

УДК 539.3

ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ ПОРИСТО-УПРУГОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА. I. СВОБОДНАЯ ГРАНИЦА

Н. С. ГОРОДЕЦКАЯ

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев**Получено 20.12.2004*

Проведен анализ особенностей распространения поверхностных волн в пористо-упругом насыщенном жидкостью полупространстве со свободной границей. Показано, что для полупространства с проницаемой границей существует только одна поверхностная волна, слабо затухающая вдоль направления, а ее фазовая скорость незначительно увеличивается с частотой, стремясь к скорости поверхностной волны в эквивалентной однофазной среде. Основная часть энергии, которую переносит данная волна, сосредоточена в упругом скелете. Для непроницаемой границы существуют две поверхностные волны. Одна из них распространяется с фазовой скоростью, близкой к скорости поверхностной волны в полупространстве с проницаемой границей и затухает слабо. Вторая волна затухает сильно, и ее скорость в высокочастотном пределе стремится к скорости медленной продольной волны. Основная часть энергии, которую переносит слабо затухающая волна, сосредоточена в упругом скелете. Для сильно затухающей волны большая часть энергии сосредоточена в жидкости.

Проведено аналіз особливостей поширення поверхневих хвиль у пористо-пружному насиченому рідиною півпросторі з вільною межею. Виявлено, що для півпростору з проникною межею існує лише одна поверхнева хвиля, яка слабо загасає у напрямку поширення, а її фазова швидкість прямує до швидкості поверхневої хвилі в еквівалентному однофазному середовищі. Основна частина енергії, яка переноситься цією хвилею, зосереджена у пружному скелеті. Для непроникної границі існують дві поверхневі хвилі. Одна з них поширюється з фазовою швидкістю, близькою до швидкості поверхневої хвилі у півпросторі з проникною межею і загасає слабо. Друга хвиля загасає швидко, і її швидкість в області високих частот прямує до швидкості повільної поздовжньої хвилі. Основна частина енергії, яку переносить слабо загасаюча хвиля, сконцентрована у пружному скелеті. Для швидко загасаючої хвилі більша частина енергії сконцентрована у рідині.

Peculiarities of surface wave propagation in liquid-saturated porous-elastic half-space with a free boundary are analyzed. It is shown that there is only surface wave with low attenuation in propagation direction for the half-space with permeable boundary, and the wave phase velocity insignificantly increases with the increase of frequency, approaching phase velocity of the surface wave in the equivalent monophasic medium. The most of energy transferred by this wave is concentrated in the elastic skeleton. If the half-space boundary is impermeable, the two surface waves occur. One of them propagates with phase velocity close to that of the surface wave in the half-space with permeable boundary, and is low-attenuating one. The second wave attenuates significantly, and its high-frequency limit is the velocity of the slow longitudinal wave. The greater part of energy transferred by the first wave is concentrated in the elastic skeleton. The most of energy of the significantly attenuating wave is concentrated in the liquid.

ВВЕДЕНИЕ

Широкое практическое применение поверхностных волн привело к формированию целого научного направления, посвященного изучению их возбуждения, распространения и обнаружения. Поверхностные волны, начиная с работ Рэлея (1885) и до настоящего времени, подробно исследуются применительно к задачам сейсмологии, неразрушающего контроля, акустоэлектроники и ряда других направлений. Примечательно то, что для различных приложений информативными являются существенно различные частотные диапазоны поверхностной волны. Так, в сейсмологии практическое значение имеет частотный диапазон от 1 до 100 Гц для грунтов и порядка 100 кГц для горных пород. Применительно к задачам лазерной техники используемый диапазон может быть расширен до 1 МГц, а для медицинских приложений – до 3 МГц.

Традиционно поверхностная волна Рэлея изучается в однофазном идеально упругом полупространстве. Она распространяется вдоль свободной поверхности и экспоненциально затухает в глубину [1]. Волна Рэлея энергию в глубину не переносит, а ее существование обусловлено взаимодействием на свободной границе продольной и поперечной упругих волн. Однако во многих практических важных ситуациях, особенно применительно к задачам сейсмологии, необходимо учитывать неоднородность среды. В настоящее время для описания волновых процессов в двухфазных (пористо-упругих, насыщенных жидкостью) средах широкое распространение получила теория, развитая М. Био [2]. В ее рамках в пористо-упругой среде существуют три распространяющиеся независимо друг от друга волны: быстрая и медленная продольные, а также поперечная. На свободной границе пористо-упругого полупространства за счет взаимодействия этих типов волн может

быть сформирована поверхностная волна.

Важным моментом в теории Био является учет различных механизмов затухания. Как правило, учитывается затухание за счет взаимодействия между собой упругой и жидкой фаз, а также затухание в каждой из фаз в отдельности. Учет диссипации в среде приводит к тому, что поверхностная волна затухает в направлении распространения и переносит часть энергии в глубину. В литературе принято называть поверхностные волны в пористых средах, затухающие в направлении распространения, псевдоповерхностными [3–5].

Одной из первых работ, в которых поверхностные волны в пористо-упругом полупространстве изучались на основе теории Био, стала статья [6], в которой показано существование поверхностной волны, образованной взаимодействием неоднородной поперечной волны и только одной из продольных волн (медленной или быстрой) на свободной границе пористо-упругого полупространства. В [7] описана поверхностная волна на свободной границе с учетом всех трех волн, которые могут распространяться в пористо-упругой среде, однако без учета затухания. Кроме того, здесь поверхностная волна найдена только для одного конкретного соотношения параметров среды. В исследовании [4] показана возможность существования трех поверхностных волн на границе контакта пористо-упругого полупространства, насыщенного жидкостью, и жидкости. Первая из них – действительная (true) поверхностная волна (она распространяется со скоростью меньшей, чем скорости всех объемных волн), вторая – псевдволна Стоунли (ее скорость больше, чем скорость наименьшей объемной волны, но больше скоростей остальных волн), а третья – псевдволна Рэлея (ее скорость меньше скорости поперечной волны). В упомянутой работе рассматривался высокочастотный диапазон, в котором объемные волны становятся практически незатухающими и среду можно рассматривать как недиссипативную. В области более низких частот такое приближение становится неправомерным. Экспериментальное подтверждение полученных здесь результатов приведено в [8]. В статье [9] изучались поверхностные волны на границе раздела пористо-упругого полупространства, насыщенного воздухом, и воздуха. В этой работе учтено затухание в среде, обусловленное взаимодействием фаз. Для случая контакта пористо-упругого полупространства и воздуха обнаружены три поверхностные волны. При этом самая медленная поверхностная волна не является действительной (true) поверхностной волной и затухает сильнее всего. Вторая волна яв-

ляется псевдорэлеевской волной, а третья, самая быстрая, поверхностная волна распространяется со скоростью, немного меньшей скорости продольной волны, и обладает наименьшим затуханием. В статье [10] предсказана и экспериментально найдена поверхностная волна рэлеевского типа на границе раздела пористо-упругой среды и воздуха.

Большой цикл исследований, посвященных поверхностным волнам в пористых средах, выполнен К. Wilmanski и его сотрудниками [11–13]. Общим для этих работ является то, что пористая среда рассматривается в рамках теории смесей. Для случая свободного пористо-упругого полупространства в этих работах найдены два типа поверхностных волн. Однако в них рассматривался только один тип граничных условий – непроницаемая граница.

Данная работа посвящена изучению распространения поверхностных волн в пористо-упругом полупространстве со свободной границей. Показано, что в пористо-упругом заполненном вязкой жидкостью полупространстве в случае непроницаемой границы существуют две поверхностных волны, а в случае проницаемой – только одна.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим пористо-упругое полупространство ($-\infty < x < \infty$, $z \geq 0$) со свободной поверхностью $z=0$. Векторы смещений упругого скелета \mathbf{u} и жидкости \mathbf{v} удовлетворяют уравнениям движения для упругой и жидкой фаз с учетом их взаимодействия:

$$\begin{aligned} \mu \Delta \mathbf{u} + (H - \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{u} - C \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{w} &= \\ &= \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2}, \\ C \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{u} - M \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{w} &= \\ &= \rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \frac{\alpha \rho_f}{m} \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2} - F \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m – пористость; $\mathbf{w} = m(\mathbf{u} - \mathbf{v})$; H , μ , C , M – комплексные коэффициенты, определяемые через характеристики среды [14]:

$$\begin{aligned} H &= \frac{(K_s - K_b)^2}{D - K_b} + K_b + 4\mu/3, \\ D &= K_s[1 + m(K_s/K_f - 1)], \\ M &= \frac{K_s^2}{D - K_b}, \quad C = \frac{K_s(K_s - K_b)}{D - K_b}, \end{aligned} \quad (2)$$

где K_s – модуль всестороннего сжатия упругого скелета; ρ_f – плотность жидкости; K_f – модуль всестороннего сжатия жидкости; K_b – модуль всестороннего сжатия пористой среды; μ – модуль сдвига пористой среды; α – извилистость. Посредством величины α определяется коэффициент динамической связи упругого скелета и жидкости $\rho_{12} < 0$:

$$\rho_{12} = (1 - \alpha)\rho_f m.$$

Здесь ρ – средняя плотность, связанная с плотностями упругого скелета и жидкости соотношением

$$\rho = (1 - m)\rho_s + m\rho_f$$

(ρ_s – плотность упругого скелета; ρ_f – плотность жидкости). Кроме того, $F = f(\omega)(\rho_f \nu_f)/K_{pr}$, где ν_f – кинематическая вязкость; K_{pr} – проницаемость; $f(\omega)$ – частотно зависящая функция, определяемая характером движения жидкости по порам упругого скелета.

В насыщенной пористой среде при постоянном отношении расхода жидкости к градиенту давления (течение Пуазейля) частотную зависимость вязкого сопротивления потоку жидкости можно не учитывать и считать $f \approx 1$, вплоть до частот, при которых вязкие и инерционные силы имеют одинаковый порядок [2, 14]. В статье [2] М. Био предположил, что характер изменения отношения силы трения на межфазовых поверхностях к относительному расходу жидкости в зависимости от частоты в пористо-упругой среде должен быть таким же, как и при течении вязкой жидкости в цилиндрической трубке постоянного сечения. Это предположение позволило ввести корректирующую частотно зависящую функцию f в виде

$$f = \frac{k T(k)}{4(1 - 2T(k)/ik)},$$

$$T(k) = \frac{\text{ber}'(k) + i\text{bei}'(k)}{\text{ber}(k) + i\text{bei}(k)}, \quad (3)$$

$$k = \alpha_2 \sqrt{\omega/\nu_f}.$$

Функции $\text{ber}(k)$ и $\text{bei}(k)$ представляют собой действительную и мнимую части функций Кельвина; ω – круговая частота; α_2 – структурный коэффициент. Параметр α_2 имеет размерность длины, зависит от размера и формы пор и определяется экспериментально. В работе [2] α_2 определяется в следующем виде:

$$\alpha_2 = \eta \sqrt{\frac{K_{pr}}{m}}, \quad (4)$$

где η – коэффициент, учитывающий геометрию пор. Согласно экспериментам, проведенным на ансамбле сфер, получено $\eta = 3.2$ [15].

В случае отсутствия свободной границы пористо-упругого полупространства возможны два типа граничных условий – поверхность с открытыми порами и поверхность с закрытыми порами. Для случая открытых пор (проницаемая граница) граничные условия представимы в виде [16]:

$$\tau_{zz}(x, 0) = 0, \quad \tau_{xz}(x, 0) = 0, \quad \sigma(x, 0) = 0. \quad (5)$$

Если же поры закрыты (непроницаемая граница), граничные условия изменяются:

$$\sigma_{zz}(x, 0) = 0, \quad \tau_{xz}(x, 0) = 0,$$

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} + \sigma \delta_{ij}, \quad (6)$$

$$u_z(x, 0) = v_z(x, 0).$$

Здесь σ_{ij} – тензор напряжений, приложенных к пористо-упругой среде; τ_{ij} – тензор напряжений, приложенных к упругому скелету; $\sigma = -mp_0$; p_0 – давление в жидкости,

2. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Раскладывая векторы смещений для поровой жидкости и скелета на скалярный и векторный потенциалы, получим волновые уравнения для быстрой и медленной продольных волн и поперечной волны. Напомним, что в безграничной пористо-упругой среде распространяются три типа волн: быстрая продольная волна с фазовой скоростью c_1 , медленная продольная волна с фазовой скоростью c_0 и поперечная волна с фазовой скоростью c_2 . Фазовые скорости медленной продольной и поперечной волн всегда меньше скорости быстрой продольной волны.

Решение этих уравнений будем искать в виде плоской поверхностной волны, которая образуется за счет взаимодействия на границе всех трех типов волн и распространяется вдоль свободной поверхности с экспоненциально затухающей вглубь амплитудой. Такая волна описывается потенциалами

$$\phi_j = A_j e^{i(\xi x - \omega t)} e^{\alpha_i z},$$

$$\psi = B e^{i(\xi x - \omega t)} e^{\alpha_i z}, \quad (7)$$

$$\alpha_i = \sqrt{\xi^2 - k_i^2}, \quad j = 0, 1, \quad i = 0, 1, 2.$$

Здесь ξ – волновое число поверхностной волны;

$$k_{0,1}^2 = \frac{\omega^2 z_{0,1}}{c^2} = \frac{\omega^2}{c_{0,1}^2}; \quad c^2 = \frac{H}{\rho};$$

$$k_2^2 = \frac{\omega^2 \rho}{\mu} (\Gamma_{11} + \Gamma_{12} M_2 + (1 - M_2) i \Gamma) = \frac{\omega^2}{c_2^2}.$$

Величина $z_{0,1}$ является корнем квадратного уравнения

$$A_1 z^2 - B_1 z + C_1 = 0, \quad (8)$$

$$A_1 = q_{11} q_{22} - q_{12}^2;$$

$$B_1 = \Gamma_{22} q_{11} + \Gamma_{11} q_{22} - 2\Gamma_{12} q_{12} + i\Gamma;$$

$$C_1 = \Gamma_{11} \Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2 + i\Gamma.$$

В предыдущих соотношениях введены обозначения

$$q_{11} = \frac{H - 2Cm + m^2 M}{H}; \quad q_{12} = \frac{mC - m^2 M}{H};$$

$$q_{22} = \frac{m^2 M}{H}; \quad M_2 = \frac{i\Gamma - \Gamma_{12}}{\Gamma_{22} + i\Gamma};$$

$$\Gamma = \frac{m^2 \rho_f \nu_f}{\rho \omega K_{pr}}; \quad \Gamma_{ij} = \frac{\rho_{ij}}{\rho};$$

$$\rho_{11} = (1 - m) \rho_s - \rho_{12}; \quad \rho_{22} = m \rho_f - \rho_{12}.$$

Выполняя граничные условия (5) для случая открытых пор, получим дисперсионное уравнение

$$(\alpha_1 \alpha_2 \xi^2 - \beta^2) e_1 k_0^2 + (\alpha_0 \alpha_2 \xi^2 - \beta^2) e_1 k_1^2 +$$

$$+ \alpha_2 \xi^2 \frac{k_2^2}{2} (\alpha_0 - \alpha_1) = 0, \quad (9)$$

$$e_1 = \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu}, \quad \beta = \xi^2 - \frac{k_2^2}{2}.$$

Выражение в скобках первого слагаемого совпадает с уравнением Рэлея для упругого полупространства [17].

При переходе к эквивалентной однофазной упругой среде уравнение (9) переходит в уравнение Рэлея. Здесь следует отметить, что переход к упругой среде нельзя осуществить изменением только одного параметра (например, устремив пористость к нулю). Это связано с тем, что в рамках теории Био нет прямой связи между микро- и макропараметрами, поэтому для описания среды вводится значительное количество экспериментально определяемых характеристик, некоторые

из которых взаимозависимы. В статье [18] отмечается, что произвольное изменение параметров среды приводит к нефизичным результатам.

Выполнение граничных условий (6) для случая закрытых пор дает дисперсионное уравнение

$$\alpha_0 \alpha_1 \alpha_2 \xi^2 (M_1 - M_0) +$$

$$+ \xi^2 (1 - M_2) (\alpha_1 \tau_0 - \alpha_0 \tau_1) -$$

$$- \beta (\alpha_1 \tau_0 (1 - M_1) - \alpha_0 \tau_1 (1 - M_0)) = 0. \quad (10)$$

Здесь

$$M_{0,1} = \frac{\Gamma_{11} q_{22} - \Gamma_{12} q_{12} - A_1 z_{0,1} + (q_{22} + q_{12}) i \Gamma}{\Gamma_{22} q_{12} - \Gamma_{12} q_{22} + (q_{22} + q_{12}) i \Gamma};$$

$$\tau_{0,1} = \xi^2 - \frac{H - Cm + M_{0,1} Cm}{2\mu} k_{0,1}^2.$$

Уравнение (10) при переходе к упругой среде также переходит в уравнение Рэлея.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Прежде всего, рассмотрим частный случай пористо-упругой среды, поровое пространство которой заполнено невязкой жидкостью. При этом будем пренебрегать диссипацией в упругом скелете. Очевидно, что в такой среде диссипации энергии не происходит, а коэффициенты дисперсионных уравнений (9) и (10) – действительные числа. Заметим, что если указанные уравнения имеют действительные корни, то в пористо-упругом полупространстве существует поверхностная волна. Если в рассматриваемой пористо-упругой среде поперечная волна является самой медленной, т.е. $c_2 < c_0$, то существует поверхностная волна с фазовой скоростью меньшей, чем скорости объемных волн, поскольку выражение в правой части уравнения (9) в диапазоне изменения неизвестного $x = c_r / c_2$ имеет разные знаки при $x = 0$ и $x = 1$. Если $c_0 < c_2$, то уравнение (9) может не иметь действительных корней или иметь их четное число, так как его правая часть имеет один знак при $x_1 = 0$ и $x_1 = 1$ ($x_1 = c_r / c_0$).

Для примера рассмотрим конкретную пористо-упругую среду, насыщенную жидкостью, с характеристиками, взятыми из [19]:

- упругий скелет (песок) – $\rho_s = 2650$ кг/м³, $K_s = 3.6 \cdot 10^{10}$ Па, $\mu = 5 \cdot 10^7$ Па, $\nu = 0.33$, $m = 0.3$, $K_{pr} = 1 \cdot 10^{-10}$ м², $\alpha = 1.25$;
- поровая жидкость (вода) – $\rho_f = 1000$ кг/м³, $K_f = 2.3 \cdot 10^9$ Па, $\nu_f = 1 \cdot 10^{-6}$ м² с⁻¹;

- поровая жидкость (нефть) – $\rho_f = 790 \text{ кг/м}^3$, $K_f = 7.25 \cdot 10^8 \text{ Па}$, $\nu_f = 2.1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$.

При этом скорости объемных волн составляют: для пористо-упругой среды песок – вода –

- $c_1 = 1911.7 \text{ м/с}$, $c_0 = 212.4 \text{ м/с}$, $c_2 = 161.6 \text{ м/с}$;
- для пористо-упругой среды песок – нефть – $c_1 = 1203.8 \text{ м/с}$, $c_0 = 223.9 \text{ м/с}$, $c_2 = 162.1 \text{ м/с}$.

В случае свободной границы с открытыми порами для пористо-упругой среды с указанными характеристиками существует поверхностная волна. Для среды песок – вода ее фазовая скорость составляет $c_r = 150.06 \text{ м/с}$, а для среды песок – нефть – $c_r = 150.68 \text{ м/с}$. Для проницаемой границы поровый наполнитель слабо влияет на скорость поверхностной волны (изменение c_r меньше процента), хотя скорости объемных продольных волн изменяются значительно сильнее (для быстрой продольной – на 37 %, а для медленной продольной – на 5.4 %).

При замене двухфазной среды эквивалентной однофазной с приведенными коэффициентами фазовая скорость поверхностной волны может быть оценена по известной аппроксимации [20]:

$$\frac{c_r^{(1)}}{c_2} = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu}. \quad (11)$$

Здесь $c_2 = \sqrt{\mu/\rho}$; $\rho = (1-m)\rho_s + m\rho_f$. Для среды песок – вода $c_r^{(1)} = 142.0 \text{ м/с}$. Таким образом, скорость поверхностной волны при замене двухфазной среды эквивалентной однофазной будет меньше, чем скорость поверхностной волны в пористом полупространстве с открытыми на границе порами. При уменьшении плотности и модуля всестороннего сжатия поровой жидкости скорости поверхностной волны, найденные как в рамках модели Био, так и по модели эквивалентной однофазной среды, увеличиваются. При этом $c_r^{(1)} \rightarrow c_r$.

В случае закрытых на границе пор скорость поверхностной волны равна:

- для среды песок – вода – $c_r = 138.0 \text{ м/с}$,
- для среды песок – нефть – $c_r = 144.2 \text{ м/с}$.

Для непроницаемой границы скорость поверхностной волны существенно изменяется в зависимости от параметров поровой жидкости. Таким образом, скорость поверхностной волны в полупространстве со свободной проницаемой границей больше, чем в случае непроницаемой границы.

Для рассмотренных параметров пористо-упругой среды скорость поперечной волны

меньше скорости медленной продольной волны. В этом случае существует поверхностная волна, образованная взаимодействием трех неоднородных волн (быстрой и медленной продольных и поперечной волны). Если скорость поперечной волны оказывается больше скорости медленной продольной волны, что возможно при увеличении модуля сдвига (упругий скелет – горная порода), то ситуация меняется. В этом случае для свободного пористо-упругого полупространства без учета затухания не существует поверхностной волны, образованной взаимодействием трех неоднородных волн. В то же время, квази-поверхностная волна может быть образована за счет взаимодействия двух неоднородных волн – быстрой продольной и поперечной волн и одной распространяющейся – медленной продольной волны. Эта волна переносит энергию в глубину.

Оценим влияние затухания, обусловленного относительным движением вязкой жидкости по порам упругого скелета, на поведение поверхностных волн. Учет диссипативных эффектов приводит к тому, что поверхностная волна затухает вдоль направления распространения и переносит часть энергии в глубину. Скорость ее распространения $c_r = \omega/\mathbf{Re} \xi$ и затухание вдоль направления распространения $\mathbf{Im} \xi$ находятся из решения дисперсионных уравнений (9) для случая проницаемой границы и (10) – для непроницаемой границы.

Дисперсионные уравнения решались численно методом Ньютона. В качестве начального приближения был выбран низкочастотный предел указанных уравнений. Приближенные значения корней уравнения (8) в низкочастотном пределе ($\omega \rightarrow 0$, $\Gamma \rightarrow \infty$) будут

$$z_1 = 1 - \frac{i}{\Gamma} \left(q_{11}q_{22} - q_{12}^2 - \Gamma_{11}q_{22} - \Gamma_{22}q_{11} + 2\Gamma_{12}q_{12} + \Gamma_{11}\Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2 \right),$$

$$z_0 = \frac{i\Gamma}{q_{11}q_{22} - q_{12}^2} + \frac{\Gamma_{11}q_{22} + \Gamma_{22}q_{11} - 2\Gamma_{12}q_{12}}{q_{11}q_{22} - q_{12}^2} - 1.$$

Для поперечной волны в низкочастотном пределе получаем

$$k_2^2 = \frac{\omega\rho}{\mu} \left(1 + \frac{i}{\Gamma} (\Gamma_{12} + \Gamma_{22}) \right).$$

В низкочастотном пределе часть дисперсионного уравнения (9), имеющая порядок Γ , приобретает

вид

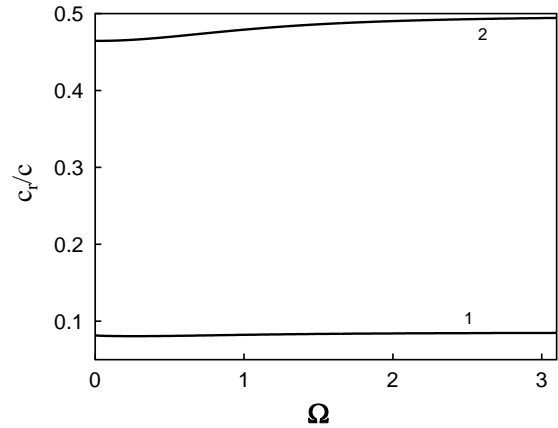
$$\left(2 - \frac{\omega^2}{\xi^2} \frac{1}{c_{0s}^2}\right)^2 - 4\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\xi^2} \frac{1}{c_{0s}^2}} \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\xi^2} \frac{1}{c_{0p}^2}} = 0.$$

Здесь $c_{0s} = \mu/\rho$; $c_{0p} = H/\rho$. В случае $c_2 < c_0$ это уравнение имеет действительный корень, который и принимался за начальное приближение при расчетах.

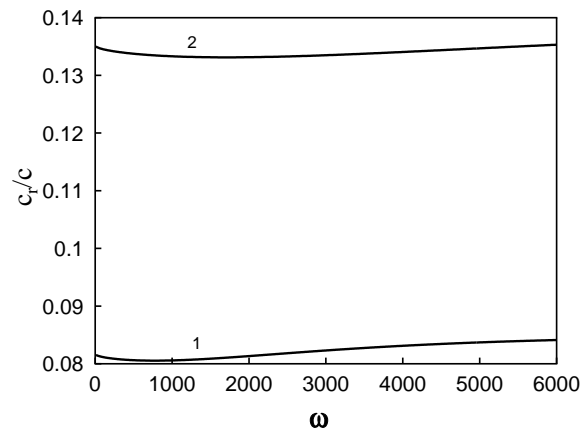
В качестве скелета рассматривалась также горная порода со следующими параметрами [19]: $\rho_s = 2650 \text{ кг/м}^3$, $K_s = 3.6 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $\mu = 2 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $\nu = 0.33$, $m = 0.3$, $K_{pr} = 1.0 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$, $\alpha = 1.25$. Для горной породы $c_0 > c_2$, и в среде без затухания поверхностной волны нет. При учете затухания появляется поверхностная волна, которая затухает вдоль направления распространения и переносит часть энергии в глубину. Для выбранных параметров пористо-упругой среды в качестве начального приближения принималась скорость квази-поверхностной волны, найденная по соотношению (11).

Вначале рассмотрим проникаемую свободную границу (поры на границе открыты). На рис. 1, а представлена зависимость нормированной фазовой скорости поверхностной волны для различных пористо-упругих сред от безразмерной частоты. Кривая 1 соответствует пористо-упругой среде песок – вода, а кривая 2 – среде горная порода – вода. Скорость поверхностной волны нормирована на c , а частота – на критическую частоту: $\Omega = \omega/\omega_c$ ($\omega_c = m\nu_f/K_{pr}$).

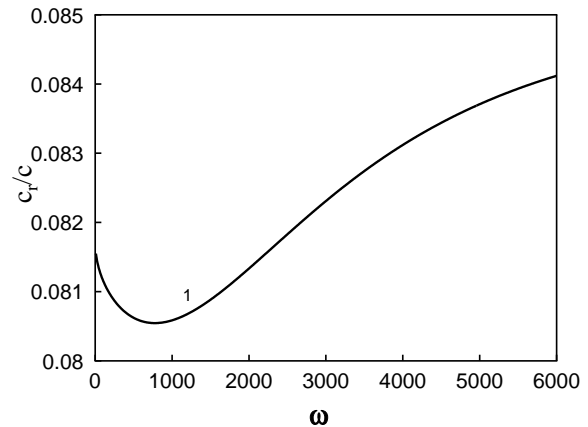
Как следует из графика, скорость поверхностной волны незначительно изменяется с частотой. Для области низких частот характерно незначительное уменьшение скорости поверхностной волны. На рис. 1, б представлены частотные зависимости нормированной скорости поверхностной волны для сред песок – вода (кривая 1) и песок – нефть (кривая 2) (ω , рад/с). Прежде всего отметим, что фазовая скорость поверхностной волны изменяется в зависимости от параметров поровой жидкости. Характерной особенностью обеих кривых является существование минимума скорости. При этом в обоих случаях уменьшение скорости поверхностной волны относительно скорости на частоте $\omega = 10 \text{ рад/с}$ составляет не более 1.5 %. Заметим, однако, что минимум скорости наблюдается на различных частотах. На рис. 1, в кривая 1 представлена в увеличенном масштабе. Такое же незначительно уменьшение скорости поверхностной волны в области низких частот отмечалось в [12]. Снижение скорости поверхностной волны на свободной границе пористо-упругого по-



а



б



в

Рис. 1. Проницаемая граница. Зависимость фазовой скорости поверхностной волны от частоты:
а – 1 – песок – вода, 2 – горная порода – вода;
б – 1 – песок – вода, 2 – песок – нефть;
в – песок – вода (фрагмент в увеличенном масштабе)

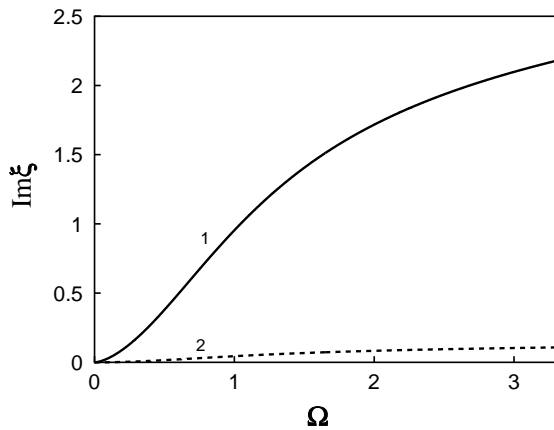


Рис. 2. Проницаемая граница. Зависимость затухания поверхностной волны от частоты: 1 – песок – вода, 2 – горная порода – вода

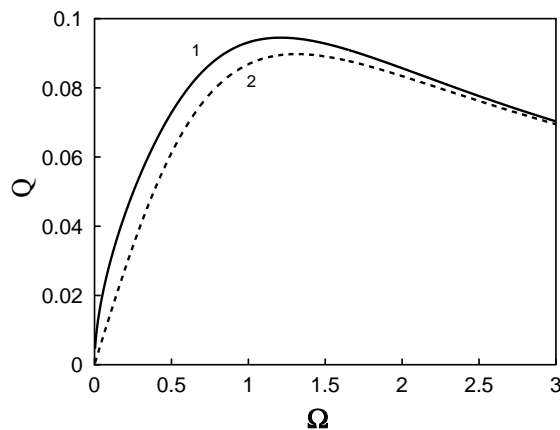


Рис. 3. Проницаемая граница. Зависимость затухания за цикл поверхностной волны от частоты: 1 – песок – вода, 2 – горная порода – вода

лупространства на низких частотах обусловлено значительной дисперсией медленной продольной волны. В низкочастотном пределе фазовые скорости быстрой продольной и поперечной волн стремятся к постоянным величинам, а фазовая скорость медленной продольной волны – к нулю как $\sqrt{\omega}$ [2].

Отметим, что для упругого скелета – горной породы – эффект уменьшения фазовой скорости в низкочастотной области существенно меньше, чем для песка. В низкочастотном пределе среди объемных волн пористо-упругой среды самой медленной для горной породы является медленная продольная волна, а для песка – поперечная.

При дальнейшем увеличении частоты фазовая скорость поверхностной волны медленно увеличи-

вается для всех рассмотренных сред (рис. 1).

Скорость поверхностной волны для рассмотренных сред во всем частотном диапазоне всегда меньше скорости поперечной волны. При сравнении скорости поверхностной волны со скоростью медленной продольной волны наблюдается иная ситуация. Поскольку скорость поверхностной волны слабо зависит от частоты, а скорость медленной продольной волны – сильно, то можно выделить диапазоны частот, в которых скорость поверхностной волны больше скорости медленной продольной волны (низкие частоты) и диапазоны, в которых $c_r < c_0$. Однако данная зависимость наблюдается не для всех сред.

На рис. 2 представлена частотная зависимость затухания поверхностной волны вдоль направления распространения ($\text{Im } \xi$) для рассмотренных пористо-упругих сред. Кривая 1 соответствует пористо-упругой среде песок – вода, а кривая 2 – горная порода – вода. Заметим, что для упругого скелета “песок” (в среде без диссипации существует поверхностная волна) при $\omega \rightarrow 0$ затухание также стремится к нулю. Когда упругим скелетом является горная порода (в среде без диссипации не существует поверхностной волны, образованной тремя неоднородными волнами), нулевое значение затухания не соответствует нулевой частоте. Затухание поверхностной волны зависит от частоты, увеличиваясь с ее ростом. Модуль сдвига упругого скелета значительно влияет на величину затухания – оно уменьшается с ростом μ (кривая 2 лежит ниже кривой 1). Кроме того, затухание резко возрастает при увеличении кинематической вязкости поровой жидкости (ν_f). Поверхностная волна всегда затухает вдоль направления распространения слабее, чем медленная продольная волна, однако ее затухание может быть как больше, так и меньше затухания поперечной и быстрой продольной волн, в зависимости от частотного диапазона.

Важной характеристикой волновых процессов может служить их затухание за цикл. В работах [2, 21] эта величина определяется следующим образом:

$$Q(\omega) = 2 \frac{\text{Im } \xi}{\text{Re } \xi}. \quad (12)$$

На рис. 3 представлена частотная зависимость Q . Кривая 1 соответствует среде песок – вода, а кривая 2 – горная порода – вода. Характерная особенность обеих зависимостей – наличие максимума. Однако для разных упругих скелетов (песок – кривая 1 или горная порода – кривая 2) максимумы наблюдаются на разных частотах. Отметим, что для всех пористо-упругих сред максимум Q для

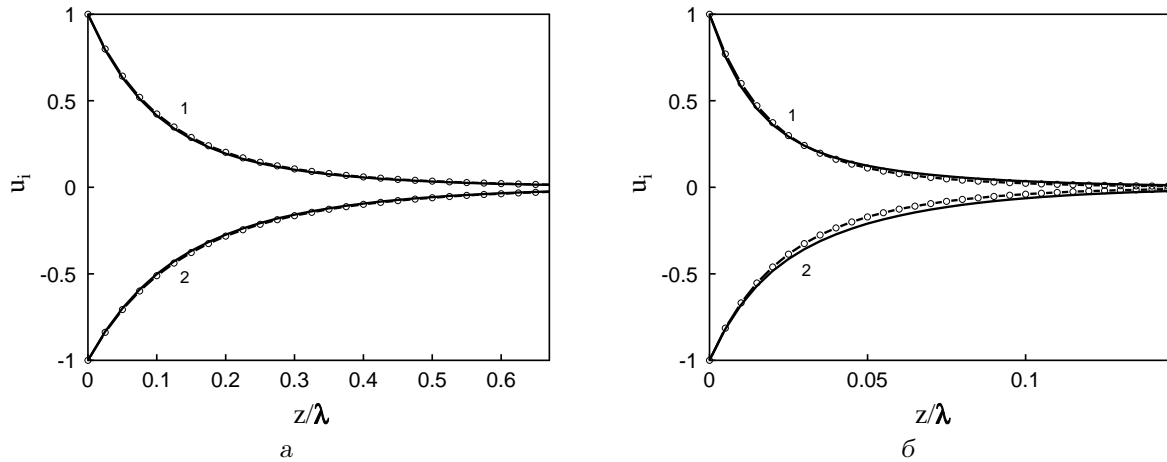


Рис. 4. Зависимость действительных частей амплитуд смещения от частоты:
 сплошная – $\Omega = 0.16-02$, \circ – $\Omega = 1.0$, штриховая – отраженное поле;
 1 – $u_x(z, \xi)/u_x(0, \xi)$, 2 – $u_z(z, \xi)/u_z(0, \xi)$
 а – песок – вода, б – горная порода – вода;

быстрой продольной волны соответствует частоте $\Omega = 1$ [2], а для медленной продольной волны частотная зависимость Q является монотонно спадающей.

Переходя к анализу кинематических особенностей поверхностной волны, приведем выражения для смещений упругого скелета поверхностной волны с учетом затухания:

$$\begin{aligned}
 u_x &= iA\xi \left(e^{\alpha_1 z} - \gamma_0 e^{\alpha_0 z} + \gamma_1 \frac{\beta}{\xi^2} e^{\alpha_2 z} \right) \times \\
 &\quad \times e^{i(\xi x - \omega t)}, \\
 u_z &= A \left(\alpha_1 e^{\alpha_1 z} - \gamma_0 \alpha_0 e^{\alpha_0 z} + \gamma_1 \frac{\beta}{\alpha_2} e^{\alpha_2 z} \right) \times \\
 &\quad \times e^{i(\xi x - \omega t)},
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
 \gamma_0 &= \frac{k_2^2 - 2e_1 k_1^2}{k_2^2 - 2e_1 k_0^2}; \\
 \gamma_1 &= 2e_1 \frac{k_1^2 - k_0^2}{k_2^2 - 2e_1 k_0^2}.
 \end{aligned}$$

Здесь смещения определены с точностью до произвольной постоянной A . Поскольку диссипация в среде учитывается, то поверхностная волна затухает в направлении распространения и переносит часть энергии в глубину. Компоненты смещения в выражениях (13) сдвинуты по фазе на $\pi/2$, следовательно, траекториями движения частиц в волне

будут эллипсы. На рис. 4 представлены зависимости действительных частей амплитуд смещений в поверхностной волне от глубины. Их амплитуды нормированы на значение соответствующей компоненты смещения на поверхности ($z=0$), а глубина отложена в долях длины волны ($\lambda = c2\pi/\omega$). Кривая 1 соответствует $u_x(z, \xi)/u_x(0, \xi)$, а кривая 2 – $u_z(z, \xi)/u_z(0, \xi)$. Линиями показаны смещения на частоте $\Omega = 0.16^{-2}$, а кружочками – на частоте $\Omega = 1.0$. Для среды горная порода – вода смещения представлены на рис. 4, а, а для среды песок – вода – на рис. 4, б. Из графиков видно, что обе компоненты смещения монотонно убывают с глубиной. Характерной особенностью поверхностной волны в пористо-упругом полупространстве является то, что смещение, параллельное поверхности, не изменяет знака (т.е. направление вращения не меняется с глубиной). Кроме того, в отличие от поверхностной волны в однородном упругом полупространстве, компонента нормального к поверхности смещения не имеет интервалов возрастания. При изменении частоты форма смещения меняется незначительно. Однако, если для среды горная порода – вода ($\mu = 2 \cdot 10^{10}$ Па) форма смещения совпадает с графической точностью для обеих приведенных частот, то для среды песок – вода ($\mu = 5 \cdot 10^7$ Па) все же видны незначительные изменения формы смещения с частотой.

Важной характеристикой поверхностной волны является отношение компонент смещений на поверхности. На рис. 5 представлена частотная зависимость отношения $u_x(0, \xi)/u_z(0, \xi)$ для среды песок – вода. Как следует из графика, отношение

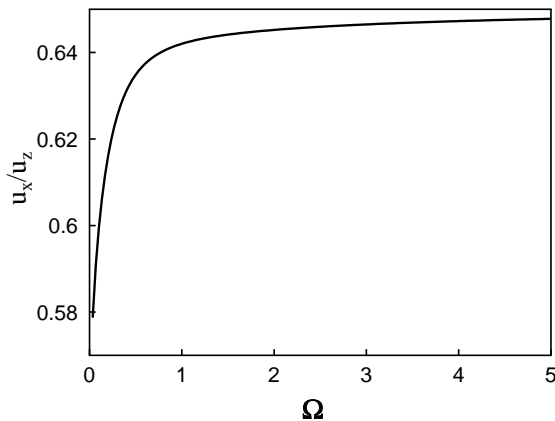


Рис. 5. Зависимость отношения компонент смещений на границе от частоты

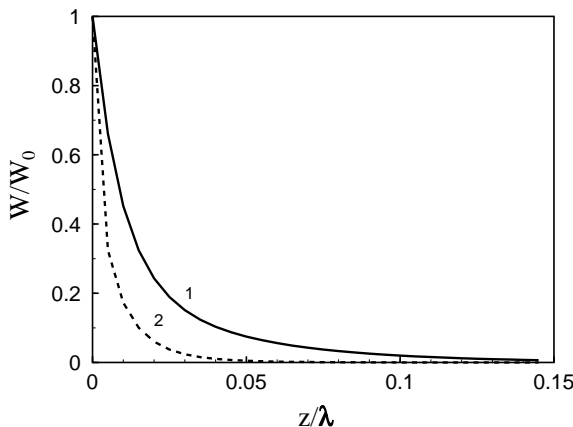


Рис. 6. Зависимость среднего потока мощности вдоль направления распространения от глубины

смещений с частотой изменяется очень незначительно, а в высокочастотном пределе оно стремится к постоянной величине.

Для энергетического анализа поверхностной волны рассмотрим среднюю за период величину потока мощности вдоль границы W_x . Для гармонических процессов

$$W_x = -\frac{i\omega}{4} (\tau_{xx}\tilde{u}_x + \tau_{xz}\tilde{u}_z + \sigma\tilde{u}_x - \tilde{\tau}_{xx}u_x - \tilde{\tau}_{xz}u_z - \tilde{\sigma}u_x).$$

Здесь символ $\tilde{}$ означает комплексное сопряжение. Компоненты вектора перемещений определяются выражениями (13), а напряжения задаются со-

отношениями

$$\frac{\tau_{xx}}{2\mu} = -A \left[e^{\alpha_1 z} \left(\alpha_1^2 + \frac{H}{2\mu} k_1^2 (q_{11} + q_{12} M_1) \right) - e^{\alpha_0 z} \gamma_0 \left(\alpha_0^2 + \frac{H}{2\mu} k_0^2 (q_{11} + q_{12} M_0) \right) + e^{\alpha_1 z} \beta \gamma_1 \right], \quad (14)$$

$$\frac{\tau_{xz}}{2\mu} = 2i\xi A \left[\alpha_1^2 e^{\alpha_1 z} - \alpha_0^2 \gamma_0 e^{\alpha_0 z} + \gamma_1 \frac{\beta}{\xi^2} e^{\alpha_2 z} \right],$$

$$\frac{\sigma}{2\mu} = -A \frac{H}{2\mu} (q_{12} + q_{22} M_1) k_1^2 \left[e^{\alpha_1 z} - e^{\alpha_0 z} \right].$$

Множитель $e^{i(\xi x - \omega t)}$ в формулах (14) опущен. На рис. 6 приведены кривые распределения величины W/W_0 по глубине для среды песок – вода. Кривая 1 соответствует частоте $\Omega = 0.16^{-2}$, а кривая 2 – частоте $\Omega = 1.0$. Средний поток мощности нормирован на средний поток мощности на поверхности $z=0$. Как видно из графиков, практически вся энергия, переносимая поверхностной волной, сосредоточена в слое толщиной 0.1λ . При этом почти вся энергия переносится в упругом скелете (доля энергии в жидкости существенно меньше). При увеличении частоты область, в которой сосредоточена энергия поверхностной волны, уменьшается.

Рассмотрим пористо-упругое полупространство с непроницаемой границей. На рис. 7 представлена частотная зависимость нормированной скорости поверхностной волны для случая закрытых пор. Кривые 1 и 2 соответствуют среде песок – вода. Прежде всего отметим, что для непроницаемой свободной границы существуют две поверхностных волны, распространяющиеся с существенно различными фазовыми скоростями. На рис. 8 показана частотная зависимость затухания вдоль направления распространения для случая закрытых пор. Нумерация кривых соответствует рис. 6.

Поверхностная волна, соответствующая кривой 2, затухает значительно меньше, чем волна, соответствующая кривой 1. Исходя из этого, в дальнейшем поверхностную волну, которая описывается кривой 2, будем называть слабо затухающей, а кривой 1 – быстро затухающей. В высокочастотном пределе фазовая скорость слабо затухающей поверхностной волны стремится к скорости поверхностной волны в эквивалентной однофазной среде с учетом затухания. Фазовая скорость быстро затухающей поверхностной волны на высоких частотах стремится к скорости медленной продольной волны. Отметим, что в высокочастот-

тном пределе скорости объемных волн в пористо-упругой среде стремятся к постоянным величинам. Сравнивая рис. 1 и 7, отметим, что скорость слабо затухающей поверхностной волны на свободной непроницаемой границе отличается от скорости поверхностной волны на проницаемой границе всего на $2 \div 3 \%$ и слабо зависят от частоты. Для обоих типов свободной границы скорость имеет минимум. Для проницаемой границы он составляет $c_r/c = 0.0805$ и наблюдается на частоте $\Omega = 0.26$, а для непроницаемой $c_r/c = 0.0797$ и наблюдается на значительно более высокой частоте – $\Omega = 0.82$. Отметим, что тип свободной границы практически не влияет на скорость поверхностной волны.

Сравнение рис. 2 и 8 показывает, что слабо затухающая поверхностная волна затухает в направлении распространения слабее, чем поверхностная волна в пористо-упругом полупространстве с проницаемой границей, однако это отличие также незначительно – до 10% в рассмотренном диапазоне частот.

На рис. 9 представлена частотная зависимость затухания за цикл. Кривая 1 соответствует быстро затухающей волне, а 2 – слабо затухающей. Затухание за цикл быстро затухающей волны монотонно спадает с ростом частоты (аналогично Q для медленной продольной волны). Для быстро затухающей волны Q наблюдается максимум на частоте $\Omega = 0.8$. Напомним, максимум Q для поверхностной волны в полупространстве с проницаемой границей наблюдается на более высокой частоте – $\Omega > 1$.

Компоненты смещения упругого скелета поверхностных волн для непроницаемой границы имеют вид

$$u_x = i\xi A \left[e^{\alpha_1 z} - e^{\alpha_0 z} \text{em} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} - e^{\alpha_2 z} \alpha_1 \alpha_2 \text{en} \right] \times e^{i(\xi x - \omega t)}, \quad (15)$$

$$u_z = A \alpha_1 \left[e^{\alpha_1 z} - e^{\alpha_0 z} \text{em} - e^{\alpha_2 z} \text{en} \right] \times e^{i(\xi x - \omega t)},$$

$$\text{em} = \frac{(1 - M_1)\beta - \xi^2(1 - M_2)}{(1 - M_0)\beta - \xi^2(1 - M_2)},$$

$$\text{en} = \frac{M_1 - M_0}{(1 - M_0)\beta - \xi^2(1 - M_2)}.$$

На рис. 10 представлено распределение действительных частей амплитуд компонент смещения

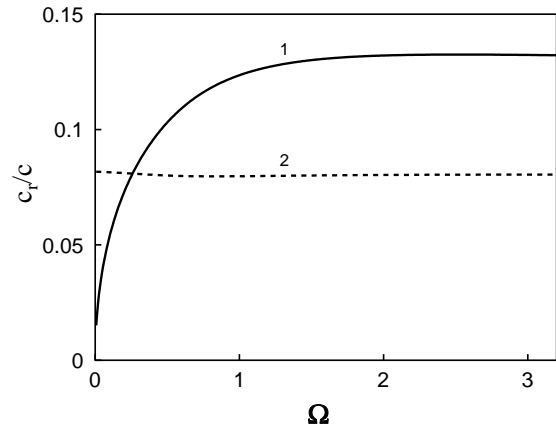


Рис. 7. Непроницаемая граница. Зависимость фазовой скорости от частоты

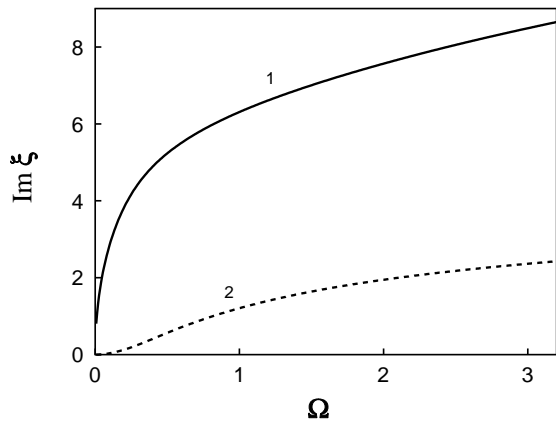


Рис. 8. Непроницаемая граница. Зависимость затухания поверхностных волн от частоты

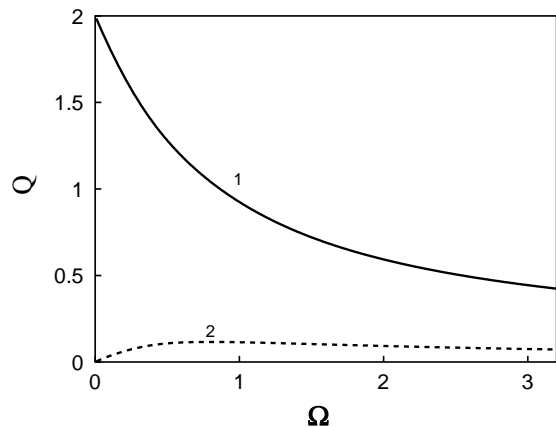


Рис. 9. Непроницаемая граница. Зависимость затухания за цикл поверхностных волн от частоты

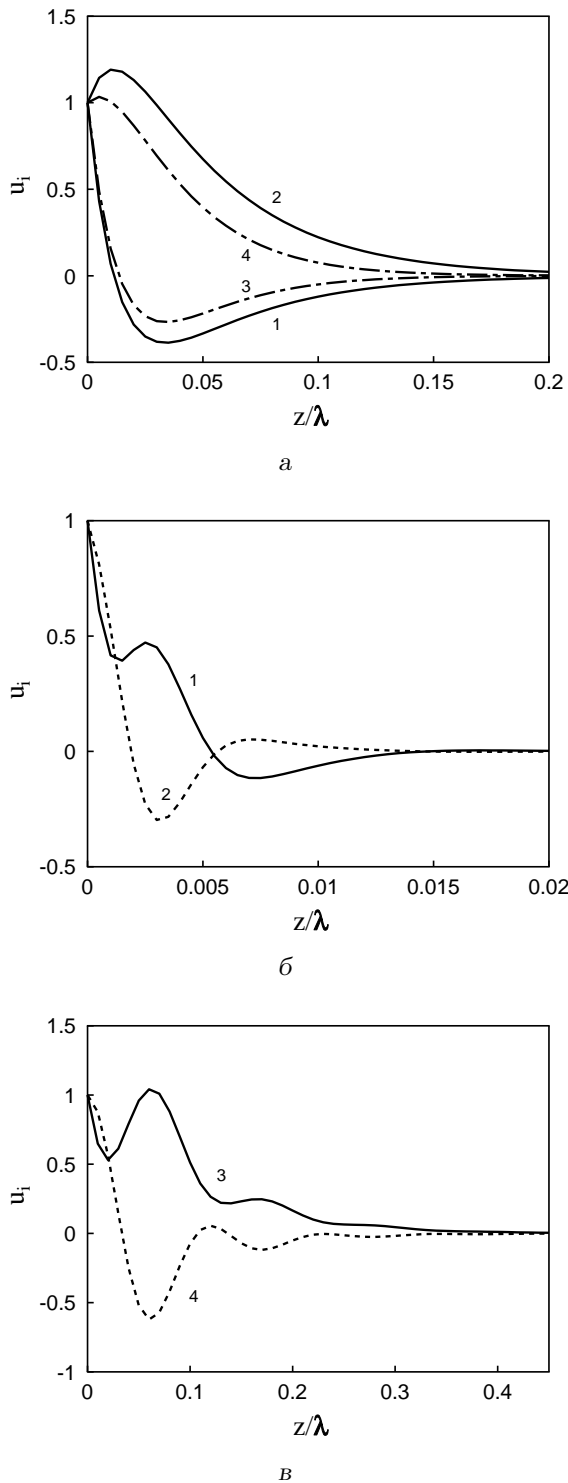


Рис. 10. Зависимость действительных частей амплитуд смещения от частоты:
 1, 3 – $u_x(z, \xi)/u_x(0, \xi)$; 2, 4 – $u_z(z, \xi)/u_z(0, \xi)$;
 а – слабо затухающая волна
 (1, 2 – $\Omega = 0.16 \cdot 10^{-2}$; 3, 4 – $\Omega = 1.0$),
 б – быстро затухающая волна ($\Omega = 0.16 \cdot 10^{-2}$),
 в – быстро затухающая волна ($\Omega = 1.0$)

в зависимости от нормированной глубины (z/λ). Рис. 10, а описывает слабо затухающую волну, кривые 1 и 3 соответствуют $u_x(z, \xi)/u_x(0, \xi)$, а кривые 2 и 4 – $u_z(z, \xi)/u_z(0, \xi)$. Кривые 1 и 2 построены для частоты $\Omega = 0.16 \cdot 10^{-2}$, а кривые 3 и 4 – для частоты $\Omega = 1.0$. Из графиков видно, что смещение, нормальное к границе, вначале монотонно возрастает, а затем монотонно убывает с глубиной. Смещение, параллельное границе, меняет знак с глубиной. При распространении волны вдоль границы вращение частиц происходит против часовой стрелки, а при перемене знака u_x меняется на обратное. Отмеченные особенности кинематики частиц являются общими для слабо затухающей волны в пористо-упругом полупространстве с непроницаемой границей и для рэлеевской волны в упругом полупространстве. Отличия носят количественный характер. Слабо затухающая поверхностная волна сосредоточена в узком слое вблизи границы (порядка 0.2λ). Глубина проникновения слабо затухающей волны в полупространстве с непроницаемой границей незначительно больше, чем для поверхностной волны в полупространстве с проницаемой границей.

В то же время, наблюдаемая кинематика частиц в рассматриваемой волне существенно отличается от движения частиц в поверхностной волне в пористо-упругом полупространстве с проницаемой границей (см. рис. 4, б). Для поверхностной волны в полупространстве с непроницаемой границей дисперсия более выражена, чем для волны в полупространстве с проницаемой границей. Однако с изменением частоты характер зависимостей амплитуд смещений от глубины остается тем же, а меняются лишь количественные характеристики.

На рис. 10, б представлены действительные части амплитуд смещения для быстро затухающей волны на частоте $\Omega = 0.16 \cdot 10^{-2}$. Рис. 10, в соответствует частоте $\Omega = 1.0$. Кривые 1 и 3 соответствуют $u_x(z, \xi)/u_x(0, \xi)$, а кривые 2 и 4 – $u_z(z, \xi)/u_z(0, \xi)$.

Прежде всего отметим, что для быстро затухающей волны можно выделить частотный диапазон, в котором наблюдается увеличение степени прохождения в глубину с ростом частоты. Для области низких частот ($\Omega = 0.16 \cdot 10^{-2}$) слабо затухающая поверхностная волна проходит на глубину до 0.2λ , а быстро затухающая – на глубину до 0.01λ . На высоких частотах ($\Omega = 1.0$) быстро затухающая волна проходит на глубину 0.3λ , а слабо затухающая волна – до 0.15λ . Характерным для быстро затухающей волны является изменение кинематики частиц при изменении частоты. В отличие от слабо затухающей волны, в данном случае с ростом частоты наблюдаются не только количественные,

но и качественные отличия в поведении действительных частей амплитуд смещений.

Энергетические характеристики поверхностных волн в полупространстве с непроницаемой границей даны на рис. 11. Рис. 11, а описывает изменение величины W/W_0 по глубине для слабо затухающей волны. Кривая 1 приведена для частоты $\Omega=0.16^{-2}$, а кривая 2 – для $\Omega=1.0$. Как и для поверхностной волны в полупространстве с проницаемой границей, энергия слабо затухающей волны сосредоточена в слое толщиной 0.1λ . При увеличении частоты энергия поверхностной волны проникает на меньшую глубину. Типичной особенностью распределения энергии слабо затухающей волны является изменение характера монотонности в тонком приповерхностном слое. Для этой волны практически вся энергия сосредоточена в упругом скелете.

Рис. 11, б и в описывают быстро затухающую волну. Рис. 11, б построен для частоты $\Omega=0.16^{-2}$, а рис. 10, в – для $\Omega=1.0$. Для быстро затухающей волны характерным является существование частотного диапазона, в котором слой, сосредотачивающий основную часть энергии, увеличивается с ростом частоты. Отличительной особенностью быстро затухающей волны является то, что значительная часть ее энергии сосредоточена в жидкой фазе. На рис. 12 представлено распределение энергии по фазам при изменении глубины. Рис. 12, а построен для частоты $\Omega=0.16^{-2}$, а рис. 12, б – для $\Omega=1.0$. Кривая 1 описывает нормированный поток мощности (W_1/W_0) в упругом скелете, а кривая 2 – в жидкости. Как видно из графиков, в жидкой фазе средний поток мощности вначале возрастает, а затем наступает экспоненциальный спад. С ростом частоты такой характер зависимости сохраняется. Частота является определяющим фактором для глубины проникновения поверхностной волны в пористо-упругую среду. Для упругой фазы наблюдается изменение характера нормированного потока мощности в зависимости от глубины при изменении частоты. С ростом частоты проявляются осциллирующие зависимости W_2/W_0 от z/λ .

Приведенные кривые для смещений частиц и плотности потока мощности единственной волны в полупространстве с проницаемой границей и для двух волн в полупространстве с непроницаемой границей иллюстрируют, что рассмотренные волны локализованы в приповерхностном слое, толщина которого составляет порядка 0.2λ ($\lambda = 2\pi/\omega\sqrt{H/\rho}$). В то же время, для среды песок – вода длина поверхностной волны в полупространстве с проницаемой границей не превышает 0.1λ

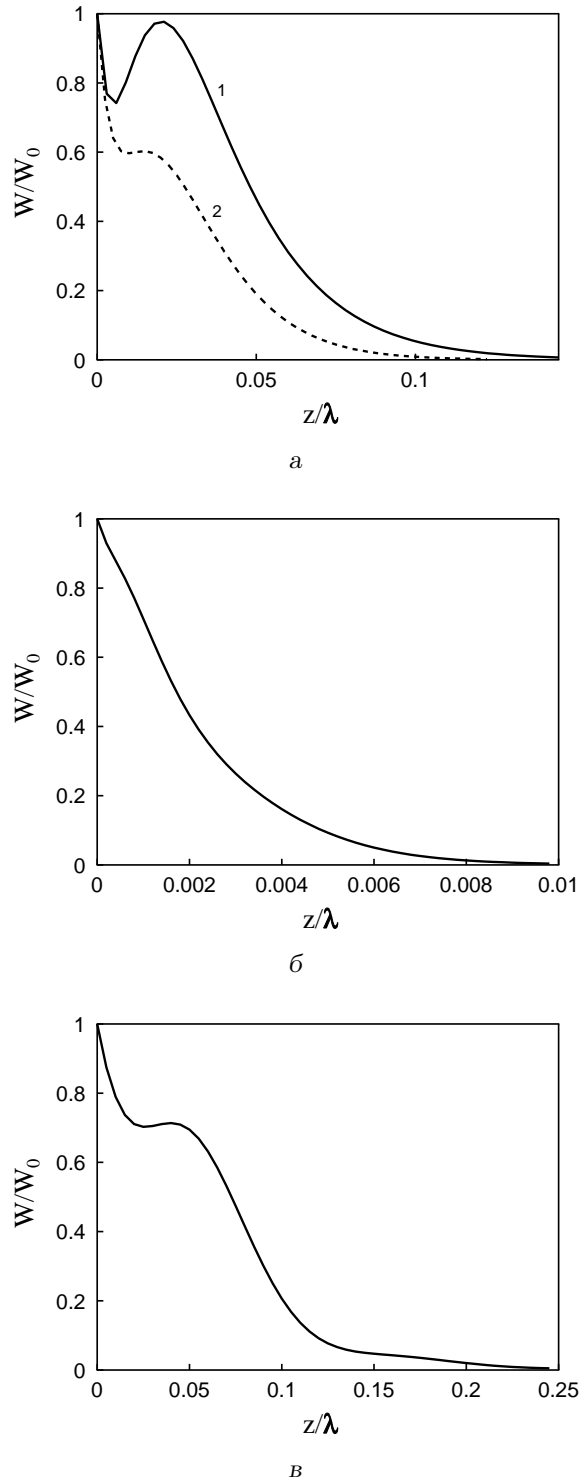


Рис. 11. Изменение среднего за период потока мощности вдоль направления распространения с глубиной:

а – слабо затухающая волна (1 – $\Omega = 0.16^{-2}$, 2 – $\Omega = 1.0$),
 б – быстро затухающая волна ($\Omega = 0.16^{-2}$),
 в – быстро затухающая волна ($\Omega = 1.0$)

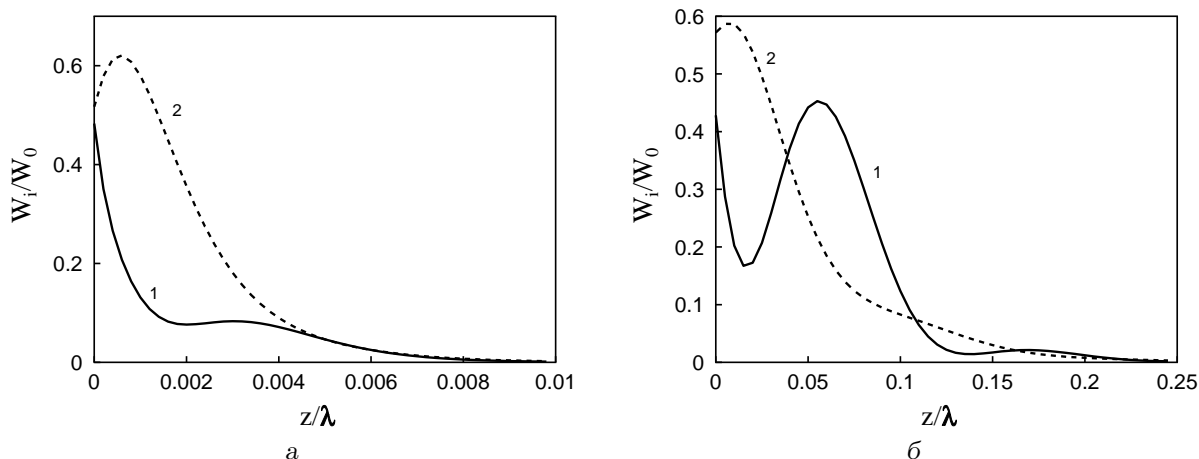


Рис. 12. Распределение потока мощности по глубине:

1 – в упругом скелете, 2 – в жидкости;

а – $\Omega = 0.16^{-2}$, б – $\Omega = 1.0$

(см. рис. 1). В свою очередь, в полупространстве с непроницаемой границей длины обеих поверхностных волн не превышают 0.15λ (см. рис. 6). Таким образом, все эти волны локализованы в слое толщиной меньше, чем их длины волн, т. е. являются типично поверхностными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В пористо-упругом насыщенном жидкостью полупространстве со свободной границей, рассматриваемом без учета диссипативных эффектов, существует поверхностная волна. В случае, когда самой низкой является скорость поперечной волны в бесконечной пористо-упругой среде, поверхностная волна образуется тремя неоднородными волнами, которые распространяются вдоль свободной границы и затухают в глубину. Для рассмотренных параметров пористо-упругих сред скорость поверхностной волны в случае проницаемой границы больше, чем для непроницаемой границы. Независимо от того, проницаема граница или нет, скорость поверхностной волны будет меньше скорости поперечной волны и аппроксимируется скоростью волны Рэлея в эквивалентной однофазной среде с точностью до 10 %. Скорость поверхностной волны слабо изменяется при изменении физических параметров поровой жидкости (в пределах 6 % для рассмотренных случаев).

Если медленная продольная волна в пористо-упругой среде без затухания – самая медленная, то поверхностной волны как волны, не переносящей энергии в глубину, не существует. Существует квази-поверхностная волна, образованная неодно-

родными поперечной и быстрой продольной волнами. В то же время, медленная продольная волна остается распространяющейся и переносит энергию в глубину.

При учете затухания, обусловленного движением вязкой жидкости по поровому пространству, волновая картина существенно изменяется в зависимости от того, проницаема граница или нет. Для проницаемой границы существует одна поверхностная волна, слабо затухающая вдоль направления распространения. Ее фазовая скорость незначительно увеличивается с частотой и стремится к скорости поверхностной волны в эквивалентной однофазной среде. Затухание волны увеличивается с ростом частоты и определяется вязкостными характеристиками поровой жидкости. Основная часть энергии, которую переносит данная волна, сосредоточена в упругом скелете.

Для непроницаемой границы существуют две поверхностные волны. Одна из них распространяется с фазовой скоростью, близкой к скорости поверхностной волны в полупространстве с проницаемой границей, а скорость второй волны в высокочастотном пределе стремится к скорости медленной продольной волны. Характер затухания двух поверхностных волн в пористо-упругом полупространстве с непроницаемой границей существенно отличается: одна волна затухает слабо, а вторая – сильно. Кинематика частиц в слабо затухающей поверхностной волне аналогична кинематике в поверхностной волне в упругом полупространстве. Основная доля энергии, переносимая этой волной, сосредоточена в упругом скелете. Глубина проникновения волны уменьшается с частотой.

Для быстро затухающей волны характерно увеличение глубины проникновения с ростом частоты. Основная часть энергии, которую переносит эта волна, сосредоточена в жидкой фазе.

1. Фарнелл Дж. Свойства упругих поверхностных волн // Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. Том VI.– М.: Мир, 1973.– С. 137–202.
2. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid // J. Acoust. Soc. Amer.– 1956.– **28**, N 2.– P. 168–191.
3. Phinney R. A. Propagation of leaking interface waves // Bull. Seismol. Soc. Amer.– 1961.– **51**, N 4.– P. 527–555.
4. Feng S., Johnson D. L. High-frequency acoustic properties of a fluid/porous solid interface. I. New surface mode // J. Acoust. Soc. Amer.– 1983.– **74**, N 3.– P. 906–914.
5. Chao G., Smeulders M. M J., van Dongen M. E. H. Shock induced borehole waves in porous formation: Theory and experiment // J. Acoust. Soc. Amer.– 2004.– **116**, N 2.– P. 693–702.
6. Jones J. P. Rayleigh waves in a porous, elastic, saturated solid // J. Acoust. Soc. Amer.– 1961.– **33**, N 7.– P. 959–962.
7. Tajuddin M. Rayleigh waves in a poroelastic half-space // J. Acoust. Soc. Amer.– 1984.– **75**, N 3.– P. 682–684.
8. Mayer M. J., Nagy P. B., Adler L., Bonner B. P., Streit R. Excitation of surface waves of different modes at fluid-porous solid interface // J. Acoust. Soc. Amer.– 1986.– **79**, N 2.– P. 249–252.
9. Attenborough K., Chen Yu. Surface waves at an interface between air and an air-filled poroelastic ground // J. Acoust. Soc. Amer.– 1990.– **87**, N 3.– P. 1010–1016.
10. Allard J. F., Jansens G., Vermeir G., Lauriks W. Frame-borne surface waves in air-saturated porous media // J. Acoust. Soc. Amer.– 2002.– **111**, N 2.– P. 690–696.
11. Wilmanski K. Propagation of sound and surface waves in porous materials // WIAS-Preprint.– 2001.– N. 684.– P. 1–12.
12. Albert B. Modelling of surface waves in poroelastic saturated materials by means of a two component continuum.– Lecture notes // WIAS-Preprint.– 2004.– N 952.– P. 1–44.
13. Edelman I., Wilmanski K. Asymptotic analysis of surface waves at vacuum/porous medium and liquid/porous medium interfaces // Cont. Mech. Thermodyn.– 2002.– **14** N 1.– P. 25–44.
14. Столл Р. Д. Акустические волны в водонасыщенных осадках // Акустика морских осадков.– М., 1977.– С. 28–46.
15. Badiey M., Cheng A.H.-D., Mu Y. From geology to geoaoustics Evaluation of Biot–Stoll sound speed and attenuation for shallow water acoustics // J. Acoust. Soc. Amer.– 1998.– **103**, N 1.– P. 309–320.
16. Deresiewicz H., Skalak R. On uniqueness in dynamic poroelasticity // Bull. Seism. Soc. Amer.– 1963.– **53**, N 4.– P. 783–788.
17. Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах.– К.: Наук. думка, 1981.– 284 с.
18. Stoll R. D. Comments on “Biot model of sound propagation in watersaturated sand” // J. Acoust. Soc. Amer.– 1998.– **103**, N 5, Pt 1.– P. 2723–2725.
19. Yamamoto T. Acoustic propagation in the ocean with a poro-elastic bottom // J. Acoust. Soc. Amer.– 1998.– **103**, N 1.– P. 309–320.
20. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике.– М.: ИИЛ, 1957.– 726 с.
21. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Теория и методы. Том. 1.– М.: Мир, 1983.– 520 с.