c_t^2 R} f\left(\eta_1', t - \frac{R}{c_t}, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) \right). \quad (19) \end{aligned}$$

Тогда для спектральной мощности смещения на земной поверхности от излучающей залежи, согласно [12], можно записать следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle u_\alpha(\vec{r}, \omega), u_\alpha^*(\vec{r}, \omega) \rangle &= \quad (20) \\ &= \iint_S ds' ds'' \langle \sigma(\vec{r}') \sigma(\vec{r}'') u_\alpha(\vec{r}', \vec{r}, \omega, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) u_\alpha^*(\vec{r}'', \vec{r}, \omega, t_0(\vec{r}''), T_{\text{и}}(\vec{r}'')) \rangle, \end{aligned}$$

где:

$$\begin{aligned} u_\alpha(\vec{r}', \vec{r}, \omega, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) &= \\ &= \left[\frac{1}{(2\pi R/\lambda_l)^2} \sum_{\beta} \frac{3\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}') - \delta_{\alpha\beta}}{4\pi\rho R c_l^2} \times \right. \\ &\times \left(\exp\left(-\frac{i2\pi R}{\lambda_l}\right) \left(\frac{i2\pi R}{\lambda_l} + 1\right) - \exp\left(-\frac{i2\pi R}{\lambda_l}\right) \left(1 + \frac{i2\pi R}{\lambda_l}\right) \right) + \\ &+ \sum_{\beta} \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}')}{4\pi\rho R c_l^2} \exp\left(\frac{i2\pi R}{\lambda_l}\right) + \sum_{\beta} \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}')}{4\pi\rho R c_t^2} \exp\left(\frac{i2\pi R}{\lambda_l}\right) \left. \right] \times \\ &\times f(\vec{r}', \omega, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')), \quad (21) \end{aligned}$$

$\langle \dots \rangle$ - усреднение по реализациям активных пор.

При $R \sim \lambda$, что чаще всего соответствует условиям проявления эффекта АНЧАР, первое слагаемое (21) на порядок меньше второго и третьего. Таким образом, (21) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} u_\alpha(\vec{r}', \vec{r}, \omega, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')) &= \left[\sum_{\beta} \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}')}{4\pi\rho R c_l^2} \exp\left(\frac{i2\pi R}{\lambda_l}\right) + \right. \\ &+ \left. \sum_{\beta} \frac{\gamma_\alpha \gamma_\beta(\vec{r}')}{4\pi\rho R c_t^2} \exp\left(\frac{i2\pi R}{\lambda_l}\right) \right] f(\vec{r}', \omega, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')). \quad (22) \end{aligned}$$

Подстановка (22) в (20) приводит к выражению для спектральной мощности смещения на поверхности в результате существования ансамбля внутриволновых фазовых переходов. В этой работе мы не будем подробно разбирать полученное выражение. Отметим лишь, что упомянутые в [12] функции когерентности здесь могут быть получены в явном виде. Кроме того, видно, что спектральная мощность смещения пропорциональна кросс-мощности сил, порождённых фазовыми переходами в точках \vec{r}' и \vec{r}'' :

$$\begin{aligned} \langle u_\alpha(\vec{r}, \omega), u_\alpha^*(\vec{r}, \omega) \rangle &\sim \\ &\sim \langle f(\vec{r}', \omega, t_0(\vec{r}'), T_{\text{и}}(\vec{r}')), f(\vec{r}'', \omega, t_0(\vec{r}''), T_{\text{и}}(\vec{r}''))^* \rangle. \quad (23) \end{aligned}$$

Подставив $f_0(t)$ из (10) в (16), получим зависимость от времени силы с единичной амплитудой, которая изображена на рис. 2. Здесь принято:

$$T_{\text{и}} = 0,524 \text{ с}, \quad t_0 = 1,8 \text{ с}. \quad (24)$$

Спектральная мощность сил, стоящих в (23) под знаком усреднения, изображена на рис. 3.

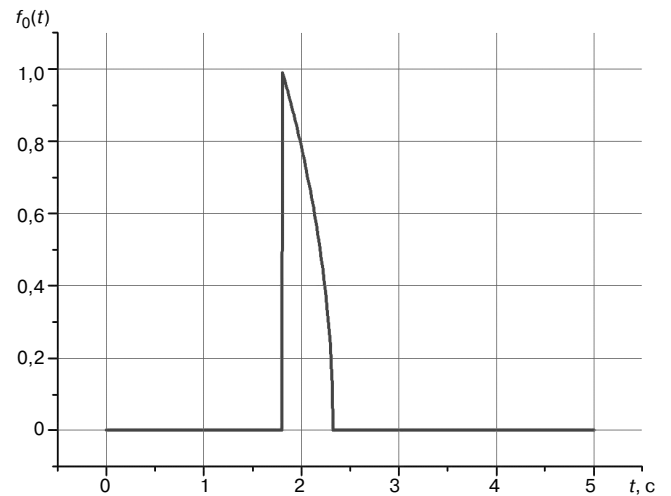


Рис. 2. Вид зависимости силы с амплитудой, равной 1, от времени, $T_{\text{и}} = 0,5 \text{ с}$, $t_0 = 1,8 \text{ с}$

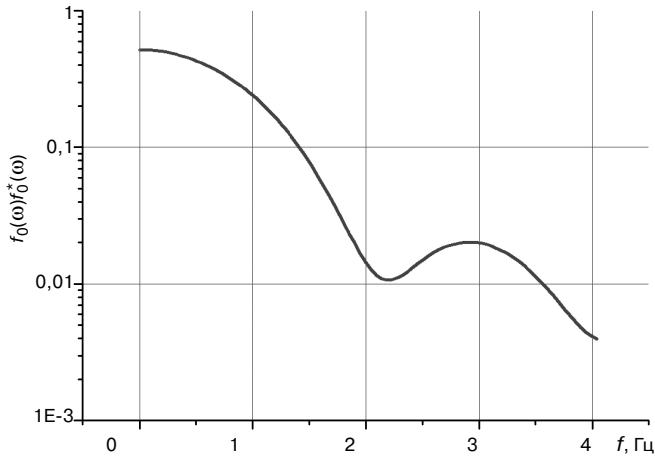


Рис. 3. Спектральная мощность смещения (23).
 $T_{и} = 0,5$ с

Можно показать, что положение максимума функции, изображённой на рис. 3, определяется следующим выражением:

$$f_A = \frac{1}{T_{и}} \frac{\pi}{2}. \quad (25)$$

ОБСУЖДЕНИЕ

Опытно-методические и промышленные работы по технологии АНЧАР позволили сделать ряд эмпирических заключений о свойствах эффекта АНЧАР. Рассмотрим некоторые из них:

1. Частотная полоса эффекта АНЧАР лежит в инфразвуковом диапазоне.

2. Частотная полоса эффекта АНЧАР слабо зависит от пластовых давлений.

3. Увеличение доли тяжёлых углеводородов в месторождении приводит к сдвигу частотной полосы эффекта АНЧАР в сторону более низких частот. Иными словами, в нефтяных залежах феномен АНЧАР проявляется на более низких частотах, чем в газовых.

Покажем соответствие предложенной теории этим наблюдениям.

1. Найдём частотную полосу эффекта АНЧАР и её зависимость от пластового давления и молярной массы углеводородов в рамках капельно-пузырьковой модели. Согласно (8) и (24) для середины полосы эффекта АНЧАР имеем:

$$f_A = \frac{2D\rho_0}{\rho_{ж}r_0^2} \frac{\pi}{2}. \quad (26)$$

Здесь критический размер пузырька r_0 определяется соотношениями (2). При выполнении условия:

$$\frac{16\pi\sigma r^3}{q^2 \left(\frac{1}{\epsilon_{г}} - \frac{1}{\epsilon_{ж}} \right)} \ll 1 \quad (27)$$

из (2) можно получить следующее выражение для r_0 :

$$r_0 = \left(\frac{q^2}{8\pi(\rho_{пл} - \rho_0)} \left(\frac{1}{\epsilon_{г}} - \frac{1}{\epsilon_{ж}} \right) \right)^{1/3}. \quad (28)$$

Требование выполнения (27) вполне справедливо. Действительно, можно легко показать, что неравенство (27) начинает выполняться уже для пузырьков с размерами всего в 1,6 раза меньшими критического. Далее мы докажем, что в пластовых условиях неравенство (27) имеет место.

Подставив (28) в (26), получим выражение для частоты:

$$f_A = \frac{2D\rho_0}{\rho_{ж}q} \left(8\pi(\rho_{пл} - \rho_0) \left(\frac{\epsilon_{г}\epsilon_{ж}}{\epsilon_{ж} - \epsilon_{г}} \right) \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Можно показать, что коэффициент самодиффузии в газе D в пластовых условиях выражается через коэффициент самодиффузии D_H в нормальных условиях:

$$D = D_H \frac{P_H}{P_0} \left(\frac{T}{T_H} \right)^{3/2}. \quad (30)$$

где T , T_H - температура в пластовых и в нормальных условиях, соответственно. Здесь можно привести выражение для коэффициента самодиффузии в плотных газах, которое получим, используя результаты теории Энского [5]:

$$D = \frac{kT(c_M\mu_M + c_{пр}\mu_{пр})^{2/3}}{h^2 \rho_{ж}^{2/3} N_A^{2/3}} \left(1 - \frac{\alpha}{T} (c_M\mu_M + c_{пр}\mu_{пр}) \right), \quad (31)$$

где k - постоянная Больцмана; c_M , μ_M - соответственно, молярная доля и молярная масса метана в пласте; $c_{пр}$, $\mu_{пр}$ - соответственно, молярная доля и молярная масса прочих углеводородов в пласте; h - постоянная Планка; N_A - постоянная Авагадро; α - коэффициент, равный 261 для углеводородов (исключая деканы) [7]. При выводе (31) мы использовали тот факт, что в пластовых условиях T меняется в пределах 300 - 600 К [11]. Считали также, что залежь углеводородов представляет собой смесь, в которой метан является основной компонентой (от 60 до 95%). Выражение (31) приводим потому, что здесь видна явная зависимость D от молярной массы компонент и не входят такие плохо определяемые (в пластовых условиях) величины как, например, эффективное сечение рассеяния.

Подставив (30) в (29), получим выражение для середины частотной полосы эффекта АНЧАР f_A :

$$f_A = \frac{2\rho_0}{\rho_{ж}q} \frac{P_H D_H}{P_0} \left(\frac{T}{T_H} \right)^{3/2} \left(8\pi(P_{пл} - P_0) \left(\frac{\epsilon_{г}\epsilon_{ж}}{\epsilon_{ж} - \epsilon_{г}} \right) \right)^{1/2}, \quad (32)$$

или, подставляя (31) в (29):

$$f_A = \frac{2\rho_0}{\rho_{ж}q} \frac{kT(c_M\mu_M + c_{пр}\mu_{пр})^{2/3}}{h\rho_{ж}^{2/3}N_A^{2/3}} \times \left(1 - \frac{\alpha}{T}(c_M\mu_M + c_{пр}\mu_{пр})\right) \left(8\pi(P_{пл} - P_0) \left(\frac{\epsilon_r\epsilon_{ж}}{\epsilon_{ж} - \epsilon_r}\right)\right)^{1/2}. \quad (33)$$

Так как $D_H \sim 1/\sqrt{\mu}$, используя (32), для частоты f_A справедливо соотношение

$$f_A \sim \frac{1}{\sqrt{\mu}} (P_{пл} - P_0)^{1/2}. \quad (34)$$

Используя (8) и (30), можно оценить критический размер стабильного пузырька в пластовых условиях:

$$r_0 = 2 \sqrt{\frac{D_H P_H \mu}{\pi \rho_{ж} f_A R T_H}} \left(\frac{T}{T_H}\right)^{1/4}. \quad (35)$$

Вернемся к соотношению (23), связывающему спектральную мощность смещения на поверхности с коррелятором сил внутри пор. Можно показать, что спектральные мощности, стоящие под знаком усреднения в (23), во-первых, убывают, а во-вторых, уплощаются с уменьшением T_H (с уменьшением размера пузырьков) в области нижних частот. Тогда можно предположить следующее. Пузырьки, исчезающие “слишком” быстро (“маленькие” пузырьки), в данном случае много быстрее, чем 0,524 с, при усреднении практически не меняют вида функции на рис. 3. Пузырьков, исчезающих “слишком” медленно (“большие” пузырьки), в данном случае много медленнее, чем 0,524 с, “слишком” мало, так как вероятность их образования экспоненциально убывает с ростом размера. Кроме того, возможность существования больших пузырьков ограничена возможностью существования больших электростатических полей² (больших зарядов). Таким образом, они также при усреднении практически не меняют вида функции на рис. 3. Это означает, что ансамбль активных пузырьков, дающих эффективный вклад при усреднении в (23), ограничен размерами пузырьков как сверху, так и снизу, и мы можем переписать (23) в следующем виде:

$$\langle u_\alpha(\vec{r}, \omega), u_\alpha^*(\vec{r}, \omega) \rangle \sim \sim f(\vec{r}', \omega, t_0(\vec{r}'), T_H^*(\vec{r}')) \cdot f(\vec{r}', \omega, t_0(\vec{r}'), T_H^*(\vec{r}'))^*, \quad (36)$$

где T_H^* - характерное время исчезновения пузырька, дающего эффективный вклад при усреднении в (23). Таким образом, согласно (36), вид спектральной мощности смещения на поверхности земли изображён на рис. 3, положение максимума определяется (25).

Подставляя численные значения, соответствующие пластовым условиям [7] в (27), (28), (35):

$$f_A \sim 3 \text{ Гц}; \quad P_{пл} \sim 46 \text{ МПа}; \quad P_0 \sim 45 \text{ МПа}; \\ \mu \sim 70 \text{ г/моль}; \quad D_H \sim 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с};$$

$$P_H \sim 0,1 \text{ МПа}; \quad r_n \sim 10^{-4} \text{ м}; \quad \rho_{ж} \sim 700 \text{ кг/м}^3;$$

$$T \sim 373 \text{ К}; \quad c_l \sim 4000 \text{ м/с}; \quad c_t \sim c_l/\sqrt{3} \text{ м/с};$$

можно получить оценки для неравенства (27):

$$\frac{16\pi\sigma r^3}{q^2 \left(\frac{1}{\epsilon_r} - \frac{1}{\epsilon_{ж}}\right)} \sim 10^{-4} \ll 1, \quad (37)$$

для радиуса стабильного пузырька:

$$r_0 \leq 10^{-4} \text{ м}, \quad (38)$$

для заряда пузырька:

$$q \sim 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}. \quad (39)$$

Отметим, что согласно (3), (8) и (35), имеют место следующие соотношения:

$$r_0 \sim q^{2/3}; \quad T_H \sim r_0^2; \quad f_A \sim 1/T_H, \quad (40)$$

откуда следует:

$$f_A \sim 1/q^{4/3}. \quad (41)$$

Величина заряда (39) соответствует наблюдаемой средней частоте проявления эффекта АНЧАР в области инфразвука. Согласно (41) f_A почти обратно пропорционально росту заряда. Таким образом, f_A ограничено снизу вероятностью существования достаточно большого заряда (электрического поля). С другой стороны, как было показано выше, исчезновение пузырьков, стабилизированных зарядами меньших величин, практически не меняют положения максимума спектральной мощности смещения на поверхности. Тогда, подставив (24) в (25), получим следующую оценку для характерной частоты проявления эффекта АНЧАР:

$$f_A \sim 3 \text{ Гц}. \quad (42)$$

Таким образом, частотная полоса АНЧАР, согласно КПМ, лежит в области первых герц, что соответствует эмпирическому выводу 1.

Из (34) следует, что так как пластовые давления меняются от месторождения к месторождению в пределах одного порядка, полоса частот эффекта АНЧАР будет изменяться не более чем в три раза. Учитывая, что пластовые давления, как и доля тяжёлых углеводородов, обычно с глубиной растёт, зависимость частоты от пластового давления будет ещё слабее. Также из (32) следует, что газовое (лёгкие компоненты) месторождение будет проявляться на более высоких частотах, чем нефтяное (большая молярная доля тяжёлых компонентов).

Итак, (32), (34), а следовательно и КПМ, хорошо согласуются с эмпирическими выводами 2 и 3. Полоса частот эффекта АНЧАР действительно слабо зависит от пластовых давлений и от примесей тяжёлых углеводо-

² См. обсуждение (40)

родов. Причём характер зависимости совпадает с эмпирическими.

Оценка смещения на поверхности земли в предположении отсутствия корреляции (взаимодействия) между активными порами [10] приводит к заниженным (по отношению к наблюдаемым) величинам. Рассмотрим эту проблему подробнее.

Согласно наблюдениям, амплитуда СПМ МИК сигнала от залежи $u_{\text{набл}}$ составляет 1 - 10 нм в полосе частот 1 - 10 Гц. Оценка силы (10) и амплитуды СПМ смещения на поверхности (22), (23) от одного активного центра в рамках рассмотренной модели составляет:

$$f_0 \sim 10^{-5} \text{ Н}, \quad (43)$$

$$u \sim 10^{-11} \text{ нм} \ll 5 \text{ нм} \sim u_{\text{набл}}. \quad (44)$$

Чтобы получить правильную оценку смещения на поверхности земли в рамках капельно-пузырьковой модели, необходимо потребовать существования локализованных областей коррелированного излучения (областей когерентности). Действительно, в области когерентности справедливо [12]:

$$G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega) \approx 1, \quad \forall (\bar{r}', \bar{r}''), \quad (45)$$

что соответствует сильной связи между активными центрами излучения в объёме интегрирования.

Тогда для (20), (23) и u из (44) справедливо:

$$\begin{aligned} u_{\text{набл}} &\rightarrow \langle u_i(\bar{r}_1, \omega), u_j^*(\bar{r}_2, \omega) \rangle = \\ &= \left| \int_S ds' \sqrt{\langle \sigma(\bar{r}')^2 A_i(\bar{r}', \omega) A_j^*(\bar{r}', \omega) \rangle} K_i(\bar{r}', \bar{r}_1, \omega) \right|^2 \sim \\ &\sim \bar{N}_a^2 \langle f(\bar{r}', \omega, t_0(\bar{r}')), T_{\text{и}}(\bar{r}') \rangle, f(\bar{r}', \omega, t_0(\bar{r}')), T_{\text{и}}(\bar{r}')^* \rangle \sim \bar{N}_a^2 u^2. \end{aligned} \quad (46)$$

Множитель \bar{N}_a^2 равен количеству активных центров, входящих в область когерентности $L^2 h$ (L - радиус когерентности, h - мощность продуктивного пласта). Тогда, потребовав равенства модельной амплитуды смещения из (46) и наблюдаемой амплитуды смещения $u_{\text{набл}}$, используя (44) и (46), можно оценить \bar{N}_a^2 :

$$\bar{N}_a \sim u_{\text{набл}}/u \sim 5 \cdot 10^{11}. \quad (47)$$

Из (47) следует, что для стационарного процесса излучения в области когерентности объёмом $L^2 h$ в каждый момент времени должно существовать $\bar{N}_a \sim 5 \cdot 10^{11}$ активных центров излучения. В этом случае модельное смещение на поверхности будет совпадать по порядку величины с наблюдаемым. Наблюдения, проведённые на Оренбургском нефтегазоконденсатном месторождении, показали, что некоторое время после воздействия сейсмического вибратора на поверхности существовали области концентрации эпицентров излучения, линейные размеры которых составляли около 100 м. Можно

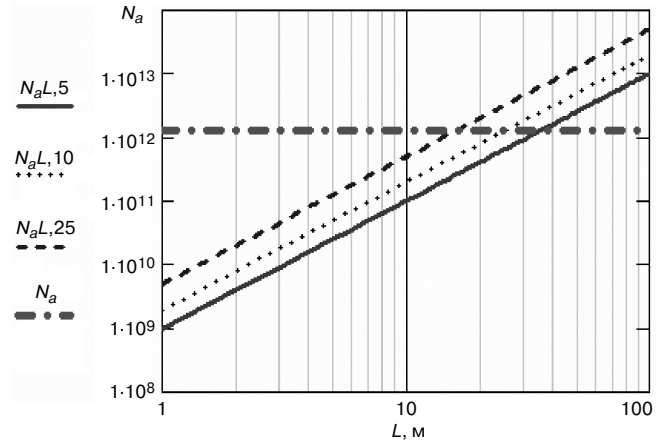


Рис. 4. Число активных центров (N_a) в зависимости от размеров области когерентности L при 5-, 10-, 25-процентной пористости коллектора (\bar{N}_a^2 из (47))

предположить, что эти области соответствовали областям когерентности с $L \sim 100$ м.

В связи с вышесказанным интересно привести следующие рассуждения. Если считать, что число активных центров пропорционально числу пор (вообще говоря - полному свободному объёму внутри матрицы коллектора) и что в каждой поре существует по крайней мере по одному активному центру в каждый момент времени, то, фиксируя пористость коллектора Π , можно сделать оценку реальности существования \bar{N}_a для каждой области когерентности с L :

$$\bar{N}_a(L, \Pi) = \frac{L^2 h \Pi}{100 V_{\text{por}}}. \quad (48)$$

Принимая радиус поры за 0,5 мм, $h \sim 10$ м, меняя пористость Π от малой (5%) до большой (25%), получим зависимость числа активных центров от размеров области когерентности L , изображённых на рис. 4.

Хорошо видно, что в случае хорошей пористости, уже при $L \sim 15$ м число активных центров будет больше необходимого предела.

Отметим, что L может быть определена только с привлечением дополнительных соображений о природе эффекта АНЧАР. В частности, должны быть конкретизированы механизм появления активных пор и механизм появления коррелированных областей излучения. Механизм корреляции здесь может быть связан с субвертикальным распространением низкочастотного излучения вибратора или с приходом любой другой низкочастотной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. Процессы фазовых переходов в пластовых условиях, связанных с формированием и исчезновения пузырьков, конденсацией и испарением капель, стабилизированных электрическим полем, могут приводить к возникновению смещений на земной поверхности, порядок величин которых сравним с наблюдаемыми. Предложенная теория хорошо согласуется с

эмпирическими выводами. Определяемая КПП и фиксируемая в технологии частотная полоса эффекта АНЧАР действительно слабо зависит от пластовых давлений, и от примесей тяжёлых углеводородов. Причём характер теоретической зависимости совпадает с эмпирическим.

Также показано, что в рамках КПП полоса проявления эффекта АНЧАР лежит в инфразвуковом диапазоне и, скорее всего, ограничена.

Существование доминантных механизмов образования “свободных” зарядов внутри пор приводит к возникновению характерной полосы частот акустического излучения. Доминантные (в смысле скорости генерации) механизмы образования зарядов обуславливают существование определённого количества зарядов, которые в среднем присутствуют в порах. Это, в свою очередь, приводит к существованию узкого спектра размеров эффективных³ стабильных капель (пузырьков), и, соответственно, узкого интервала времён испарения (исчезновения), которые обратно пропорциональны частотам излучения.

Индукцированный эффект АНЧАР также получает описание в рамках рассмотренной теории. Например, он может быть связан с интенсификацией слияния пузырьков (капель) в присутствии поля механических колебаний вибратора, что и вызывает увеличение мощности излучения залежи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аки К. и Ричардс П., 1983, Количественная сейсмология. Теория и методы, т. 1: М., Мир.
2. Алексеев А. С., Дедов В. П., Тригубович Г. М., 2007, Геофизики должны хорошо знать механику: Геофизика, 3, 55 - 62.

3. Арутюнов С. Л., Давыдов В. Ф., Кузнецов О. Л., Графов Б. М., Сиротинский Ю. В., 1997, Явление генерации инфразвуковых волн углеводородной залежью: Научное открытие, № 109.
4. Биряльцев Е. В., Рыжов В. А., Шабалин Н. Я., 2005, Особенности интерпретации спектральных характеристик природных микросейсм для локального прогноза нефтеносности в условиях Республики Татарстан: Прием и обработка информации в сложных информационных системах, вып. 22: 113 - 120.
5. Гиринфельдер Дж. и др., 1961, Молекулярная теория газов и жидкостей: М., Изд-во иностр. лит.
6. Дрягин В. В., Иголкина Г. В., 2002, Применение метода акустического воздействия для восстановления проницаемости насыщенности коллекторов: Материалы I Всероссийской геофизической конференции-ярмарки Техноэкогеофизика - новые технологии извлечения минерально-сырьевых ресурсов в XXI: Ухта.
7. Кикоин И. К., 1976, Таблицы физических величин: М., Атомиздат.
8. Коган В. Б. и др., 1966, Равновесие между жидкостью и паром: М. - Л., Наука.
9. Корчагин С. А. Механизм низкочастотных резонансов в пористой породе: Геофизика, 2000, 6, 30 - 36; Корчагин С. А. Исправления к [9]: Геофизика, 2002, 6, 75 - 76.
10. Кузнецов О. Л., Графов Б. М., Суницов А. Е., Арутюнов С. Л., 2003, Технология АНЧАР: о теории метода: Геофизика. Спецвыпуск Технология сейсморазведки-II, 103 - 107.
11. Кузнецов О. Л. и др., 1986, Физико-химические основы прямых поисков залежей нефти и газа: М., Недра.
12. Суницов А. Е., Смирнов С. Н. Модель излучающей залежи УВ в технологиях микросейсморазведки (в настоящем журнале).
13. Чизмаджев Ю. А. и др., 1971, Макрокинетика процессов в пористых средах: М., Недра.
14. Birialtsev E. V., Plotnikova I. N., Khabibulin I. R., Shabalin N. Y., 2006, The analysis of microseisms spectrum at prospecting of oil reservoir on Republic Tatarstan: EAGE Conf., SPb, Russia.
15. Goloshubin G.M. et al. Seismic resonances of a porous fluid-saturated layer: 56-th EAEG Meeting, Amsterdam.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

Андрей Евгеньевич СУНЦОВ - старший научный сотрудник ИФХЭ им. А. Н. Фрумкина, директор по технологическому развитию и науке НТК АНЧАР, кандидат физ.-мат. наук.

Борис Михайлович ГРАФОВ - советник РАН, профессор, доктор хим. наук.

³ То есть изменение фазового состояния которых даёт эффективный вклад в наблюдаемую среднюю спектральную мощность смещения, см. обсуждение (42).