



А. Е. Сунцов
С. Н. Смирнов

НТК АНЧАР, МОСКВА
МОСКОВСКИЙ ГОСУНИВЕРСИТЕТ

МОДЕЛЬ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЗАЛЕЖИ УВ В ТЕХНОЛОГИЯХ МИКРОСЕЙСМОРАЗВЕДКИ

АННОТАЦИЯ. В настоящей работе развита предложенная в ранних статьях авторов модель излучающей залежи нефти и газа как совокупности когерентно-излучающих активных центров (областей). Получены выражения спектров кросс-корреляторов второго порядка полного поля излучения залежи для широкого класса возможных источников.

ВВЕДЕНИЕ. В последние несколько лет интерес к новому классу разведки УВ, основанному на анализе микросейсмических инфразвуковых колебаний (МИК) на поверхности земли, значительно вырос. Вместе с тем, кроме очевидных приложений, большой интерес вызывают возможные физические механизмы, лежащие в основе этих технологий. В частности, один из наблюдаемых эффектов, который положен в большинство известных нам микросейсмических технологий, был впервые сформулирован в работах [3 - 6]. Он проявляется как эффект увеличения спектральной мощности фонового микросейсмического поля в инфразвуковом диапазоне частот над месторождением УВ. Это так называемый эффект АНЧАР. Сегодня уже существует немало работ, посвящённых теории этого феномена. Не претендуя на полноту, все их можно разделить на две группы.

Первая группа моделей [1, 11, 12, 13] связывает эффект АНЧАР с процессами внутри взаимодействующих насыщенных пор. Работы [1, 12, 13] связывают эффект АНЧАР с фазовыми переходами УВ газ-жидкость внутри пор. Работа [11] рассматривает возникновение резонансных колебаний флюида внутри пор.

Вторая группа [2, 7] описывает это явление, используя различные ревербераторные, резонаторные макро-модели. Так, в работе [7] рассматривается резонатор, образованный земной поверхностью, и в т. ч. тонким (много меньшим длины волны) слоем, насыщенным УВ. В работе [2] рассматривается спектр собственных колебаний всего объёма перекрывающей геологической толщи на упругой подложке слоя, насыщенного УВ.

Первую группу можно условно назвать “модели микрогенераторов”, вторую - “модели макрорезонаторов”.

ABSTRACT. The earlier proposed model of ensemble of emitting coherent active sources (area) into HC deposit had been developed in the paper. The expressions for the second-order cross-correlator spectrum of the microseismic noise field emitted by HC was derived. It was obtained for broad class of source types.

В настоящей статье не ставится задача подробно рассмотреть и проанализировать все описанные в литературе теории. Здесь будет рассмотрена общая и важная для моделей микрогенераторов задача формирования суммарного излучения от всей залежи.

Действительно, при рассмотрении любой модели из первой группы необходимо построить “микроисточник” излучения и описать формирование полного поля МИК от всей залежи в целом, причём в согласии с экспериментальными наблюдениями.

МОДЕЛЬ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ДИСКА

Тип микроисточника задаётся выбранной физической моделью генерации. Оставляя вопрос построения микрогенератора за рамками работы и выбирая класс источников максимально широким, сосредоточимся на вопросах построения полного поля МИК залежи.

В качестве модели залежи в геологической толще будет рассмотрен тонкий излучающий диск в полубесконечной однородной среде. Диск считаем прозрачным. Действительно, на рассматриваемых частотах (первые единицы герц) при скоростях продольных волн c_p около 4 км/с длины объёмных волн будут около 1 - 2 км. Очевидно, что при таких условиях подавляющее большинство продуктивных слоёв будут “тонкими”, т. е.:

$$\lambda \gg h, \quad (1)$$

где h - мощность продуктивного слоя.

Понятно, что предположение об однородности также будет справедливо для достаточно большого класса

геологических сред вследствие длинноволновости рассматриваемых МИК:

$$\lambda \gg l_h, \quad (2)$$

где l_h - характерный линейный размер неоднородности в среде.

Здесь надо отметить, что вследствие слоистости строения геологической среды более общим рассмотрением было бы приближение азимутально-трансверсальной среды [9]. Однако, как известно, такая среда ведёт себя как однородная, но с угловой зависимостью скорости распространения волн от угла падения. Таким образом, если ограничиться исследованием поля МИК при малоизменяющихся углах падения, что соответствует глубокому (в сравнении с линейными размерами залежи) залеганию месторождения, то такое рассмотрение будет иметь ещё большую общность.

Уравнение движения для точечного источника на диске в рассматриваемом случае имеет вид неоднородного уравнения Ламе:

$$\begin{aligned} c_s^2 \Delta \bar{u}(\bar{r}, t) - (c_p^2 - c_s^2) \nabla \operatorname{div} \bar{u}(\bar{r}, t) - \frac{\partial^2 \bar{u}(\bar{r}, t)}{\partial t^2} = \\ = \bar{F}(\bar{r}, \bar{r}_0, t). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь, $\bar{u}(\bar{r}, t)$ - скорость смещения точек среды; $\bar{F}(\bar{r}, \bar{r}_0, t)$ - функция источника в точке \bar{r}_0 на поверхности диска.

Считая справедливым разложение:

$$\bar{u}(\bar{r}, t) = \int d\omega \exp(i\omega t) \bar{u}(\bar{r}, \omega), \quad (4a)$$

$$\bar{F}(\bar{r}, \bar{r}_0, t) = \int d\omega \exp(i\omega t) \bar{F}(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega), \quad (4b)$$

и вводя волновой вектор P -волн k_p и S -волн k_s , (3) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \Delta \bar{u}(\bar{r}, \omega) + k_s^2 \bar{u}(\bar{r}, \omega) + \left(\frac{k_s^2}{k_p^2} - 1 \right) \nabla \operatorname{div} \bar{u}(\bar{r}, \omega) = \\ = \frac{1}{c_s^2} \bar{F}(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega). \end{aligned} \quad (5)$$

Известно, что используя понятие скалярного $\varphi(\bar{r}, t)$, $f(\bar{r}, t)$ и векторного $\bar{\phi}(\bar{r}, t)$, $\bar{\chi}(\bar{r}, t)$ потенциала, соответственно, поля и функции источника:

$$\bar{u}(\bar{r}, t) = \nabla \varphi(\bar{r}, t) + \operatorname{rot} \bar{\phi}(\bar{r}, t); \quad (6a)$$

$$\bar{F}(\bar{r}, \bar{r}_0, t) = \nabla f(\bar{r}, \bar{r}_0, t) + \operatorname{rot} \bar{\chi}(\bar{r}, \bar{r}_0, t) \quad (6b)$$

и выполнив известные преобразования, (5) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}(-\operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{\phi}(\bar{r}, \omega) + k_s^2 \bar{\phi}(\bar{r}, \omega)) + \\ + \nabla(k_s^2 \varphi(\bar{r}, \omega) + \frac{k_s^2}{k_p^2} \Delta \varphi(\bar{r}, \omega)) = \\ = \frac{1}{c_s^2} \operatorname{rot} \bar{\chi}(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega) + \frac{1}{c_s^2} \nabla f(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega). \end{aligned} \quad (7)$$

При получении (7) было использовано известное соотношение:

$$-\operatorname{rot} \operatorname{rot} = \Delta + \nabla \operatorname{div}. \quad (8)$$

В силу определения (6a) справедливо равенство:

$$\operatorname{div} \varphi(\bar{r}, t) = 0. \quad (9)$$

Используя (7 - 9) и имея в виду общность разложения (6b), выражение (7) можно переписать в виде:

$$\Delta \bar{\phi}(\bar{r}, \omega) + k_s^2 \bar{\phi}(\bar{r}, \omega) = \frac{1}{c_s^2} \bar{\chi}(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega), \quad (10a)$$

$$\Delta \varphi(\bar{r}, \omega) + k_p^2 \varphi(\bar{r}, \omega) = \frac{1}{c_p^2} f(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega). \quad (10b)$$

Уравнения (10) с граничными условиями:

$$\sigma_{ik}(\bar{r}, \omega) n_k = 0, \quad (11a)$$

$$\sigma_{ik}(\bar{r}, \omega) = \lambda \delta_{ik} \operatorname{div} \bar{u}(\bar{r}, \omega) + 2\mu u_{ik}(\bar{r}, \omega), \quad (11b)$$

$$u_{ik}(\bar{r}, \omega) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k(\bar{r}, \omega)}{\partial r_i} + \frac{\partial u_i(\bar{r}, \omega)}{\partial r_k} \right), \quad (11c)$$

где $\sigma_{ik}(\bar{r}, \omega)$ - тензор напряжения; $u_{ik}(\bar{r}, \omega)$ - тензор деформаций; n_k - k -я компонента вектора нормали к границе среды; λ, μ - коэффициенты Ламе, в рассматриваемом случае с точечными источниками различных типов имеют аналитические решения [10]. Задачи решены в системах координат, начало которых помещено в точку расположения источника излучения.

Пусть $\bar{K}_s^0(\bar{R}, \omega)$ и $\bar{K}_p^0(\bar{R}, \omega)$ - решения уравнений, соответственно, (10a) и (10b) с граничными условиями (11) в системе координат, начало которой помещено в точку расположения источника излучения (т. е. при $\bar{r}_0 \equiv 0$). Тогда в силу симметрии задачи в цилиндрической системе координат, связанной с источником излучения, отличной от нуля, будет только одна компонента:

$$K_{s,p}^0(\bar{R}, \omega) = 0, \quad K_{s,z}^0(\bar{R}, \omega) = 0, \quad (12)$$

где $R(R_1 R_2 R_3)$ - координаты точки наблюдения в системе координат, связанной с источником излучения.

Рассмотрим преобразование системы координат:

$$\bar{R}(R_1 R_2 R_3) \rightarrow \vec{r}(x_1 x_2 x_3), \quad (13)$$

тогда решения уравнений (10) с граничными условиями (11) преобразуются согласно следующему закону:

$$K_{s,i}(\bar{u}, \bar{r}_0, \omega) = \frac{\partial x_i(R_1 R_2 R_3)}{\partial R_j} \Big|_{\bar{R}_j(\bar{r})} K_{s,i}^0(\bar{R}(\bar{r}), \omega), \quad (14a)$$

$$K_p(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega) = K_p^0(\bar{R}(\bar{r}), \omega), \quad (14b)$$

здесь r_0 - радиус вектор источника излучения в системе координат $r(x_1 x_2 x_3)$, $\frac{\partial x_i(R_1 R_2 R_3)}{\partial R_j} \Big|_{\bar{R}_j(\bar{r})}$ - матрица Якоби преобразования (12).

Уравнения (10) с граничными условиями (11) не зависят от выбора системы координат, тогда, соответственно, $\bar{K}_s(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega)$ и $K_p(\bar{r}, \bar{r}_0, \omega)$ также будут решениями.

В рассматриваемом случае естественно выбрать новую систему координат с началом отсчёта в центре диска. Тогда при переходе из цилиндрической системы координат, связанной с точечным источником излучения, в цилиндрическую систему координат (см. (12)), связанную с центром диска, выражения (14) будут иметь вид:

$$K_{s,p}(\bar{r}(\rho, \theta, z), \bar{r}_0, \omega) = -\frac{\rho_0 \sin(\theta - \theta_0)}{\sqrt{\rho_0^2 + \rho^2 - 2\rho_0\rho \cos(\theta - \theta_0)}} K_{s,\theta}^0(\bar{R}(\rho, \theta, z), \omega), \quad (15a)$$

$$K_{s,\theta}(\bar{r}(\rho, \theta, z), \bar{r}, \omega) = -\frac{\rho - \rho_0 \cos(\theta - \theta_0)}{\sqrt{\rho_0^2 + \rho^2 - 2\rho_0\rho \cos(\theta - \theta_0)}} K_{s,\theta}^0(\bar{R}(\rho, \theta, z), \omega), \quad (15b)$$

$$K_{s,z}(\bar{r}(\rho, \theta, z), \bar{r}_0, \omega) = 0, \quad (15c)$$

$$K_p(\bar{r}(\rho, \theta, z), \bar{r}_0, \omega) = K_p^0(\bar{R}(\rho, \theta, z), \omega). \quad (15d)$$

Здесь использован явный вид преобразования (12) для параллельного переноса цилиндрической системы координат:

$$\rho^2 = \rho_0^2 + R_p^2 - 2\rho_0 R_p \cos(R_\theta - \theta_0), \quad (16a)$$

$$\frac{\sin(R_\theta - \theta_0)}{\rho} = \frac{\sin(\theta - \theta_0)}{R_p}. \quad (16b)$$

Сумма полей вида (15) в силу линейности операции также будет являться решением линейной системы уравнений (10) с граничными условиями (11). Тогда, используя (6) и (15) для скорости смещения $\bar{u}(\bar{r}, t)$ в каждой точке геологической среды \bar{r} , порождённой излучающим диском площади S , можно записать выражения:

$$u_i(\bar{r}, \omega) = \int_S ds' \sigma(\bar{r}') A_i(\bar{r}', \omega) K_i(\bar{r}', \bar{r}, \omega), \quad (17a)$$

$$K_i(\bar{r}', \bar{r}, \omega) = \nabla_i K_p(\bar{r}', \bar{r}, \omega) + (\text{rot})_i \bar{K}_s(\bar{r}', \bar{r}, \omega), \quad (17b)$$

где $\bar{r}' \equiv \bar{r}_0$ - радиус-вектор излучающей площадки ds' ; $\sigma(\bar{r}')$ - поверхностная плотность источников излучения; $A_i(\bar{r}', \omega)$ - комплексная амплитуда источника излучения.

Отметим, что в силу построения и (16a) $K_i(\bar{r}', \bar{r}, \omega)$ является векторной функцией Грина краевой задачи (10 - 11).

Для спектра кросс-корреляционной функции компонент i и j излучающего диска в точках геосреды \bar{r}_1 и \bar{r}_2 , согласно (16), получим

$$\begin{aligned} & \langle u_i(\bar{r}_1, \omega), u_j^*(\bar{r}_2, \omega) \rangle = \\ & = \iint_S ds' ds'' \langle \sigma(\bar{r}') \sigma(\bar{r}'') A_i(\bar{r}', \omega) A_j^*(\bar{r}'', \omega) \rangle K_i(\bar{r}', \bar{r}_1, \omega) K_j^*(\bar{r}'', \bar{r}_2, \omega), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по ансамблю реализаций амплитуд и поверхностных плотностей источников излучения на диске.

Вводя функцию когерентности источников излучения диска $G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega)$:

$$G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega) = \frac{\langle \sigma(\bar{r}') \sigma(\bar{r}'') A_i(\bar{r}', \omega) A_j^*(\bar{r}'', \omega) \rangle}{\sqrt{\langle \sigma(\bar{r}')^2 A_i(\bar{r}', \omega) A_j^*(\bar{r}', \omega) \rangle \langle \sigma(\bar{r}'')^2 A_i(\bar{r}'', \omega) A_j^*(\bar{r}'', \omega) \rangle}}, \quad (19)$$

перепишем (18) в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \langle u_i(\bar{r}_1, \omega), u_j^*(\bar{r}_2, \omega) \rangle = \\ & = \iint_S ds' ds'' G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega) I_{i,j}(\bar{r}') I_{i,j}(\bar{r}'') K_i(\bar{r}', \bar{r}_1, \omega) K_j^*(\bar{r}'', \bar{r}_2, \omega), \end{aligned} \quad (20)$$

где $I_{i,j}(\bar{r}') -$ средняя амплитуда скорости смещения элемента площади ds' :

$$I_{i,j}(\bar{r}') = \sqrt{\langle \sigma(\bar{r}')^2 A_i(\bar{r}', \omega) A_j^*(\bar{r}', \omega) \rangle}. \quad (21)$$

Выражение (20) имеет ясный физический смысл. Например, при $i = j$ и $\bar{r}_1 = \bar{r}_2$ (20) описывает спектральную мощность поля МИК в точке \bar{r}_1 .

Нужно отметить также, что при $i = j$ и $K_i(\bar{r}', \bar{r}_1, \omega)$, соответствующей распространению сферической волны в неограниченном пространстве, (20) приводит к теореме Ван Циттерна - Цернике [8].

Рассмотрим случай отсутствия корреляции между активными центрами излучения:

$$G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega) = \delta(\bar{r}' - \bar{r}'') \delta_{i,j}. \quad (22)$$

Тогда (20) примет вид

$$\begin{aligned} \langle u_i(\bar{u}, \omega), u_j^*(\bar{u}, \omega) \rangle &= \\ &= \int_{S'} ds' \left\langle \sigma(\bar{r}')^2 A_i(\bar{r}', \omega) A_j^*(\bar{r}', \omega) \right\rangle \left| K_i(\bar{r}', \bar{r}, \omega) \right|^2 \sim \bar{N}_a, \end{aligned} \quad (23)$$

где \bar{N}_a - среднее стационарное число активных излучающих центров (микроденераторов) [14].

Рассмотрим другой крайний случай:

$$G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega) \approx 1, \quad \forall (\bar{r}', \bar{r}''), \quad (24)$$

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

Тогда для (20) справедливо:

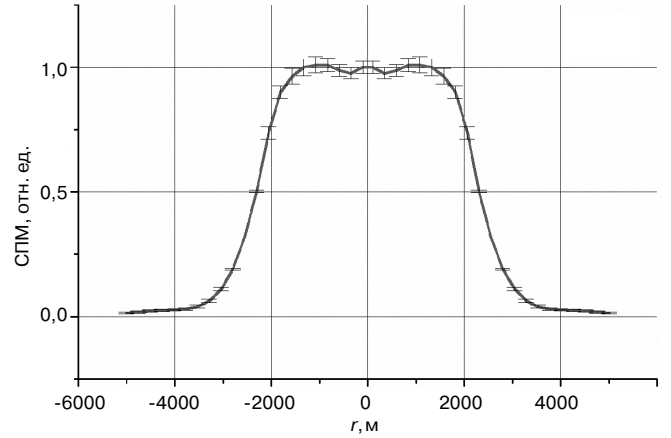
$$\begin{aligned} \langle u_i(\bar{r}_1, \omega), u_j^*(\bar{r}_2, \omega) \rangle &= \\ &= \left| \int_S ds' \sqrt{\left\langle \sigma(\bar{r}')^2 A_i(\bar{r}', \omega) A_j^*(\bar{r}', \omega) \right\rangle} K_i(\bar{r}', \bar{r}_1, \omega) \right|^2 \sim \bar{N}_a^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Рассмотрим результаты численного расчёта спектральной мощности (СПМ) (20) для микроденераторов сферических продольных волн, равномерно распределённых по тонкому диску. На рисунке изображён вид СПМ МИК залежи размерами 4 км по простиранию с глубиной залегания 1 км, $c_p \sim 4000$ м/с, $c_s = c_p \sqrt{3}$, $f = 2$ Гц. Область когерентности принята равной 50 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. Выражение (20) описывает спектральную плотность корреляторов второго порядка поля МИК излучающего диска. Левая часть (20) является наблюдаемой величиной. Конкретный вид функции $G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega)$ и $I_{i,j}(\bar{r}', \omega)$ можно выбирать исходя из модели микроденератора и ограничений, которые накладывают на поведение левой части натурные наблюдения.

Физический смысл $G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega)$ прозрачен. Функция $G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'', \omega)$ описывает степень согласованности (когерентность) излучения различными элементами диска. При этом формируется “мгновенное” распределение по поверхности диска синхронизированных когерентных излучающих областей, так называемых “активных” центров [12, 13] с характерным размером порядка L_c . При этом функция $G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'')$ зависит от L_c как от параметра.

Одним из возможных механизмов формирования таких когерентных областей могут быть поверхностные волны сейсмологического диапазона частот. Действительно, например, поверхностные волны, порождённые океанской волноприбойной деятельностью ($\sim 0,3 - 0,5$ Гц), в некоторых случаях достигают длины около 10 км. Учитывая, что затухание волн Рэлея составляет порядок на глубине примерно равной длине волны, такие волны практически не затухают на глубинах залегания про-



СПМ излучающего Р-волны диска с радиусом 2км в зависимости от удалённости от центра диска (нормировка на максимум СПМ)

дуктивных горизонтов. Далее, если такая волна “задевает” залежь и запускает механизмы активизации излучения, то область когерентности L_c можно оценить как

$$L_c \geq 0,25 c_R / f_e \sim \frac{\lambda_R}{40}, \quad (26)$$

где c_R, λ_R - соответственно, скорость и длина волны Рэлея, f_e - частота излучения залежи. То есть для инфразвуковых колебаний (первые единицы герц) $L_c \sim 10^1 - 10^2$ м. Эти рассуждения позволяют сделать оценку вида функции $G_{i,j}(\bar{r}', \bar{r}'')$.

Как уже было сказано, вид функций $I_{i,j}(\bar{r}')$, $K_s^0(\bar{r}', \omega)$ и $K_p^0(\bar{r}', \omega)$ зависит от выбора “модели микроденераторов” [12, 13]. Все величины в правой части (20), с учётом (15), либо известны из опубликованных работ, либо допускают разумную оценку их вида. Таким образом, формула (20) даёт возможность связать “модели микроденераторов” и наблюдаемые на земной поверхности величины.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП (Госконтракта № 02.515.11.5096).

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдазимов У., Джалалов М. С., Хадиев М. В., 2009, Термодинамические и геологические условия образования газового конденсата в объёме газовых скоплений на примере Бухаро-Хивинского нефтегазоносного региона: Узбекский журнал нефти и газа, 3.
2. Алексеев А. С., Дедов В. П., Тригубович Г. М., 2007, Геофизики должны хорошо знать механику: Геофизика, 3, 55 - 62.
3. Арутюнов С. Л., Лошкарёв Г. Л., Графов Б. М. и др., 1995, Способ виброрейсморазведки при поисках нефтегазовых месторождений: Патент РФ №.2045079.
4. Арутюнов С. Л., Графов Б. М., Лошкарёв Г. Л. и др., 1996, Способ виброрейсморазведки при поиске нефтегазовых месторождений: Патент РФ №.2054697.

5. Арутюнов С. Л., и др. 1993, Прямой метод акустической низкочастотной разведки на нефть и газ: Международная научная конференция Геофизика и современный мир: Сборник рефератов докладов. Сессия С. С2.Р15: М., 1993.
6. 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.
7. 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: Казань, 113 - 120.
8. Борн М., Вольф Э., 1973, Основы оптики: М., Наука.
9. Бреховских Л. М., 1973, Волны в слоистых средах, 2-е изд.: М., Недра.
10. Кауфман А. А., Левшин А. Л., 2006, Введение в теорию геофизических методов. Ч. 5: М., Недра.
11. Корчагин С. А. Механизм низкочастотных резонансов в пористой породе: Геофизика, 2000, **6**, 30 - 36; Корчагин С. А. Исправления к [11]: Геофизика, 2002, **6**, 75 - 76.
12. Кузнецов О. Л., Графов Б. М., Суңцов А. Е., Арутюнов С. Л., 2003, Технология АНЧАР: о теории метода: Геофизика. Спецвыпуск Технология сейсморазведки-II, 103 - 107.
13. Кузнецов О. Л., Арутюнов С. Л. и др., 2003, Теоретические представления о модели инфразвукового излучения нефтегазовой залежи в технологии АНЧАР: Международная геофизическая конференция и выставка Геофизика XXI века - прорыв в будущее: М., 2003.
14. Суңцов А. Е., Графов Б. М., Арутюнов С. Л. Капельно-пузырьковая модель излучающей залежи УВ (в настоящем номере).

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.

Сергей Николаевич СМИРНОВ - студент 5-го курса механико-математического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова.