

03 Об эффекте „мертвой воды“ в стратифицированной жидкости на твердом дне

© С.О. Ширяева, А.И. Григорьев, М.С. Федоров, А.А. Ширяев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
150000 Ярославль, Россия
e-mail: grig@uniyar.ac.ru

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2011 г. В окончательной редакции 4 апреля 2012 г.)

В линейных расчетах исследовано влияние твердого дна на реализацию эффекта „мертвой воды“ как для гравитационных и флуктуационных (обладающих одинаковым законом дисперсии), так и для капиллярных волн. Обнаружено, что наличие твердого дна усиливает эффект „мертвой воды“.

Явление „мертвой воды“ с самого начала его исследования изучалось для бесконечно глубокой жидкости [1]. Тем не менее интуитивно ясно, что конечность глубины слоя жидкости должна сказываться на нем. Физическая суть широко известного в судостроении эффекта заключается в том, что в слоисто-неоднородной жидкости, стратифицированной по плотности, амплитуды волнового движения, возникающего на границе стратификации, могут существенно превышать амплитуды волн на свободной поверхности жидкости [1,2]. Такая ситуация складывается в проливах, соединяющих водоемы с различной соленостью, или при смешении неодинаково прогретых потоков воды. В последние годы эта проблема вызывает интерес исследователей [3–6] в связи с расширением эффекта на область капиллярных и капиллярно-флуктуационных волн. Представляется интересным проанализировать влияние на данное явление конечности толщины нижнего слоя жидкости, т.е. наличия в реальности твердого дна. Феномен в пределе коротких длин волн (капиллярных и флуктуационно-капиллярных [7–9]) должен представлять интерес и для жидкостной эпитаксии.

Известно [7–10], что в области коротких характерных линейных расстояний (короче 100 нм [10]) именно силы флуктуационной природы ответственны за появление волн, которые имеют такой же закон дисперсии как гравитационные волны [8–9]. Силы флуктуационной природы возникают вблизи поверхности твердых тел (твердого дна или твердой стенки) на расстояниях ≤ 100 нм.

Флуктуационное волновое движение должно подчиняться таким же закономерностям, что и капиллярно-гравитационное, и должно обладать законом дисперсии: $\omega \sim \sqrt{k}$, где ω — частота волны, а k — ее волновое число [7–9].

В работах [7–9] рассмотрены особенности волнового движения в тонких слоях жидкости (с толщиной $h \leq 100$ нм), когда становится существенным влияние поля флуктуационных сил [10–13]. В расчетах показано, что в дисперсионном уравнении компоненты, порожденные действием гравитационных и флуктуационных сил, одинаковым образом зависят от волнового числа и входят в дисперсионное уравнение в виде суммы.

Со стороны твердого дна на каждую жидкую частицу в слое действуют флуктуационные силы, сильно зависящие от расстояния. Для качественных оценок примем, что они обратно пропорциональны расстоянию l в третьей степени между данной жидкой частицей и твердым дном, что для слоя жидкости толщиной d можно записать в виде [8–13]: $F \sim l^{-3}$.

Давление флуктуационных сил на возмущенную капиллярным волновым движением границу $z = \xi(x, t)$ определится как [10] $p_f = A(6\pi(d + \xi)^3)^{-1}$. В реальности показатель степени „3“ в выписанном выражении зависит от расстояния и с его увеличением изменяется от 3 до 4 [8,10]. Коэффициент пропорциональности A , имеющий размерность энергии, для слоя жидкости, находящегося на поверхности твердого тела, примем для нижеследующих качественных оценок равным 10^{-20} J. (Значение константы A для воды, контактирующей с кварцем, равно $1.12 \cdot 10^{-20}$ J, а для воды, контактирующей со слюдой — $1.53 \cdot 10^{-20}$ J).

1. Формулировка задачи

Пусть имеются два слоя идеальных несжимаемых несмешиваемых жидкостей, верхний из которых диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε характеризуется плотностью ρ_1 и толщиной h_1 , а аналогичные характеристики нижнего идеального проводника, лежащего на твердом дне, слоя — ρ_2 , h_2 , причем $\rho_2 > \rho_1$. Введем декартову систему координат, ось OZ которой направлена вверх против силы тяжести ($\mathbf{g} \parallel -\mathbf{e}_z$, а \mathbf{e}_z — орт декартовой системы координат), а плоскость $z = 0$ совпадает с границей раздела слоев в невозмущенном состоянии. При этом поверхность дна описывается уравнением $z = -h_2$, верхний слой занимает пространство $0 \leq z \leq h_1$, а нижний $-h_2 \leq z \leq 0$. На границе раздела жидкостей равномерно распределен электрический заряд, который создает в области пространства $z > 0$ электрическое поле с напряженностью E_* .

Проанализируем взаимодействие капиллярно-гравитационных волн, существующих в описанной системе на свободной поверхности и границе раздела сред, которые

характеризуются коэффициентами поверхностного натяжения σ_1 и σ_2 соответственно.

Уравнения, описывающие форму возмущенных волновым движением свободной поверхности верхней жидкости и границы раздела слоев, запишем в виде

$$\begin{aligned} F_1(x, z, t) &\equiv z - h_1 - \xi_1(x, t) = 0, \\ F_2(x, z, t) &\equiv z - \xi_2(x, t) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\xi_1(x, t)$ и $\xi_2(x, t)$ — малые отклонения от невозмущенных уровней $z = h_1$ и $z = 0$ соответственно ($|\xi_1| \ll h_1$, $|\xi_2| \ll h_2$), амплитуда которых ($|\xi_1| \sim |\xi_2|$) принимается в качестве малого параметра задачи.

Математическая формулировка решаемой задачи имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial t} + (\mathbf{V}_1, \nabla) \mathbf{V}_1 &= -\nabla \left(\frac{P_1}{\rho_1} \right) + \frac{\mathbf{g}}{\rho_1}, \quad \Delta \Phi = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{V}_2}{\partial t} + (\mathbf{V}_2, \nabla) \mathbf{V}_2 &= -\nabla \left(\frac{P_2}{\rho_2} \right) + \frac{\mathbf{g}}{\rho_2} + \frac{A \mathbf{e}_z}{2\pi \rho_2 d^4}, \\ \operatorname{div} \mathbf{V}_i &= 0, \quad (j = 1, 2), \\ z = -h_2: \quad (\mathbf{n}_2, \mathbf{V}_2) &= 0, \\ z = h_1 + \xi_1(x, t): \quad \frac{\partial F_1}{\partial t} + (\mathbf{V}_1, \nabla) F_1 &= 0, \\ P_1 - P_a - P_{\sigma_1} + P_{1E} &= 0, \\ z = \xi_2: \quad \frac{\partial F_2}{\partial t} + (\mathbf{V}_2, \nabla) F_2 &= 0, \quad (\mathbf{n}_1, \mathbf{V}_1) = -(\mathbf{n}_1, \mathbf{V}_2), \\ P_2 - P_1 - P_{\sigma_2} + P_{2E} &= 0, \\ \Phi = \text{const}; \quad z \rightarrow \infty: \quad \nabla \Phi &\rightarrow -\mathbf{E}_*, \end{aligned}$$

где \mathbf{V}_j — поля скоростей в верхней и нижней жидкостях, Φ — электрический потенциал, \mathbf{n}_j — векторы нормали к границам раздела, P_j — гидродинамические давления в слоях верхней и нижней жидкостей, P_a — давление атмосферное, P_{jE} — давление электрического поля, $P_{\sigma_j} = \sigma_j \cdot \operatorname{div} \mathbf{n}_j$ — капиллярные давления на свободной поверхности и границе раздела сред соответственно.

Положим, что поля скоростей $\mathbf{V}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{V}^{(2)}(\mathbf{r}, t)$ в безразмерных переменных (например, таких, где $\rho_2 = \sigma_1 = g + \kappa = 1$, где $\kappa \equiv A/2\pi\rho_1 d^4$ — флуктуационный параметр) имеют тот же порядок малости, что и амплитуды капиллярных волн.

2. Линеаризация задачи

Задача решается в линейном по амплитудам возмущений ($|\xi_i|$) приближении, в модели потенциального течения жидкости, в рамках которого поля скоростей определяются скалярными функциями гидродинамических потенциалов $\psi_j: \mathbf{V}_j = \nabla \psi_j$, где $(j = 1, 2)$. Поскольку движения обеих жидкостей вызваны малыми колебаниями их поверхностей, то примем, что потенциалы ψ_1, ψ_2 имеют тот же порядок малости, что и амплитуды капиллярно-гравитационных волн $|\psi_j| \sim |\xi_j|$. Задача

нулевого порядка определяет распределение давлений в слоях жидкости в невозмущенном состоянии

$$P_1 = -\rho_1 g(z - h) + P_a,$$

$$P_2 = -\rho_2 g z + P_a + \rho_1 g h_1 + \frac{A}{2\pi \rho_2 d^4}.$$

Скаляризованная задача первого порядка малости относительно функций ψ_i имеет вид

$$\Delta \psi_j = 0, \quad (2)$$

$$z = -h_2: \quad \partial_z \psi_2 = 0, \quad (3)$$

$$z = h_1: \quad -\partial_t \xi_1 + \partial_z \psi_1 = 0,$$

$$\xi_1 (\gamma \xi_1 + \partial_t \varphi_1) + \frac{(\varepsilon - 1)}{4\pi \varepsilon} \partial_z \Phi_0^{(0)} \partial_z \Phi_0^{(1)} = \sigma_1 \partial_z^2 \xi_1, \quad (4)$$

$$\partial_z \Phi_0^{(1)} = \varepsilon \partial_z \Phi_1^{(1)},$$

$$\partial_x \xi_1 \partial_z \Phi_0^{(0)} + \partial_x \Phi_0^{(1)} = \partial_x \xi_1 \partial_z \Phi_1^{(0)} + \partial_x \Phi_1^{(1)}.$$

$$z = 0: \quad -\partial_t \xi_2 + \partial_z \psi_1 = 0, \quad -\partial_t \xi_2 + \partial_z \psi_2 = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} -(\rho_2 - \rho_1) g \xi_2 - \rho_2 \partial_t \varphi_2 + \rho_1 \partial_t \varphi_1 \\ + \frac{\varepsilon}{4\pi} \partial_z \Phi_1^{(0)} \partial_z \Phi_1^{(1)} = -\sigma_2 \partial_x^2 \xi_2, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Phi_1^{(1)} + \xi_2 \partial_z \Phi_1^{(0)} = 0.$$

3. Решение задачи

Решение уравнений Лапласа (2) для потенциалов записываются в виде

$$\begin{aligned} \psi_1 &= [B_1(t) \cdot \exp(kz) + B_2(t) \exp(-kz) \exp(ikx)] \\ &+ (k.c.), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_2 &= [D_1(t) \cdot \exp(kz) + D_2(t) \exp(-kz) \exp(ikx)] \\ &+ (k.c.), \end{aligned}$$

$$\Phi_0^{(1)} = G(t) \exp(-kz) \exp(ikx) + (k.c.),$$

$$\Phi_1^{(1)} = [S_1(t) \exp(kz) + S_2(t) \exp(-kz)] \exp(ikx) + (k.c.). \quad (7)$$

Здесь и далее аббревиатура $(k.c.)$ обозначает слагаемые, комплексно сопряженные к выписанным.

Выражения для возмущений ξ_i запишем в виде, аналогичном (7):

$$\xi_1 = \alpha(t) \exp(ikx) + (k.c.), \quad \xi_2 = \beta(t) \exp(ikx) + (k.c.). \quad (8)$$

Подставляя (7), (8) в систему граничных условий (3)–(6), получим выражения для коэффициентов B_j, D_j, G, S_j ($j = 1, 2$) через амплитуды волн $\alpha(t), \beta(t)$

и систему связанных дифференциальных уравнений для определения самих амплитуд

$$\begin{aligned}
& -\frac{\rho_1}{k \operatorname{sh}(kh_1)} \beta''(t) + \left(\frac{\rho_1}{k \operatorname{th}(kh_1)} \right) \alpha''(t) \\
& + \frac{kW(\varepsilon - 1)}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)] \operatorname{ch}(kh_1)} \beta(t) \\
& + \left(\frac{kW(\varepsilon - 1)^2}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)]} + g\rho_1 - k^2\sigma_1 \right) \alpha(t) = 0, \quad W \equiv \frac{\varepsilon E_*^2}{4\pi}, \\
& - \left(\frac{\rho_1}{k \operatorname{th}(kh_1)} + \frac{\rho_2}{k \operatorname{th}(kh_2)} \right) \beta''(t) + \frac{\rho_1}{k \operatorname{sh}(kh_1)} \alpha''(t) \\
& + \left(\frac{kW[1 + \varepsilon \operatorname{th}(kh_1)]}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)]} + g(\rho_1 - \rho_2) - k^2\sigma_2 \right) \beta(t) \\
& + \frac{kW(\varepsilon - 1)}{\varepsilon(\varepsilon \operatorname{ch}(kh_1) + \operatorname{sh}(kh_1))} \alpha(t) = 0, \quad (9)
\end{aligned}$$

где $\alpha''(t)$, $\beta''(t)$ — вторые производные по времени. Подстановка в систему (9) проекта решения в виде $\alpha(t) = a \cdot \exp(i\omega t)$, $\beta(t) = b \cdot \exp(i\omega t)$ позволяет получить выражение для отношения амплитуд

$$\begin{aligned}
\frac{\beta(t)}{\alpha(t)} & \equiv \gamma_j(\omega_j) \\
& \equiv -\frac{\left(\frac{kW(\varepsilon-1)^2}{\varepsilon[\varepsilon+\operatorname{th}(kh_1)]} + g\rho_1 - k^2\sigma_1 - \frac{\rho_1}{k \operatorname{th}(kh_1)} \omega_j^2 \right)}{\left(\frac{\rho_1}{k \operatorname{sh}(kh_1)} \omega_j^2 + \frac{kW(\varepsilon-1)}{\varepsilon[\varepsilon+\operatorname{th}(kh_1)] \operatorname{ch}(kh_1)} \right)}, \\
& (j = 1, 2), \quad (10)
\end{aligned}$$

где индекс j нумерует корни дисперсионного уравнения, которое имеет биквадратный вид

$$\omega^4 + \frac{C_2}{C_1} \cdot \omega^2 + \frac{C_3}{C_1} = 0, \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
C_1 & = -\frac{\rho_1^2}{k^2 \operatorname{sh}(kh_1)} + \frac{\rho_1}{k \operatorname{th}(kh_1)} \left(\frac{\rho_1}{k \operatorname{th}(kh_1)} + \frac{\rho_2}{k \operatorname{th}(kh_2)} \right), \\
C_2 & = -\left(gk\rho_1 + k^3\sigma_1 - \frac{k^2W(\varepsilon - 1)^2}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)]} \right) \\
& \quad \times \left(\frac{\rho_1}{\operatorname{th}(kh_1)} + \frac{\rho_2}{\operatorname{th}(kh_2)} \right) + \frac{\rho_1}{\operatorname{th}(kh_1)} \\
& \quad \times \left(gk(\rho_1 - \rho_2) - k^3\sigma_2 + \frac{k^2W[1 + \varepsilon \operatorname{th}(kh_1)]}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)]} \right), \\
C_3 & = -\left(gk\rho_1 - k^3\sigma_1 + \frac{k^2W(\varepsilon - 1)^2}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)]} \right) \\
& \quad \times \left(gk(\rho_1 - \rho_2) - k^3\sigma_2 + \frac{k^2W[1 + \varepsilon \operatorname{th}(kh_1)]}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)]} \right) \\
& \quad + \left(\frac{k^2W(\varepsilon - 1)}{\varepsilon[\varepsilon + \operatorname{th}(kh_1)] \operatorname{ch}(kh_1)} \right)^2.
\end{aligned}$$

Решения (11) определяются выражениями

$$\begin{aligned}
\omega_1^2 & = -\frac{1}{2C_1} \left(C_2 + \sqrt{C_2^2 - 4C_1C_3} \right), \\
\omega_2^2 & = -\frac{1}{2C_1} \left(C_2 - \sqrt{C_2^2 - 4C_1C_3} \right). \quad (12)
\end{aligned}$$

Общие решения системы (9) записываются в виде

$$\begin{aligned}
\alpha(t) & = A_1 \exp(i\omega_1 t) + A_2 \exp(-i\omega_2 t) \\
& \quad + A_3 \exp(i\omega_1 t) + A_4 \exp(i\omega_2 t), \quad (13) \\
\beta(t) & = \gamma_1 A_1 \exp(-i\omega_1 t) + \gamma_2 A_2 \exp(-i\omega_2 t) \\
& \quad + \gamma_1 A_3 \exp(i\omega_1 t) + \gamma_2 A_4 \exp(i\omega_2 t), \\
\gamma_1 & = \gamma(\omega_1), \quad \gamma_2 = \gamma(\omega_2).
\end{aligned}$$

Константы A_i , определяются из начальных условий задачи.

Примем, что в начальный момент времени на свободной границе верхнего слоя и на границе стратификации заданы волновые возмущения, характеризующиеся амплитудами ξ_j и волновыми числами k_j ($j = 1; 2$) и нулевыми начальными скоростями:

$$\begin{aligned}
\xi_1(x, t)|_{t=0} & = \xi_1 \cos(k_1 x), \quad \partial_t \xi_1(x, t)|_{t=0} = 0, \\
\xi_2(x, t)|_{t=0} & = \xi_2 \cos(k_2 x), \quad \partial_t \xi_2(x, t)|_{t=0} = 0. \quad (14)
\end{aligned}$$

Подставляя решения (8) с учетом (13) в систему начальных условий (14), получим выражения для функций $\xi_1(x, t)$ и $\xi_2(x, t)$, определяющих эволюцию во времени формы свободной поверхности и границы раздела слоев:

$$\begin{aligned}
\xi_1(x, t) & = \frac{\xi_2}{2[\gamma_2(k_2) - \gamma_1(k_2)]} \{ \cos[k_2 x - \omega_2(k_2)t] \\
& \quad + \cos[k_2 x + \omega_2(k_2)t] - \cos[k_2 x - \omega_1(k_2)t] \\
& \quad - \cos[k_2 x + \omega_1(k_2)t] \} + \frac{\xi_1}{2[\gamma_2(k_1) - \gamma_1(k_1)]} \\
& \quad \times \{ \gamma_2(k_1) [\cos[k_1 x - \omega_1(k_1)t] + \cos[k_1 x + \omega_1(k_1)t] \\
& \quad - \gamma_1(k_1) [\cos[k_1 x - \omega_2(k_1)t] + \cos[k_1 x + \omega_2(k_1)t]] \}, \\
\xi_2(x, t) & = -\frac{\xi_2}{2(\gamma_2(k_2) - \gamma_1(k_2))} \\
& \quad \times \{ \gamma_2(k_2) [\cos(k_2 x - \omega_2(k_2)t) \\
& \quad + \cos(k_2 x + \omega_2(k_2)t)] - \gamma_1(k_2) [\cos(k_2 x - \omega_1(k_2)t) \\
& \quad + \cos(k_2 x + \omega_1(k_2)t)] \} + \frac{\xi_1 \gamma_1(k_1) \gamma_2(k_1)}{2(\gamma_2(k_1) - \gamma_1(k_1))} \\
& \quad \times \{ [\cos[k_1 x - \omega_1(k_1)t] + \cos[k_1 x + \omega_1(k_1)t]] \\
& \quad - [\cos[k_1 x - \omega_2(k_1)t] + \cos[k_1 x + \omega_2(k_1)t]] \}.
\end{aligned}$$

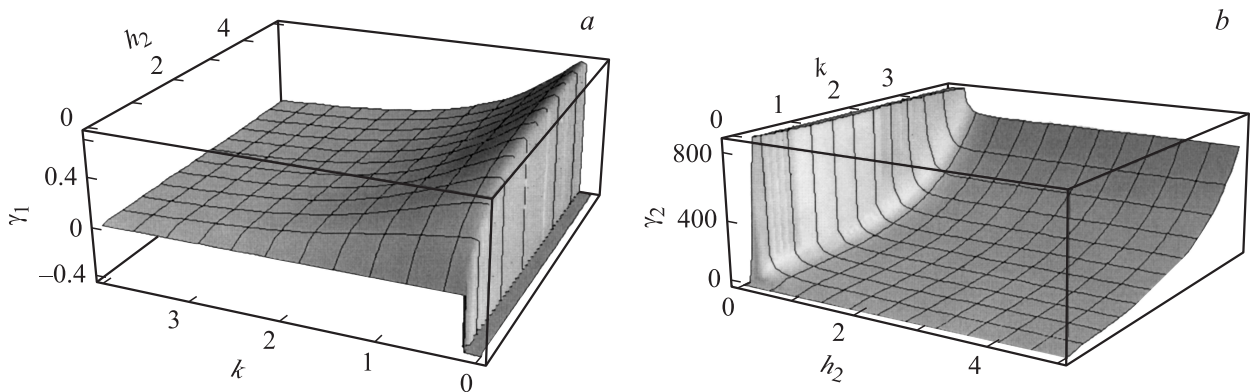


Рис. 1. Зависимость отношения амплитуд γ_j от безразмерной толщины нижнего слоя h_2 и безразмерного волнового числа k : a — в режиме однородной жидкости; b — в режиме „мертвой воды“, рассчитанные при: $\rho_1 = 1, \rho_2 = 1.02, \sigma_1 = 60, \sigma_2 = 5, g = 1, h_1 = 1, W = 1, \varepsilon = 80$.

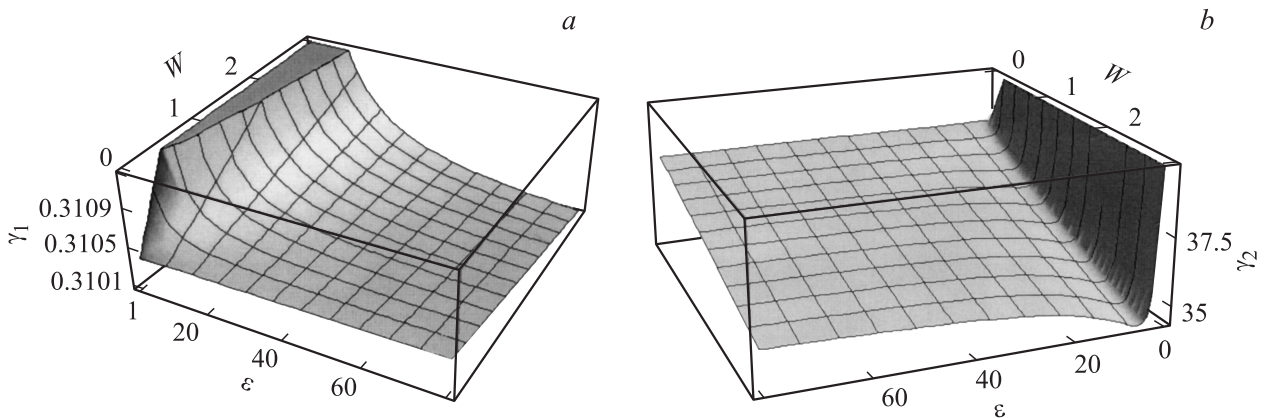


Рис. 2. Зависимость отношения амплитуд γ_j от безразмерной толщины верхнего слоя h_1 и электрического поля W : a — в режиме однородной жидкости; b — в режиме „мертвой воды“, рассчитанные при: $\rho_1 = 1, \rho_2 = 1.02, \sigma_1 = 60, \sigma_2 = 5, g = 1; h_2 = 1; k = 1; \varepsilon = 80$.

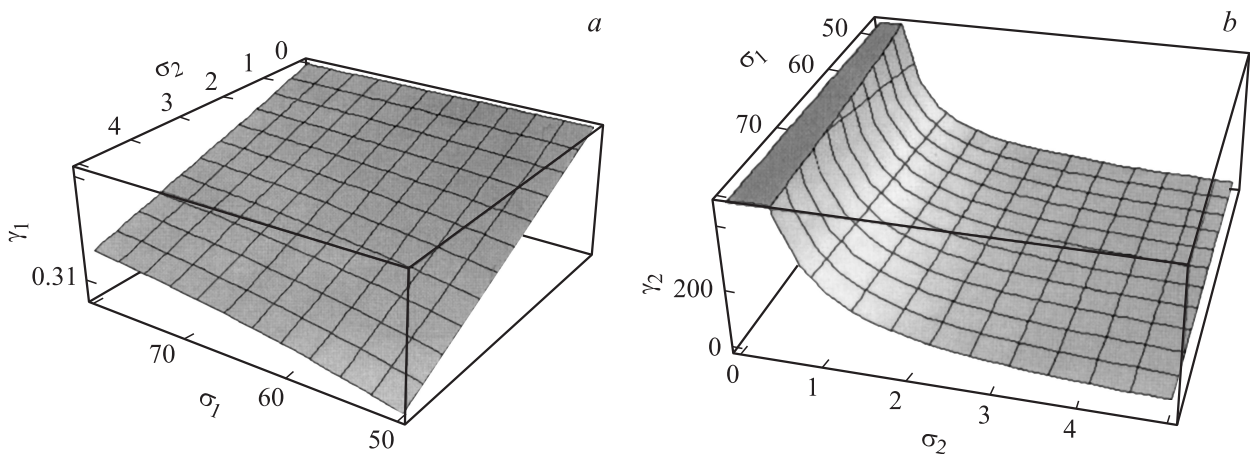


Рис. 3. Зависимость отношения амплитуд γ_j от коэффициента поверхностного натяжения верхнего слоя жидкости σ_1 и нижнего слоя жидкости σ_2 : a — в режиме однородной жидкости; b — в режиме „мертвой воды“, рассчитанные при: $\rho_1 = 1, \rho_2 = 1.02, g = 1, h_1 = 1, h_2 = 1, \varepsilon = 80, W = 1$.

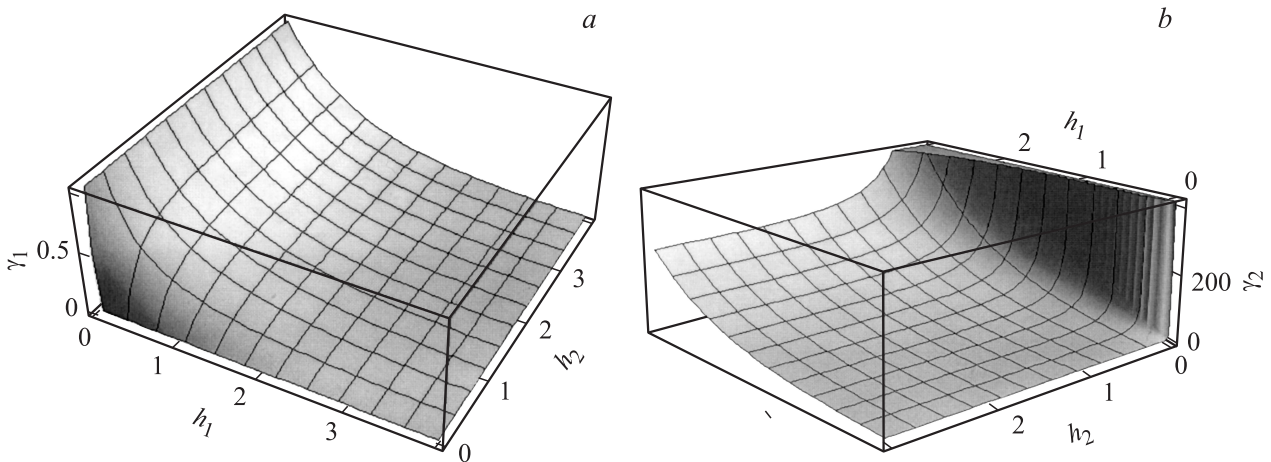


Рис. 4. Зависимость отношения амплитуд γ_j от безразмерной толщины верхнего слоя h_1 и нижнего слоя h_2 : *a* — в режиме однородной жидкости; *b* — в режиме „мертвой воды“, рассчитанные при: $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 1.02$, $g = 1$, $\sigma_1 = 60$, $\sigma_2 = 5$, $k = 1$, $\varepsilon = 80$, $W = 1$.

4. Анализ результатов

Согласно соотношениям (10), (12), в рассматриваемой системе могут реализовываться 2 режима волновых движений, соответствующих двум корням $\omega_1^2(k)$ и $\omega_2^2(k)$ биквадратного дисперсионного уравнения (11). В одном из этих режимов амплитуда внутренней волны (на границе стратификации) $\beta(t)$ меньше амплитуды $\alpha(t)$ внешней волны (на свободной поверхности) примерно в $\exp(-kh_1)$ раз, т.е. волновое возмущение экспоненциально затухает по мере увеличения глубины как в однородной жидкости. Второй режим, при котором амплитуда внешней волны $\beta(t)$ существенно превышает амплитуду внутренней $\alpha(t)$, характерен именно для стратифицированной жидкости и получил название эффекта „мертвой воды“. На рис. 1 приведены зависимости отношения амплитуд β/α от глубины нижнего слоя жидкости — h_2 и волнового числа — k в двух описанных режимах волнового движения. Видно, что как в режиме „мертвой воды“, так и в режиме „однородной“ жидкости отношение амплитуд слабо зависит от глубины h_2 , и эта зависимость приходится на длинные волны (малые волновые числа). Заметная зависимость от волнового числа характерна для обоих режимов.

Согласно рис. 2 в режиме „однородной“ жидкости отношение амплитуд β/α заметно зависит от зарядового параметра W только при малых диэлектрических проницаемостях: $\varepsilon < 20$. Зависимость отношения амплитуд от самой диэлектрической проницаемости ε носит убывающий с ростом ε характер, но наиболее отчетливо выражена при малых ε . В режиме „мертвой воды“ зависимость от зарядового параметра W более отчетливая во всем диапазоне изменения ε . Зависимость отношения амплитуд от ε имеет возрастающий с ростом ε вид.

На рис. 3 приведены зависимости отношения амплитуд от величины коэффициентов поверхностного натя-

жения поверхностей разделов σ_1 и σ_2 . Учтено, что, согласно правилу Антонова [14] (стр. 425), величина коэффициента поверхностного натяжения границы раздела сред σ_{12} равна разности коэффициентов поверхностного натяжения чистых жидкостей

$$\sigma_{12} = |\sigma_1 - \sigma_2|.$$

Видно, что отношение амплитуд в режиме „однородной“ жидкости заметно зависит и от σ_1 и от σ_2 , уменьшаясь с их увеличением. В режиме „мертвой воды“ отношение амплитуд заметно зависит от σ_2 , уменьшаясь с его увеличением и весьма незначительно от σ_1 .

На рис. 4 приведены зависимости отношения амплитуд от толщин слоев h_1 и h_2 . Видно, что в режиме „однородной“ жидкости зависимость (убывание с увеличением h_1 и увеличение с ростом h_2) заметна только при малых толщинах. В режиме „мертвой воды“ зависимость отношения амплитуд от толщины слоя нижней жидкости h_2 проявляется также только в диапазоне длинных волн. Зависимость от h_1 , убывание отношения амплитуд, с уменьшением толщины верхнего слоя заметно проявляется во всем рассмотренном диапазоне толщин.

Заключение

Таким образом, можно предполагать, что такое явление, как эффект „мертвой воды“, не менее ярко проявляется в стратифицированных по плотности водоемах глубины, чем в бесконечно глубокой жидкости.

Работа выполнена при поддержке грантов: Рособрнаучи № РНП 2.1.1/3776 и РФФИ № 09-01-00084.

Список литературы

- [1] Сретенский Л.Н. // Журнал геофизики. 1934. Т. 4. Вып. 3. С. 332–367.
- [2] Сретенский Л.Н. Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977. 815 с.
- [3] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Федоров М.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 7. С. 8–17.
- [4] Григорьев А.И., Федоров М.С., Ширяева С.О. // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 5. С. 130–140.
- [5] Ширяева С.О., Григорьев А.И., Федоров М.С. // ЭЖ „Исследовано в России“. 2010. № 20. С. 260–268. (<http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2010/020.pdf>)
- [6] Григорьев А.И., Федоров М.С., Ширяева С.О. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 11. С. 31–39.
- [7] Климов А.В., Григорьев А.И. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 10. С. 14–21.
- [8] Григорьев А.И. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 30–35.
- [9] Саночкин Ю.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 5. С. 24–29.
- [10] Дерягин Б.В. Теория устойчивости коллоидов и тонких пленок. М: Наука, 1986. 205 с.
- [11] Алтоиз Б.А., Кириян С.В., Шатагина Е.А. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 10. С. 37–40.
- [12] Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. М.: Наука, 1975. 592 с.
- [13] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Теоретическая физика. Т. 9. Статистическая физика. Ч. 2. М: Наука, 1978. 448 с.
- [14] Рид Р., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1971. 702 с.