

ОБЛАСТИ ЛОКАЛЬНОГО ПониЖЕНИЯ ДАВЛЕНИЙ КАК ВЕРОЯТНЫЕ АККУМУЛЯТОРЫ ФЛЮИДОВ В ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Б.П. Сибиряков^{1,2}, Е.Б. Сибиряков¹

¹ Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Россия

Работа посвящена обнаружению областей пониженного давления в слоистых структурах, содержащих антиклинальные поднятия. Для сравнительно пологих структур даются простые формулы расчета разрыва давлений на границах. Для структур с большими углами наклона используются методы граничных интегральных уравнений. Показано, что области пониженного давления могут быть не только вблизи купола, но и на расстояниях, смещенных по горизонтали от вершины купола, причем это смещение порядка амплитуды самой структуры. Очевидно, что прогноз напряженного состояния геологических структур представляет достаточно сложную задачу, которая для разных классов структур имеет свою специфику. Тем не менее некоторые элементы напряженного состояния, имеющие важный геологический смысл, например, области пониженных давлений, куда должны устремляться флюиды, рассчитываются сравнительно просто и связаны не только с углами падения структуры, но и с кривизной антиклинальной поверхности в каждой точке. Отрицательная кривизна антиклинальных структур вызывает дополнительное боковое растяжение пород и способствует дальнейшему падению горного давления в окрестности купола структуры.

Разрыв давлений на границе раздела, слоисто-однородная среда, зоны пониженных давлений, метод граничных интегральных уравнений.

LOCAL PRESSURE LOWS AS POSSIBLE SINKS OF FLUIDS IN GEOLOGIC STRUCTURES

B.P. Sibiriyakov and E.B. Sibiriyakov

Local pressure lows in layered sections perturbed by anticlinal structures are studied analytically using equations for pressure change across interfaces. They are simple equations of pressure difference for low-angle structures and boundary integral equations for steeply dipping anticlines. Pressure may decrease locally near the crests of anticlines, as well as away from them at distances commensurate to the anticline height. Predicting stress patterns, which are specific for different groups of geologic structures, is a difficult task. However, some components of the stress field, such as low-pressure zones which may act as sinks for fluids, are relatively easy to constrain. Stress in these zones depends on the dip of anticlines and their curvature at each surface point. Negative curvature causes additional lateral extension and promotes further decrease of overburden pressure around the crests.

Pressure change across interface, layered-homogeneous medium, pressure low, boundary integral equation

ВВЕДЕНИЕ

Построению трехмерных гидродинамических моделей подземных резервуаров в настоящее время уделяется недостаточное внимание. В результате обработки сейсмических данных выявляются в основном лишь границы структур. В то же время информация о напряженно-деформированном состоянии нефтяного пласта может быть весьма полезна. Например, области повышенных значений второго инварианта тензора напряжений (интенсивность касательных напряжений) могут быть зонами повышенной пористости и проницаемости. Также, зная тензор напряжений в объеме, можно вычислить преимущественную ориентацию трещин [Сибиряков и др., 2004]. Разумеется, эти данные могут рассматриваться как предварительные, ибо для движения флюидов требуется некоторая транспортная система.

Знание распределения давления в объеме даже более важно. Области пониженного давления могут быть естественными природными насосами и аккумулировать флюиды (при наличии пор и трещин в продуктивном пласте). Для расчета напряженного состояния подземных резервуаров необходимо знать скорости продольных и поперечных волн, а также плотность. В работе [Сибиряков и др., 2004] был использован приближенный алгоритм расчета напряженного состояния для структур с очень малым углом наклона. Там же было показано, что даже в случае горизонтально-слоистых напластований

DOI: 10.15372/GiG20150710

© Б.П. Сибиряков, Е.Б. Сибиряков, 2015

(плоскопараллельной среды) напряженное состояние уже не является гидростатическим. Вертикальные напряжения в этом случае равны весу вышележащих пород P , в то время как горизонтальные напряжения существенно меньше и равны $P(1 - 2\gamma^2)$, где $\gamma = v_s/v_p$ есть отношение скоростей поперечных и продольных волн. Показатели по интервальным скоростям продольных волн брали по результатам обработки значений 3D сеймики, плотность и скорости поперечных волн были экстраполированы из скважинных данных.

В работе будет представлен еще более простой, чем упомянутый выше, приближенный способ расчета напряженного состояния в случае небольших углов наклона купола и алгоритм, основанный на методе граничных интегральных уравнений, в случае достаточно крутой структуры.

ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТЫЕ СТРУКТУРЫ

Определение напряжений в трехмерных структурах требует интегрирования уравнения равновесия с граничными условиями на поверхности слоев. Если имеется слоистая среда с пологими структурами, то в нулевом приближении можно рассмотреть напряженное состояние горизонтально-слоистой среды. Даже в этом простейшем случае оно не является гидростатическим. Если g — ускорение силы тяжести, а ρ — ее плотность, то вертикальное напряжение $\sigma_{zz} = -\rho gz$ просто равно весу вышележащих пород. Если использовать закон Гука в форме $\sigma_{ik} = \lambda\theta\delta_{ik} + 2\mu e_{ik}$, то $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \lambda e_{zz}$, а $\sigma_{zz} = (\lambda + 2\mu)e_{zz}$, прочие компоненты тензора напряжений есть ноль. Следовательно, напряженное состояние не является гидростатическим. Отношение напряжений зависит от отношения скоростей поперечных и продольных волн:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{zz}} = \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} = 1 - 2\gamma^2, \quad \tau = \frac{\sigma_{zz} - \sigma_{xx}}{2} = \gamma^2 \sigma_{zz} = \gamma^2 \rho gz.$$

Здесь $\gamma = v_s/v_p$, τ — интенсивность касательных напряжений, т.е. мера уклонения от гидростатического напряженного состояния. Давление есть след тензора напряжений:

$$P = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3} = -\rho gz \left(1 - \frac{4}{3}\gamma^2\right) = P_0 \left(1 - \frac{4}{3}\gamma^2\right),$$

где P_0 есть вес вышележащих пород. Таким образом, давление не только меньше веса вышележащих пород, но и испытывает скачок при переходе из слоя в слой, если при этом изменяется величина отношения скоростей поперечных и продольных волн. Этот скачок равен: $\Delta P = \frac{4}{3}(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)P_0$. Очень интересна ситуация, когда на верхнем слое отношение γ меньше, чем на нижнем. В этом случае давление на границе скачком уменьшается (по модулю), так что нижележащий слой становится областью низкого давления, и, соответственно, вероятным аккумулятором флюидов. Зависимость давления от глубины в горизонтально-слоистой среде представлена на рис. 1. На глубине H проходит граница раздела. Справа $\gamma_1 > \gamma_2$ и скачок давлений положителен, справа ситуация противоположная и скачок давлений отрицателен.

ПОЛОГИЕ АНТИКЛИНАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ

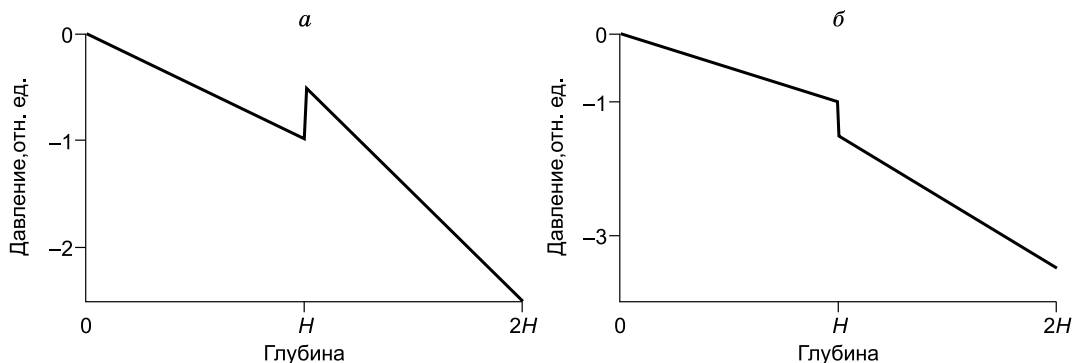


Рис. 1. Зависимость давления от глубины в горизонтально-слоистой структуре.

a — отношение γ сверху меньше, чем снизу, давление на границе раздела скачком уменьшается (по модулю); *б* — отношение γ сверху больше, чем снизу, давление на границе раздела скачком увеличивается (по модулю).

При наличии структуры требуется решить гораздо более сложную систему уравнений равновесия с условиями жесткого контакта на границе раздела.

Допустим, что на границе раздела $z = z_0(x, y)$ компоненты вектора нагрузки имеют вид:

$$p_x = -\rho g z_0(x, y) n_x; \quad p_y = -\rho g z_0(x, y) n_y; \quad p_z = -\rho g z_0(x, y).$$

Это предположение связано с малостью вклада интеграла Пуассона в поле перемещений (и нагрузок) по объему структуры в сравнении с аналогичным полем, обусловленным весом вышележащих пород. Условие заведомо не выполнено на сравнительно малых глубинах залегания структур, но для глубин более одного километра и амплитуды структур порядка сотни метров и менее это предположение оправдано и тем лучше работает, чем глубже расположена структура. Если интеграл Пуассона по объему структуры V_s очень мал по сравнению с объемом вмещающих пород V_1 , то разностью второго и третьего интегралов можно пренебречь, и поле вертикальных перемещений представляется элементарной формулой:

$$u_k^1 = \frac{1}{V_s^2} \int_{s_1} \Gamma_{kz}^{(1)}(x, y) dV_y + \frac{1}{V_s^2} \int_{s_1} \Gamma_{kz}^{(1)}(x, y) dV_y - \frac{1}{V_s^2} \int_{s_2} \Gamma_{kz}^{(2)}(x, y) dV_y = -\rho_1 g \frac{z^2}{2(\lambda + 2\mu)}.$$

Далее примем, что горизонтальные компоненты перемещения на границе $z = z_0(x, y)$ с хорошей степенью точности связаны с вертикальными следующими соотношениями: $u_x = u_z \cos(n, x)$; $u_y = u_z \cos(n, y)$. Разумеется, такое предположение не годится для структур с большими углами наклона, и справедливость его весьма ограничена. Тем не менее это простое допущение на самом деле достаточно содержательное, что будет видно из дальнейшего рассмотрения. Оно позволяет связать некоторые элементы напряженного состояния не только с физическими параметрами слоев, но и с геометрией структур, т.е. с углами наклона структуры и ее кривизной. При этом роль упомянутых выше факторов различна на разных глубинах, что является весьма неожиданным. В безграничном пространстве вертикальное перемещение определяется элементарной формулой $u_z = -\rho_1 g \frac{z_0^2}{2(\lambda + 2\mu)}$. Суть предположения состоит в том, что на границе $z = z_0(x, y)$ поле перемещений дается приближенной формулой $u_z = -\rho g \frac{z_0^2(x, y)}{2(\lambda + 2\mu)}$. Поэтому

$$e_{xx}[z_0(x, y)] = -u_{z,x} \frac{z_{0x}}{\sqrt{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2}} - u_z \frac{z_{0xx}}{\sqrt{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2}} \left(1 - \frac{z_{0x}}{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2} \right), \quad (1)$$

где $u_{z,x} = -\frac{\rho g z_0 z_{0,x}}{\lambda + 2\mu}$. Формулу (1) можно переписать в виде:

$$e_{xx}[z_0(x, y)] = -\frac{\rho g z_0}{\lambda + 2\mu} \frac{z_{0x}^2}{\sqrt{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2}} - \frac{\rho g z_0^2}{2(\lambda + 2\mu)} \frac{z_{0xx}}{\sqrt{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2}} \left(1 - \frac{z_{0x}}{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2} \right). \quad (2)$$

Полная дилатация (относительное уплотнение или разуплотнение) на границе $z = z_0(x, y)$ дается приближенной формулой:

$$\theta[z_0(x, y)] = -\frac{g z_0}{v_p^2} \left(1 + \frac{z_{0x}^2 + z_{0y}^2}{\sqrt{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2}} \right) - \frac{g z_0^2}{2v_p^2} \frac{(z_{0xx} + z_{0yy})}{\sqrt{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2}} \left(1 - \frac{z_{0x} + z_{0y}}{1 + z_{0x}^2 + z_{0y}^2} \right).$$

Плоская дилатация $e_{xx} + e_{yy}$ в случае отрицательной кривизны структуры есть растяжение, которое снижает полную дилатацию и, следовательно, давление по обе стороны границы. По сравнению с горизонтально-слоистой структурой давление будет меньше именно благодаря возникновению плоской дилатации. В зависимости от угла наклона и кривизны структуры влияние плоской дилатации (т.е. отличие напряженного состояния от горизонтально-слоистой среды) может быть как значительным, так и

пренебрежимо малым. В данном приближении вертикальная компонента деформации $\left(e_{zz} = -\frac{gz_0}{v_p^2} \right)$ не зависит от плотности пород, а только от глубины и скорости продольных волн. Если на границе $z = z_0(x, y)$ имеет место скачок скорости продольной волны, то тем самым возникает скачок как вертикальной деформации, так и дилатации в целом. Что касается полной дилатации, то она зависит не только от упомянутых параметров (скорости поперечных и продольных волн), но также и от конфигурации структуры. Влияние структуры проявляется в виде суммарного эффекта углов наклона (первые производные по горизонтальным координатам) и кривизны (вторые производные). Очевидно, что если скорости продольных волн не меняются при переходе через границу (случай весьма редкий), то дилатация непрерывна, а в общем случае, конечно, терпит разрыв. Давление есть произведение дилатации на модуль всестороннего сжатия, который также меняется при переходе через границу раздела. В формуле (2) следует понимать, что $z = z_0(x, y)$. В антиклинальных структурах знак второй производной, связанный с кривизной, отрицательный. Для сферического купола второе слагаемое в (3) по модулю может быть как больше первого, так и меньше его. Поэтому антиклинальная структура действует как фактор изменения давления нетривиальным образом. В тех местах, где углы наклона максимальны, возникает дополнительное сжатие. В окрестности купола влияние углов минимально, и главный вклад в эффект понижения давления вносит кривизна структуры. Что касается вклада первого слагаемого в (3), связанного только с углами наклона, то он положителен, т.е. давление монотонно возрастает с ростом тангенса угла наклона. В целом для структур большой протяженности влияние геометрических параметров самой структуры на понижение давления сравнительно мало. Здесь главную роль играет скачок отношения скоростей продольных и поперечных волн на поверхности антиклинального поднятия.

По формуле (3) на границе вычисляется дилатация и давление. Оно разрывается на границе, если при переходе через нее рвется отношение скоростей продольных и поперечных волн. В этом приближении дилатация и давление зависят от углов наклона границы и кривизны структуры. Далее определялась зависимость плоской дилатации от первого и второго слагаемого в (3), т.е. от углов наклона и кривизны структуры. Выяснилось, что влияние кривизны на падение давления в типичных геологических структурах может существенно превосходить влияние углов, что является неожиданным результатом.

Поверхность пологой антиклинальной структуры задавалась явной формулой:

$$z_0 = H - h * \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right). \quad (4)$$

При этом H принимало значения 3000 и 1500 м, h (амплитуда структуры) была постоянной и равнялась 50 м, параметр a (эффективная ширина структуры) принимал значения 1000 и 500 м. Данные параметры изменялись для того, чтобы определить влияние глубины и эффективной ширины антиклинальной структуры на величину плоской дилатации и падение давления в окрестности купола.

На рис. 2 представлено отношение плоской дилатации, обусловленной углами наклона структуры, к вертикальной деформации при $H = 3000$ м, $a = 1000$ м (первое слагаемое в (3)). По горизонтальной оси отложено расстояние (м) от центра структуры, по вертикальной оси — дополнительная радиальная деформация сжатия, отнесенная к вертикальной деформации. Видно, что влияние углов наклона на дополнительное сжатие незначительно в сравнении с вертикальным сжатием. На рис. 3 для той же ситуации дано влияние кривизны структуры (отрицательной кривизны) на радиальное растяжение (т.е. второе слагаемое в (3)). Видно, что эффект растяжения более значительный и составляет примерно треть

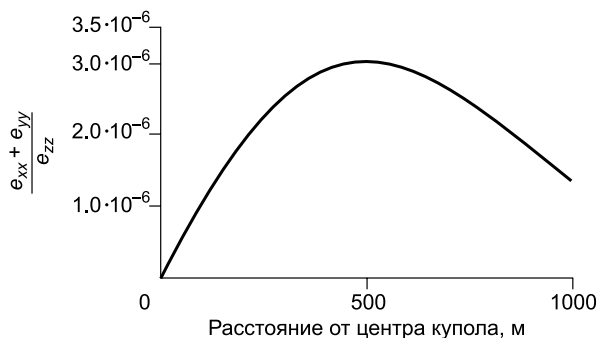


Рис. 2. Вклад углов наклона в дополнительное сжатие в зависимости от расстояния от центра купола и точки наблюдения.

$H = 3000$ м, $a = 1000$ м.

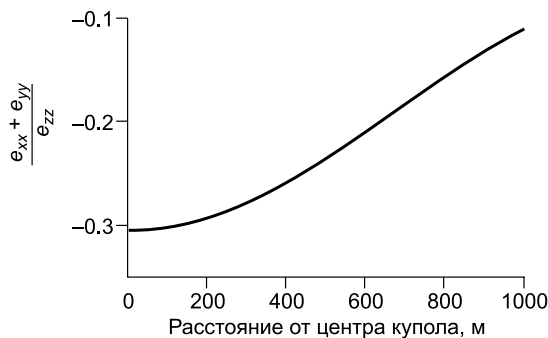


Рис. 3. Вклад кривизны структуры в горизонтальное растяжение в зависимости от расстояния между центром купола и точкой наблюдения.

$H = 3000$ м, $a = 1000$ м.



Рис. 4. Вклад углов наклона в дополнительное сжатие в зависимости от расстояния от центра купола и точки наблюдения.

$H = 3000$ м, $a = 500$ м.

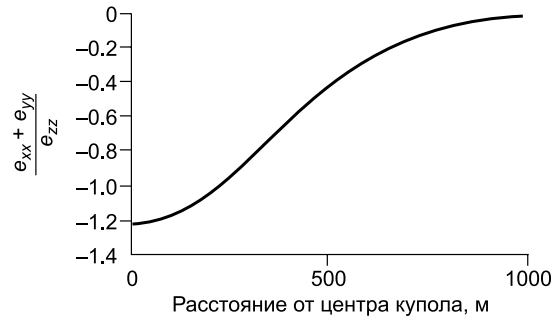


Рис. 5. Вклад кривизны структуры в горизонтальное растяжение в зависимости от расстояния между центром купола и точкой наблюдения.

$H = 3000$ м, $a = 500$ м.

вертикальной деформации. Для структуры с вдвое меньшим горизонтальным размером, но с той же амплитудой аналогичные зависимости проявляются более резко. На рис. 4, 5 представлены те же зависимости, что и на рис. 3, 4, но при $H = 3000$ м, $a = 500$ м. Влияние углов наклона незначительное, в то время как отрицательная кривизна структуры вносит в поле деформаций вклад, превышающий единицу, т.е. превышающий вертикальную деформацию. На рис. 6, 7 те же зависимости представлены при $H = 1500$ м, $a = 1000$ м. Видно, что роль кривизны падает с уменьшением глубины.

ПРОИЗВОЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ

Несмотря на то, что указанные задачи представляют значительный интерес, до последнего времени были только отдельные работы, посвященные геологическому смыслу точных и приближенных методов решения задач геодинимики нефтегазоносных структур. Здесь математические методы граничных интегральных уравнений представляются особенно интересными, так как они приспособлены для решения задач, при которых горизонтальные координаты не имеют ограничений по протяженности. Лишь совсем недавно [Manolis, Dineva, 2015] вышла обзорная работа, посвященная методам граничных интегральных уравнений для решения геологических задач. В данной статье не предполагается подробное рассмотрение этих вопросов, поэтому ограничимся лишь кратким изложением некоторых численных результатов.

Формулировка задачи. При наличии структур произвольной формы все ранее приведенные рассуждения становятся неприменимыми. В этом случае необходимо интегрировать систему уравнений упругого равновесия с учетом гравитационных сил. Иными словами, необходимо найти решение неоднородного уравнения упругого равновесия



Рис. 6. Вклад углов наклона в дополнительное сжатие в зависимости от расстояния от центра купола и точки наблюдения.

$H = 1500$ м, $a = 1000$ м.

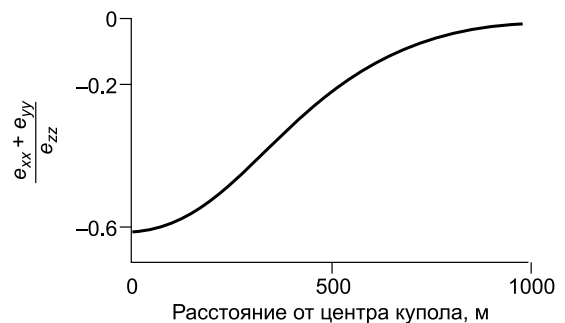


Рис. 7. Вклад кривизны структуры в горизонтальное растяжение в зависимости от расстояния между центром купола и точкой наблюдения.

$H = 1500$ м, $a = 1000$ м.

$$\mu \Delta U_i + (\lambda + \mu) \text{grad}_i \text{div} \mathbf{U} = -\rho g e_z \quad (5)$$

(λ и μ — упругие модули, ρ — плотность, g — ускорение свободного падения, e_z — направление силы тяжести, \mathbf{U} — вектор перемещений), которое бы на границе раздела, задаваемой уравнением (рис. 8)

$$\begin{cases} x = r \cos \varphi \\ y = r \sin \varphi \\ z = -0.5 + 0.25 \times \exp(-10r^2), \end{cases} \quad (6)$$

удовлетворяло бы условиям жесткого контакта (непрерывность вектора перемещений, нулевая векторная сумма нагрузок сверху и снизу). При этом параметр r изменялся от 0 до 1 с шагом 1/200, φ от 0 до 2π с шагом $\pi/100$, верхняя (свободная) граница была плоской ($z = 0$). Параметры среды выше границы раздела $\lambda^+ = \mu^+ = \rho^+ = g^+ = 1$. Ниже границы раздела параметры те же, кроме $\lambda^- = 0.8$.

1-й этап. Сначала находим частное решение уравнения (5) — вектор перемещений сверху и снизу границы раздела:

$$\mathbf{U}^+ = \left(0, 0, -\frac{\rho^+ g z^2}{2(\lambda^+ + 2\mu^+)} \right) \text{ при } z \in (-z^*, 0),$$

$$\mathbf{U}^- = \left(0, 0, -\frac{\rho^- g (z - z^*)^2}{2(\lambda^- + 2\mu^-)} - \frac{\rho^+ g z z^*}{(\lambda^- + 2\mu^-)} + \frac{\rho^+ g z^{*2}}{(\lambda^- + 2\mu^-)} - \frac{\rho^+ g z^{*2}}{2(\lambda^+ + 2\mu^+)} \right) \text{ при } z \in (-\infty, -z^*),$$

z^* в данном случае есть 0.5. Это решение в случае произвольной структуры удовлетворяет уравнениям упругого равновесия, но не удовлетворяет условиям на границе раздела слоев.

2-й этап. Находим решение однородного уравнения (7) [Новацкий, 1975], которое в сумме с частным решением, упомянутым выше, удовлетворит и уравнению (6) и всем граничным условиям (условиям жесткого контакта на границе раздела и условию нулевого вектора нагрузок на свободной поверхности)

$$\mu \Delta U_i + (\lambda + \mu) \text{grad}_i \text{div} \mathbf{U} = 0. \quad (7)$$

Найдем решение краевой задачи (а это задача смешанного типа) с помощью метода граничных интегральных уравнений, т.е. решение в любой точке объема (в том числе и на поверхности) ищется в виде:

$$U_i(x) = \frac{1}{2\pi} \int M_{ik}(x, y) F_k(y) dS_y. \quad (8)$$

Вектор нагрузок при этом удовлетворяет уравнению типа Фредгольма второго рода: $p_i(x) = F_i(x) - \frac{1}{2\pi} \int P_{ik}(x, y) F_k(y) dS_y$. Алгоритм вычисления тензоров $M_{ik}(x, y)$ и $P_{ik}(x, y)$, а также их привязки к поверхности изложен в работе [Сибиряков, 2009]. В итоге для определения вектора потенциала \mathbf{F} необходимо решить систему, где часть уравнений являются уравнениями второго рода, часть — первого. Несмотря на то, что часть уравнений являются уравнениями первого рода, обусловленность итоговой линейной системы оказалась достаточно хорошей, что позволило обойтись без использования регуляризационных процедур.

Результаты вычисления давлений на этой достаточно крутой структуре нетривиальны и представлены на рис. 9. Обращает на себя внимание тот факт, что минимум (по модулю) давления приходится не только на область, примыкающую к вершине купола (что естественно), но и на область (если точнее, то линию), где

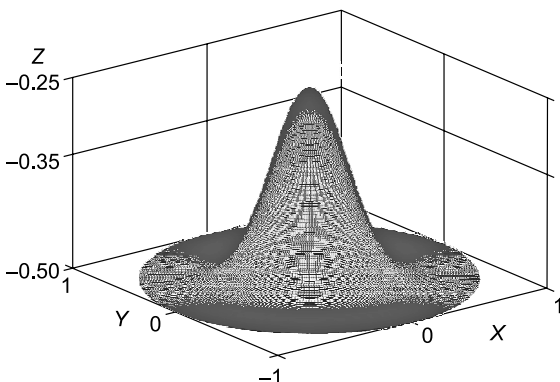
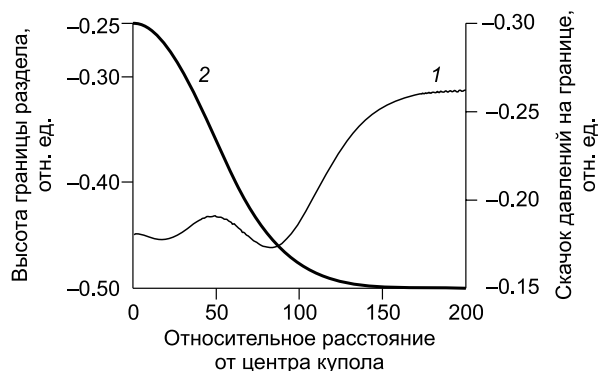


Рис. 8. Вид границы раздела сред в случае больших углов наклона.

Рис. 9. Зависимость давления на границе раздела сред (1) и высоты границы раздела (2) от номера шага по параметру r — безразмерное расстояние от центра купола.

$h = 1/200$, максимальное значение r есть единица.



глубина почти в два раза больше и где структура, как кажется, уже закончилась! Приближенные формулы типа (3) дают качественно неправильный результат расчета давлений при столь крутых границах раздела.

ОПТИМАЛЬНЫЕ МЕСТА ЗАЛОЖЕНИЯ СКВАЖИН

В качестве примера зоны пониженного давления можно привести Аригольское месторождение в Западной Сибири. Здесь разница в коэффициентах Пуассона приводит к отрицательному скачку давлений 50 атм при переходе в продуктивный пласт Ю-1-1. В работе [Сибиряков и др., 2004] было показано, что ортогональные траектории изолиний давления (для пластов малой мощности в сравнении с горизонтальными размерами структуры) совпадают с вероятными линиями тока флюидов. Области сгущения линий тока являются местами естественных стоков флюидов. Если таких областей достаточно много, то продуктивный пласт разделяется на отдельные гидродинамические анклавы. На Аригольском месторождении таких анклавов девять. Это обстоятельство, предсказанное теорией, соответствует реальности.

ВЫВОДЫ

1. Зоны пониженных давлений возникают не только в антиклинальных структурах, но и в горизонтальных слоях, если отношение скоростей продольных и поперечных волн в нижнем слое выше, чем в верхнем слое. Поиск зон пониженных давлений требует знания интервальных скоростей продольных и поперечных (либо обменных) волн, которые могут быть получены методами сейморазведки, вертикального сейсмического профилирования или с помощью лабораторных измерений. Вычислить геодинамические параметры, даже такие простые, как давление в продуктивных слоях, невозможно без знания скоростей как продольных, так и поперечных волн. Для поиска флюидов важно не столько существование антиклинальной структуры, сколько существование зон пониженного давления, даже если эта зона структурно не выражена.

2. Антиклинальная структура вызывает дополнительное растяжение и дополнительное падение давления в окрестности свода, однако эффект самой структуры может быть значительно меньше физического эффекта различия коэффициентов Пуассона на границе раздела сред. Это особенно заметно для крупных объектов, кривизна которых мала по сравнению с обратной мощностью слоя.

3. Оптимальные координаты заложения скважин определяются местами концентрации вероятных линий тока флюида. Для нахождения этих линий необходимо знать давление во всем объеме пласта. Для оценки давления в достаточно пологих структурах можно использовать приближенные формулы (3). Если углы наклона структуры превышают 15° , следует находить решение задачи упругого равновесия с выполнением всех условий на границах раздела. Распределение давлений в случае, если углы наклона превышают 45° , будет совсем не таким, как это можно ожидать, используя приведенные простые формулы. В этом случае недостаточно знать только два геометрических фактора в каждой точке поверхности структуры, т.е. углы наклона и кривизны. Простые приближенные формулы в этом случае неприменимы, поэтому необходимо находить решение сложной краевой задачи упругого равновесия.

ЛИТЕРАТУРА

- Новацкий В. Теория упругости. М., Мир, 1975, 873 с.
 Сибиряков Е.Б. Зависимость упругих модулей микронеоднородной среды от структуры порового пространства // Физическая мезомеханика, 2009, т.12, № 1, с. 115—120.
 Сибиряков Б.П., Сибиряков Е.Б., Глебов А.Ф., Нестеров В.Н., Соколов Е.П. Прогноз напряженного состояния и элементов гидродинамики флюида по данным многоволновой сейморазведки // Геология и геофизика, 2004, т. 45 (6), с.752—759.
 Manolis G.D., Dineva P.S. Elastic waves in continuous and discontinuous geological media by boundary integral equation methods: A review // Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 2015, v. 70, p. 11—29.

Рекомендована к печати 8 декабря 2014 г.
 М.И. Эповым

Поступила в редакцию 27 августа 2013 г.,
 после доработки — 19 мая 2014 г.