П. В. Крауклис, Л. А. Крауклис

К ЗАДАЧЕ ПРОСЛЕЖИВАНИЯ ГЛУБОКИХ ЗОН ТРЕЩИНОВАТОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИМИ НАБЛЮДЕНИЯМИ

Задача выдения и прослеживания глубоких зон трещиноватостей дилатансионного и тектонического типов, в том числе связанных с месторождениями углеводородов, является важной задачей, для решения которой используются методы сейсморазведки. Основная трудность, которая встречается на этом пути, связана с малой изученностью природы волнового поля, возникающего в коллекторах-пластах, насыщенных флюидом и в нахождении таких параметров поля, которые контролировались бы насыщенностью коллектора и отсутствовали бы в слабо проницаемых породах. В последнее время появились сообщения о так называемом эффекте низкочастотного отклика скоплений углеводородов на сейсмовибрационное воздействие. Было замечено, что при длительном действии наземных вибраторов, работающих в инфразвуковом диапазоне частот и находящихся в пределах контура месторождения, в регистрируемом рассеянном поле наблюдаются аномалии частотных характеристик, отсутствующие при наблюдении вне этого контура.

Представляет интерес рассмотреть природу этого явления с позиций феномена медленной волны в трещиноватом пласте-коллекторе. В работе [1] было показано, что в коллекторе-пласте, состоящем из чередующихся экстра тонких жидких и твердых слоев и находящемся внутри упругой среды, может распространяться медленная волна. Прежде чем говорить об особенностях этой волны, рассмотрим модель бесконечной среды, состоящей из материала пласта. Обозначим плотности чередующихся жидких и твердых слоев через ρ_1 и ρ_2, скорости продольных и поперечных волн соответственно через v, v_{p2} и v_{s2}, мощности отдельных слоев через h_1 и h_2, трещинную пористость среды через $\varepsilon_1 = h_1/h_1 + h_2$. Известно [2], что в такой среде в пределе при частоте, стремящейся к нулю, вдоль слоев распространяются три волны со скоростями $v_1 > v_2 > v_3$. Первые две волны называются квазипродольной и пластинчатой волнами. Волна со скоростью v_3 является самой медленной волной. При очень малой пористости $\varepsilon_1 \ll 1$ скорость ее определяется из равенства:

$$v_3 = 2v_{s2}\sqrt{\varepsilon_1(1-\gamma^2)\frac{\rho_2}{\rho_1}}, \quad \gamma = \frac{v_{s2}}{v_{p2}}. \tag{1}$$

Если теперь трещиноватый слой имеет конечную мощность h и находится внутри упругой среды с параметрами ρ_0, v_{s0}, v_{p0}, то в нем возникает интерференционная медленная волна с фазовой скоростью $v_{\text{ф}}$, определяемой из решения дисперсионного уравнения для симметричных колебаний слоя:

$$\operatorname{tg}\frac{kh\bar{\alpha}}{2} = \frac{\bar{\rho}\rho_0\alpha_0 v_{\text{ф}}^2}{\mu_0^2\bar{\alpha}R_0}, \tag{2}$$

где:

$$\alpha_0 = \sqrt{1 - v_{\text{ф}}^2/v_{p_0}^2}, \quad R_0 = (2 - v_{\text{ф}}^2/v_{s0}^2)^2 - 4\alpha_0\beta_0,$$

$$\beta_0 = \sqrt{1 - v_{\text{ф}}^2/v_{s0}^2}, \quad \bar{\rho} = \rho_1\varepsilon_1 + (1-\varepsilon_1)\rho_2,$$

$$\bar{\alpha} = \left\{\bar{\rho}c\frac{(v_{\text{ф}}^2 - v_1^2)(v_{\text{ф}}^2 - v_3^2)}{v_{\text{ф}}^2 - v_2^2}\right\}^{1/2}, \quad c = \frac{\varepsilon_1}{\rho_1 v^2} - \frac{1-\varepsilon_1}{\rho_2 v_{p2}^2}.$$

В случае выполнения требования малости мощности слоя h по сравнению с длиной волны $\lambda(kh\bar{\alpha} \ll 1)$ и при малом значении пористости $(\varepsilon_1 \ll 1)$ для фазовой скорости волны можно записать явное выражение

$$v_{\text{ф}} = \left(\frac{(1-\gamma_0^2)\rho_0\varepsilon_1}{\rho_1}\right)^{1/3}(\omega h)^{1/3}v_{s0}^{2/3} = \\ = \left(\frac{(1-\gamma_0^2)\rho_0\varepsilon_1}{\rho_1}\right)^{1/2}(kh)^{1/2}v_{s0}. \tag{4}$$

Из (4) следует, что в рассматриваемом приближении скорость медленной волны не зависит от модулей упругости материала коллектора, а определяется плотностью флюида. В общем случае произвольных длин волн дисперсия медленной волны находится численно. В работе [1] приводятся кривые фазовой $v_{\text{ф}}$ и групповой $v_{\text{гр}}$ скоростей в общем случае произвольных частот. Там же показано, что при неограниченном росте частоты обе скорости приближаются к скорости медленной волны в неограниченном по вертикали коллекторе. Из формулы (4) также следует, что сдвиговый модуль упругости вмещающей среды, моделирующей покрышку коллектора, оказывает большое влияние на скорость медленной волны и на ее дисперсию.

Приведенные данные показывают, что медленная волна представляет собой захваченную коллектором моду, энергия которой достаточно быстро убывает с расстоянием от слоя. Поэтому в случае бесконечно протяженного глубоко залегающего коллектора-пласта медленную волну практически невозможно возбудить наземными источниками. Однако в реальных условиях коллекторы имеют конечную протяженность L, ограниченную сверху, например, контуром месторождения. Поэтому при падении волны на конечный по латерали пласт вследствие дифракции на концах в нем образуется сильная горизонтально поляризованная волна, являющаяся при длительном возбуждении источником сильного рассеянного поля с максимумами спектра в области приближенного равенства длины коллектора полудлине волны $L = \lambda/2$. Простые расчеты показывают, что для модели с параметрами:

$$v_{p0} = 3750,\ v_{s0} = 1850\,\text{м/с},\ \rho_0 = 2.45,\ \rho_1 = 1\,\text{г/см}^3,$$
$$h = 10\,\text{м},\ \varepsilon_1 = 0.1,\ f = 10\,\text{гц}$$

длина L приблизительно равна 300 м. Для проверки этого предположения можно использовать скважинные наблюдения, но для этого предварительно нужно изучить явления конверсии медленной волны в трещиноватом слое в трубную волну в скважине. Рассмотрим эту задачу в низкочастотном приближении, считая длину волны больше мощности слоя и много больше радиуса скважины $\lambda > h \gg a$.

Опуская промежуточные рассуждения, с которыми можно познакомиться по работам [3–5], приведем сразу уравнение движения для давления p в трубной волне, возникающего при действии в среде эффективного напряжения σ_{eff}, вызываемого приходящей медленной волной

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{v_T^2}\,\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 2p\,\frac{\partial^2 \sigma_{\text{eff}}}{\partial t}, \tag{5}$$

где v_T – скорость трубной волны при частоте $f \to 0$, $\gamma = v_{s0}/v_{p0}$, u_r, u_z – радиальные и вертикальные смещения стенок скважины,

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{3-4\gamma^2}{2(1-\gamma^2)}\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + (1-2\gamma^2)\frac{\partial u_z}{\partial z}\right). \quad (6)$$

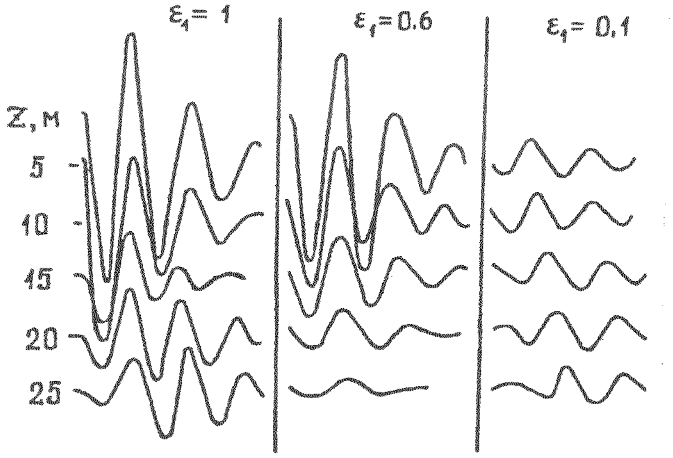

Рис. 1. Сейсмограмма трубной волны для трех значений пористости. Параметры модели: $v_{p0} = 3000$м/с, $v_{s0} = 1500$м/с, $\rho_0 = 2.5$г/см^3, $v = 1600$м/с, $\rho_1 = 1.2$г/см^3, $v_{p2} = 3000$м/с, $v_{s2} = 1500$м/с, $\rho_2 = 2.5$г/см^3, $f_0 = 50$гц, $H = 10$м, $r = 50$м.

Граничные условия заключаются в выполнении условий излучения и равенстве давления в трубной волне давлению во флюиде, насыщающем слой. Решение этой краевой задачи для источника типа центра расширения с функцией времени типа

$$f(t) = \begin{cases} 4\alpha t e^{-\alpha t}\sin\omega_0 t, & t \geqslant 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases}$$

где:

$$f_0 = \omega_0/2\pi = 50\,\text{гц}, \quad \alpha = 0.79\omega_0/\pi$$

показывает, что сейсмограмма давления состоит из трех слагаемых: нераспространяющейся диффузной части, распространяющейся трубной волны, возбужденной реакцией стенок скважины, и трубной волны, возбужденной в месте пересечения коллектора скважиной. Нами были рассчитаны сейсмограммы для некоторых моделей среды и слоя. Координата z отсчитывается от

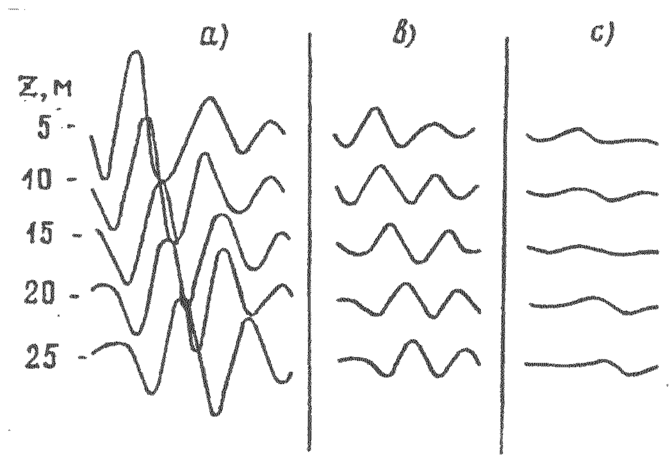

Рис. 2. Сейсмограмма трубной волны при различных параметрах окружающей среды (Параметры трещиноватого слоя те же, что и на Рис. 1):
а) $v_{p0} = 2000$м/с, $v_{s0} = 1200$м/с, $\rho_0 = 2$г/см^3,
б) $v_{p0} = 3000$м/с, $v_{s0} = 1500$м/с, $\rho_0 = 2.5$г/см^3,
с) $v_{p0} =$4000м/с, $v_{s0} = 2500$м/с, $\rho_0 = 3$г/см^3.

границы коллектора, а время от начала прихода медленной волны к скважине. Источник находился на расстоянии $H = 10$м от границы слоя, имеющего мощность $h = 18$м. На Рис. 1 приводятся сейсмограммы трубной волны с шагом 5м по оси скважины. Были взяты три значения пористости $\varepsilon_1 = 1,\ 0.6,\ 0.1$, из которых первое значение соответствует задаче с жидким слоем, рассмотренной ранее, и было взято для контроля точности счета. Обращает на себя внимание значительное убывание амплитуды волны с уменьшением пористости слоя. Для оценивания влияния параметров окружающей среды на динамику трубной волны варьировались скорости в среде при сохранении постоянными остальных параметров модели и равенстве пористости $\varepsilon_1 = 0.1$. С ростом скорости в среде амплитуда волны резко уменьшается, что хорошо видно из Рис. 2.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (No. 96-05-66207 и 96-01-00666).

Литература

1. П. В. Крауклис, Г. М. Голошубин, Л. А. Крауклис, *Медленная волна в слое с конечной пористостью.* — Зап. научн. семин. ПОМИ **210** (1994), 146–153.
2. Л. А. Молотков, *Об особенностях распространения волн в слоистых моделях трещиноватых сред.* — Зап. научн. семин. ЛОМИ **173** (1988), 123–133.
3. П. В. Крауклис, Л. А. Крауклис, *Возбуждение трубной волны в скважине медленной волной, распространяющейся в жидком слое.* — Зап. научн. семин. ПОМИ **230** (1995), 115–124.
4. J. E. White, *Seismic waves: radiation, transmission and attenuation.* New-York, V. 302, No. 4, Mc Graw-Hill, 1965.
5. А. М. Ионов, *Структура трубной волны, возбуждаемой релеевской волной от взрывного источника.* — Изв. РАН, Физика Земли **7–8** (1994), 152–155.

Krauklis P. V. and Krauklis L. A. To the problem of mapping of the deep cracked zones by seismic observations.

The conversion of slow wave inside a cracked collector into a tube waves in a borehole is considered. Effects both of a porosity and parameters of background at the tube wave dynamics are investigated. It is shown, that elastic response of medium at the wave falling at the borehole consist of both propagating and diffusing fields.

С.-Петербургское отделение
Математического института
им. В. А. Стеклова РАН

Поступило 10 ноября 1996 г.