

УДК 532.5.013:532.529.2:532.772:534.131.2

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ВИБРАЦИИ НА КОНВЕКЦИЮ В СМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЯХ

Ю. А. Гапоненко, В. А. Вольперт*, С. М. Зеньковская**,
Д. А. Пойман***

Институт вычислительного моделирования СО РАН, 660036 Красноярск

* MARLY UMR 5585, Университет Лион-1, F-69622 Лион, Франция

** Ростовский государственный университет, 344090 Ростов-на-Дону

*** Университет Южного Миссисипи, MS 39406-5043 Хаттисберг, США

E-mails: yuag@icm.krasn.ru, zenkov@ns.math.rsu.ru

Для системы уравнений конвекции, полученной методом осреднений, исследовано воздействие высокочастотных колебаний поля внешних массовых сил на конвекцию в смешивающихся жидкостях. Рассмотрены структуры течений, возникающие при начальных условиях, соответствующих физическим экспериментам при пониженной гравитации.

Ключевые слова: конвекция, микрогравитация, смешивающиеся жидкости, высокочастотная вибрация, метод осреднения.

Введение. Известно, что возникновение течений в жидкости может зависеть от процессов, происходящих в областях, близких к границе раздела. Так, например, капиллярные силы, возникающие на границе раздела несмешивающихся жидкостей, могут привести к появлению конвекции. В 1901 г. Кортевег предположил, что подобные эффекты могут наблюдаться и для смешивающихся жидкостей при неоднородном распределении плотности (концентрации или температуры). Для смешивающихся жидкостей границы раздела характеризуются областями с высокими градиентами концентрации, которые могут существовать продолжительное время при малых коэффициентах диффузии (было бы точнее в этом случае называть такие области не границами раздела, а переходной зоной). Как показано в [1], в этих областях возникают объемные силы, действие которых на жидкость может быть выражено через эффективное напряжение σ . Оценка для этого напряжения получена в [2]:

$$\sigma = k(\Delta c')^2/\delta,$$

где k — параметр, характеризующий интенсивность возникающего напряжения; c' — концентрация массы одного из компонентов; $\Delta c'$ — характерное изменение концентрации внутри переходной зоны; δ — толщина переходной зоны. Конвекция в бинарных системах, индуцированная действием таких напряжений, исследовалась экспериментально и теоретически [3–7]. Численное моделирование конвективных течений в бинарных системах проведено в [8, 9] с целью определить такое начальное распределение концентрации, чтобы получить структуру течения, наиболее удобную для исследования в натурном эксперименте.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 04-01-96802, 05-01-00836).

Следует заметить, что возникающие в переходной зоне смешивающихся жидкостей объемные силы очень малы и, следовательно, индуцированное ими конвективное течение в обычных условиях будет подавляться естественной конвекцией. Поэтому вполне очевидна необходимость проведения исследований этого явления в условиях пониженной гравитации на борту космических лабораторий. Оптимальные конфигурации для проведения физических исследований конвекции в смешивающихся жидкостях были рассмотрены в [9]. Однако в таких условиях существенное влияние на результаты измерений могут оказать микроускорения и микровибрации, возникающие на орбитальных станциях под действием систем жизнеобеспечения, ориентации, а также деятельности экипажа. Наличие таких вибраций экспериментально подтверждено и исследовалось в [10].

В настоящей работе выполнено численное моделирование конвекции в бинарной жидкости, индуцируемой совместно объемными силами и воздействием высокочастотных вибрационных полей внешних массовых сил. Влияние данных факторов исследуется на основе анализа системы уравнений конвекции, полученной методом осреднений с использованием подхода [11]. Определяется зависимость структуры и свойств течений от начальных условий и интенсивности вибрации.

Постановка задачи и основные уравнения. В рассматриваемых ниже задачах физическая система находится в изотермических условиях и представляет собой вязкую слабосжимаемую жидкость, состоящую из двух нереагирующих компонентов. Жидкость заполняет прямоугольную область $0 \leq x \leq L_x$, $0 \leq y \leq L_y$, граница Γ которой — твердые непроницаемые стенки (x, y — декартовы координаты). Система подвержена воздействию переменного внешнего силового поля, возникающего в результате периодических колебаний сосуда по закону $af(\Omega't)/\Omega'$ вдоль единичного вектора $\mathbf{s} = (\sin \varphi, \cos \varphi)$. Здесь a — амплитуда скоростей колебаний; Ω — частота колебаний; t — время; φ — угол отклонения вектора \mathbf{s} от оси y ; f — некоторая периодическая функция, причем такая, что ее средняя величина за один период колебаний равна нулю:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\tau) d\tau = 0.$$

Действие вибрации порождает ускорение от внешних массовых сил:

$$\mathbf{g} = g' f''(\Omega't) \mathbf{s}, \quad g' = a\Omega'.$$

В предположении, что вязкость и коэффициент диффузии постоянны, можно записать выражение для компонентов тензора напряжений Кортвега T , возникающего в переходной зоне между двумя компонентами жидкости [3]:

$$T_{11} = k \left(\frac{\partial c'}{\partial y} \right)^2, \quad T_{12} = T_{21} = -k \frac{\partial c'}{\partial x} \frac{\partial c'}{\partial y}, \quad T_{22} = k \left(\frac{\partial c'}{\partial x} \right)^2.$$

Принимая во внимание описанные выше факторы воздействия на рассматриваемую систему, уравнения конвекции в подвижной системе координат можно представить в виде

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial c'}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla c' \right) &= k_c \nabla^2 c', \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}' \right) &= -\nabla p' + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}') + \mu \nabla^2 \mathbf{v}' + \nabla \cdot T - \rho g' f''(\Omega't) \mathbf{s}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla \rho + \rho \operatorname{div} \mathbf{v}' &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{v}' = (v'_x, v'_y)$ — вектор относительной скорости; p' — давление; ρ — плотность; μ — вязкость; величина k_c характеризует молекулярную диффузию.

В качестве уравнения состояния используется зависимость плотности жидкости от концентрации в виде $\rho = \rho_0(1 - \beta(c' - c_0))$, где $\rho_0 > 0$ — характерное значение плотности; β — концентрационный коэффициент плотности; c_0 — постоянное среднее значение концентрации. Используя приближение Буссинеска и переходя к безразмерным переменным, выбрав в качестве масштабов длины, времени, скорости, давления и характерного изменения концентрации величины h , h^2/ν , ν/h , $\rho_0\nu^2/h^2$, c_* соответственно, из (1) можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial c'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla c' &= \text{Sh}^{-1} \nabla^2 c', \\ \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}' &= -\nabla p' + \nabla^2 \mathbf{v}' + K_c \nabla \cdot T + G_v c' \Omega f''(\Omega t) \mathbf{s}, \\ \text{div } \mathbf{v}' &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь безразмерные переменные обозначены так же, как и размерные, а безразмерные параметры определяются как

$$K_c = \frac{k(c_*)^2}{\rho_0 \nu^2}, \quad \Omega = \frac{\Omega' h^2}{\nu}, \quad G_v = \varepsilon \text{Re}, \quad \varepsilon = \beta c_*, \quad \text{Re} = \frac{ah}{\nu}, \quad \text{Sh} = \frac{\nu}{d},$$

где $\nu = \mu/\rho_0$ — кинематическая вязкость; $d = k_c/\rho_0$ — коэффициент диффузии; $a = g'/\Omega'$ — амплитуда скорости вибрации.

Граничные условия соответствуют прилипанию жидкости на твердых стенках и отсутствию потока вещества через границу:

$$\mathbf{v}' = 0, \quad \nabla c'_n|_{\Gamma} = 0. \quad (3)$$

Метод осреднения. Далее будем рассматривать случай, когда частота колебаний велика ($\Omega \gg 1$) и $\text{Re} = O(1)$; последнее условие означает, что амплитуда a скорости вибрации конечна. Кроме того, будем считать, что период колебаний много меньше характерного гидродинамического времени. В этих условиях к задаче (2), (3) применяется метод осреднения [11, 12]. Неизвестные (\mathbf{v}', p', c') отыскиваем в виде

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{v}_f, \quad p' = p + \Omega p_f, \quad c' = c + c_f/\Omega, \quad (4)$$

где (\mathbf{v}, p, c) , (\mathbf{v}_f, p_f, c_f) — медленные и быстрые компоненты, зависящие соответственно от (x, y, t) и (x, y, t, τ) ; $\tau = \Omega t$ — быстрое время.

По аналогии с [11, 12] для быстрых составляющих получаем задачу

$$\frac{\partial \mathbf{v}_f}{\partial \tau} = -\nabla p_f + G_v c_f f''(\Omega \tau) \mathbf{s}, \quad \frac{\partial c_f}{\partial \tau} + \mathbf{v}_f \cdot \nabla c_f = 0, \quad \text{div } \mathbf{v}_f = 0, \quad (5)$$

2 π -периодическое решение которой по τ можно записать в виде

$$\mathbf{v}_f = -G_v \mathbf{w}(x, y, t) f'(\tau), \quad p_f = -G_v \Phi(x, y, t) f''(\tau), \quad c_f = G_v (\mathbf{w}, \nabla c) f(\tau), \quad (6)$$

где амплитуды \mathbf{w} и Φ удовлетворяют условиям

$$\mathbf{w} = -\nabla \Phi - c \mathbf{s}, \quad \text{div } \mathbf{w} = 0, \quad w_n|_{\Gamma} = 0. \quad (7)$$

Подставляя (4) в (2) с учетом (6), (7) и осредняя по быстрому времени τ , получим задачу для плавных составляющих \mathbf{v} , p , c :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla c = \text{Sh}^{-1} \nabla^2 c,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{v} + K_c \nabla \cdot \mathbf{T} + F_v, \quad (8)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{w} = -\nabla \Phi - c \mathbf{s}, \quad \operatorname{div} \mathbf{w} = 0.$$

Здесь $F_v = G_v^2((\mathbf{w}, \nabla) \nabla \Phi) \langle (f')^2 \rangle$ — вибрационная сила.

Граничные условия (3) для осредненной системы уравнений конвекции (8) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} x = 0, L_x: \quad & \frac{\partial c}{\partial x} = 0, \quad \mathbf{v} = 0, \quad w_x = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -c \sin \varphi; \\ y = 0, L_y: \quad & \frac{\partial c}{\partial y} = 0, \quad \mathbf{v} = 0, \quad w_y = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} = -c \cos \varphi. \end{aligned} \quad (9)$$

Для численного решения система уравнений (8) рассматривается в переменных вихрь ω , функция тока ψ , концентрация c , где

$$\omega = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}, \quad v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

В этом случае уравнения (8) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla c &= \operatorname{Sh}^{-1} \nabla^2 c, \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \omega &= \nabla^2 \omega + K_c \{c, \nabla^2 c\} + \\ &+ \frac{1}{2} G_v^2 \left(\sin \varphi \left(\frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right) + \cos \varphi \left(\frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right) \right), \\ \nabla^2 \psi &= -\omega, \quad \nabla^2 \Phi = -\nabla c \mathbf{s}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{где } \{g, h\} = \frac{\partial g}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{\partial g}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Граничные условия прилипания для скорости на твердых стенках (9) применительно к функции тока ψ имеют вид

$$x = 0, L_x, \quad y = 0, L_y: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0. \quad (11)$$

Для интегрирования системы уравнений используется численный метод расчета двумерных течений в переменных вихрь — функция тока, описанный, например, в [13] и обобщенный на случай системы уравнений (10).

Результаты численного моделирования. Рассмотрим результаты, полученные при численном решении системы уравнений (10) и граничных условиях (9), (11). В расчетах использовались следующие физические параметры жидкости: $k = 10^{-9}$ Н; $\rho_0 = 10^3$ кг/м³; $d = 10^{-10}$ м²/с; $\nu = 10^{-5}$ м²/с; $\beta = 0,2$; $c_* = 1$; $h = 10^{-2}$ м, чему соответствуют безразмерные параметры $\operatorname{Sh} = 10^5$ и $K_c = 10^{-2}$.

Начальные условия соответствуют приведению в контакт двух покоящихся сред с различными постоянными концентрациями, разделенными переходной зоной толщиной δ : $\omega = \psi = 0$, $c = c(x, y)$. Рассматриваются два варианта начальных условий для распределения концентрации c .

Задача 1. В этой задаче переходная зона имеет форму эллипса, вытянутого вдоль оси x . Толщина переходной зоны $\delta = 1$ мм. Задача рассматривается в квадратной области $L_x = L_y = 5$ см. Начальные условия для концентрации c имеют вид

$$c(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{при } F(x, y, a_1, b_1) < 1, \\ 0 & \text{при } F(x, y, a_2, b_2) > 1, \\ 1 - (D^4 - 4(D^3 - D^2)) & \text{при } F(x, y, a_1, b_1) \geq 1 \text{ и } F(x, y, a_2, b_2) \leq 1, \end{cases}$$

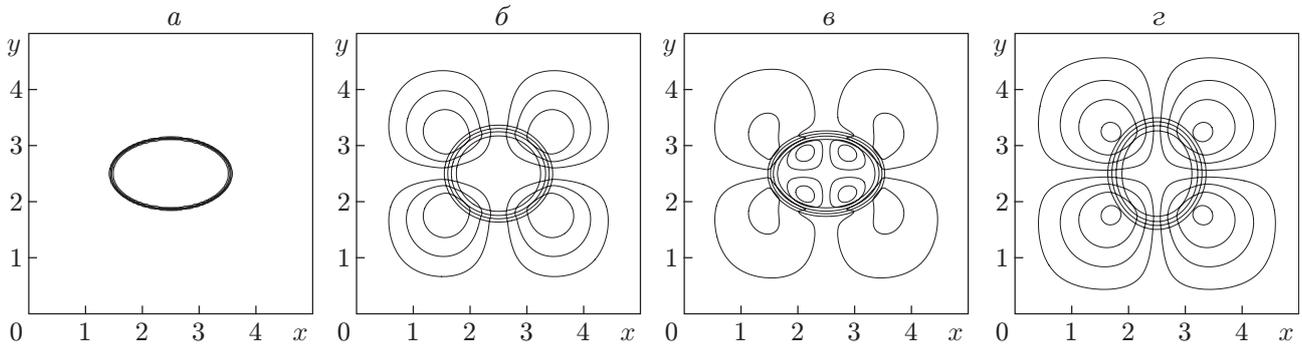


Рис. 1. Линии уровня осредненной концентрации и функции тока для задачи 1: *a* — начальное распределение концентрации ($t = 0$); *б* — течение при отсутствии вибрационных сил (здесь и далее $t = 750$ с); *в* — вибрации в направлении оси x ; *г* — вибрации в направлении оси y

где $a_1 = 1$; $b_1 = 0,6$; $a_2 = 1,1$; $b_2 = 0,66$;

$$F(x, y, a, b) = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2}, \quad D = \frac{F(x, y, a_1, b_1) - 1}{a_2^2/a_1^2 - 1}.$$

Распределение концентрации c в начальный момент времени показано на рис. 1, *a*.

Конвективное течение, образованное объемными силами, индуцированными напряжениями Кортвега, рассматривалось для таких начальных условий в [8, 9], где показано, что действие таких сил по своей природе подобно силам поверхностного натяжения, которые стремятся придать эллиптической капле округлую форму. Структура течения при отсутствии вибрационного воздействия состоит из четырех вихрей и показана на рис. 1, *б*.

Для оценки изменения поля концентрации во времени вводится параметр

$$S = \int_0^{L_y} c \, dy$$

при $x = L_x/2$, характеризующий изменение количества вещества в среднем сечении расчетной области (рис. 2, *a*). Увеличение параметра S означает, что капля вытягивается в вертикальном направлении (т. е. вдоль оси y). Максимальная скорость в расчетной области W показана на рис. 2, *б*.

Задача 2. Вторая расчетная задача связана с изучением конвективных течений в случае, когда толщина переходной зоны $\delta = \delta(x)$ линейно увеличивается от 0,5 до 4,5 мм вдоль оси x . Задача рассматривается в прямоугольной области: $L_x = 3$ см, $L_y = 6$ см. Начальные условия для концентрации c имеют вид

$$c(x, y) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq y < 3 - \delta/2, \\ 0,5 - 1,5(3 - y)/\delta + 2(3 - y)^3/\delta^3 & \text{при } 3 - \delta/2 \leq y \leq 3 + \delta/2, \\ 1 & \text{при } 3 + \delta/2 < y \leq 6. \end{cases}$$

Распределение концентрации c в начальный момент времени показано на рис. 3, *a*.

Структура течения рассматривалась для таких начальных условий также в [8, 9]. Как было показано, возникновение объемных сил, индуцированных напряжениями Кортвега, происходит только для переходной зоны, толщина которой неоднородна, что приводит здесь к появлению двух симметричных вихрей (рис. 3, *б*). С течением времени интенсивность этих вихрей уменьшается за счет увеличения толщины переходной зоны под

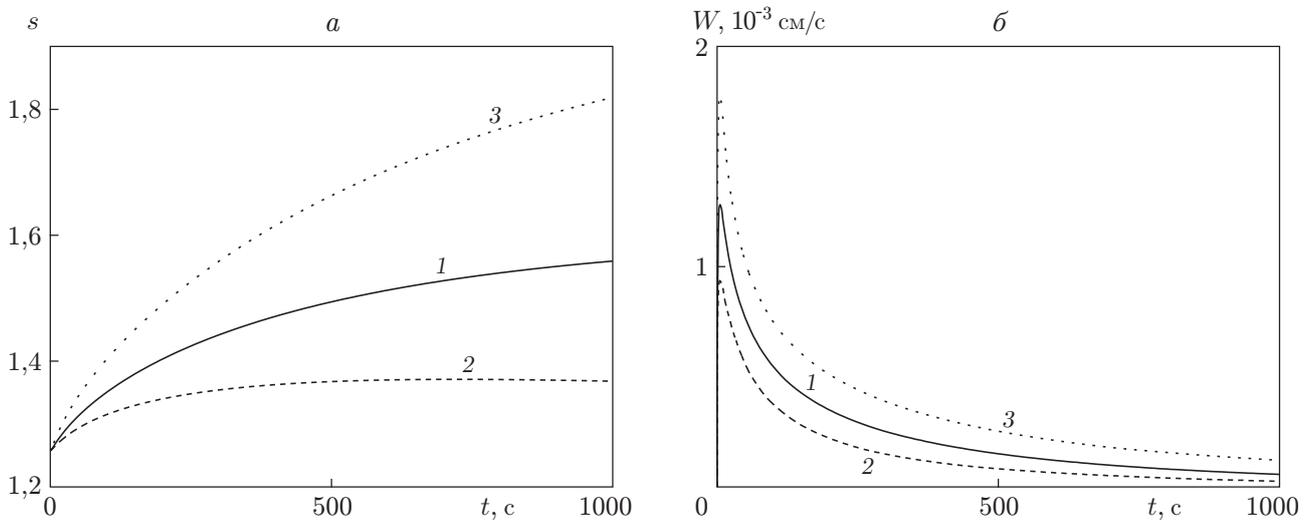


Рис. 2. Зависимость от времени параметра S (а) и максимальной скорости W (б) для различных вариантов вибрационного воздействия:

1 — течение при отсутствии вибрационных сил; 2 — вибрации в направлении оси x ; 3 — вибрации в направлении оси y

действием конвекции и диффузии. Оценить скорость изменения интенсивности течения в зависимости от времени можно с помощью рис. 4, б, в, где показана максимальная скорость W в расчетной области. На рис. 4, а приведена зависимость от времени параметра N , который характеризует изменение поля концентрации. Значение N вычисляется в среднем сечении $y = L_y/2$ расчетной области:

$$N = \int_0^{L_x} c_y dx.$$

При отсутствии высокочастотных колебаний поля внешних сил динамики течения в обеих задачах подобны друг другу: начальное резкое увеличение скорости и последующая релаксация с одновременным расширением переходной зоны.

При исследовании структуры течения, возникающего при воздействии быстроосциллирующих внешних силовых полей совместно с объемными силами, индуцированными напряжениями Кортвега, основным параметром задачи является амплитуда колебаний g' , определяющая интенсивность вибрационного воздействия. Значение g' в расчетах варьируется: $g' = (10^{-4} \div 10^{-1})g_0$, где $g_0 = 9,8 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения.

Сравнение результатов, полученных для полной и для осредненной систем уравнений. Проведению расчетов предшествовали исследования с целью определения частоты вибраций Ω , при которой допустимо применение метода осреднения и происходит выход решения на асимптотику. С этой целью проведена серия расчетов для неосредненной системы уравнений (2), где колебания переменного внешнего силового поля зависят от времени. Результаты расчетов неосредненной системы уравнений (2) при различных Ω , полученные для задачи 1 в случае, когда колебания внешнего силового поля направлены вдоль оси y , представлены на рис. 5. Видно, что с увеличением Ω наблюдается асимптотическая зависимость как для поля концентраций (параметр S на рис. 5, а), так и для поля скорости (максимальное значение скорости на рис. 5, б). Значение параметра $\Omega = 600$, при котором происходит выход на асимптотику решения неосредненной системы уравнений (2), соответствует частоте вибраций $\Omega' = 60 \text{ Гц}$, близкой к результатам измерений на

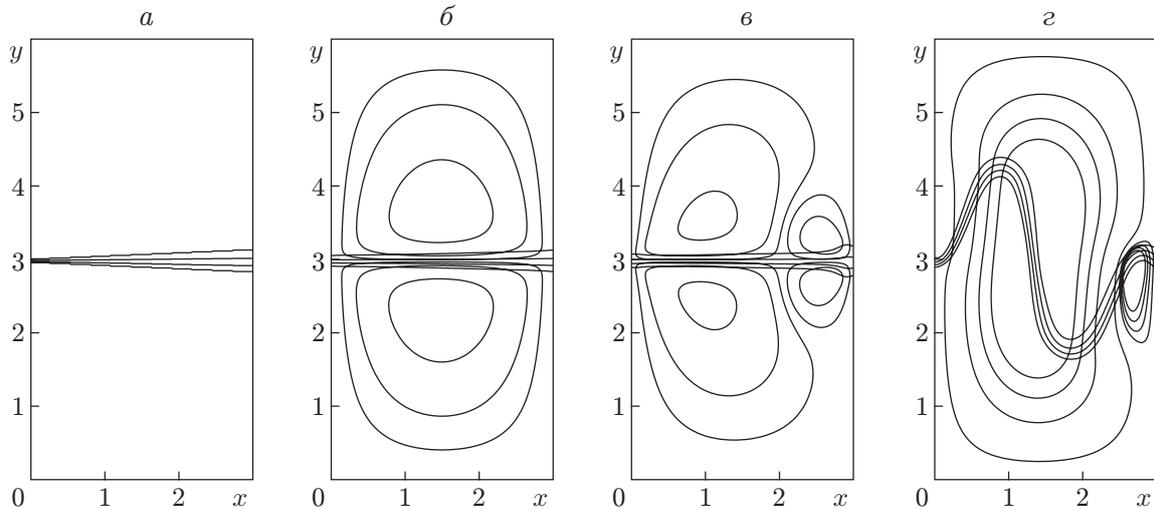


Рис. 3. Линии уровня осредненной концентрации и функции тока для задачи 2: *a* — начальное распределение концентрации ($t = 0$); *б* — течение при отсутствии вибрационных сил (здесь и далее $t = 750$ с); *в* — вибрации в направлении оси x ; *г* — вибрации в направлении оси y

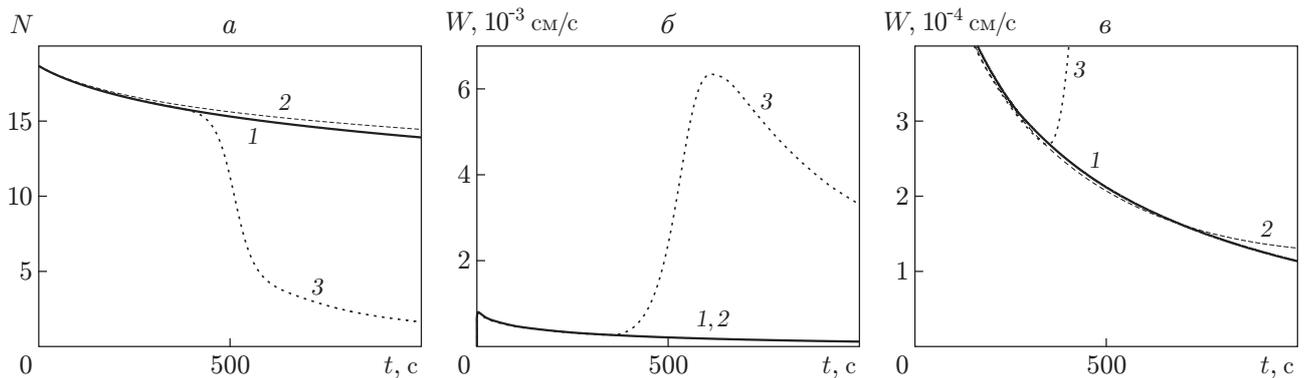


Рис. 4. Зависимость от времени параметра N (*a*) и максимальной скорости W (*б*, *в*) для различных вариантов вибрационного воздействия: *1* — течение при отсутствии вибрационных сил; *2* — вибрации в направлении оси x ; *3* — вибрации в направлении оси y

борту космических аппаратов [10]. Поэтому далее во всех вариантах расчетов для осредненной системы уравнений (10) принимается $\Omega = 600$.

На рис. 6 представлена зависимость максимальной скорости от времени. Для неосредненной системы уравнений (2) видны периодические колебания значения скорости (линия 1 на рис. 6). Из решения осредненной системы уравнений (10) получены значения медленной компоненты скорости v (линия 3 на рис. 6). Величина полной скорости v' для осредненной системы (линия 2 на рис. 6) определяется из (4), где быстрая компонента скорости v_f получена из (6). Видно, что наблюдается соответствие результатов, в особенности для нижней границы колебаний решения неосредненной системы уравнений (2) и значений медленной скорости v .

Таким образом, показано, что при использовании метода осреднений могут быть получены результаты, близкие к тем, которые достигаются при решении полной системы уравнений (2). Однако решение системы (2) требует большего времени вычислений, что

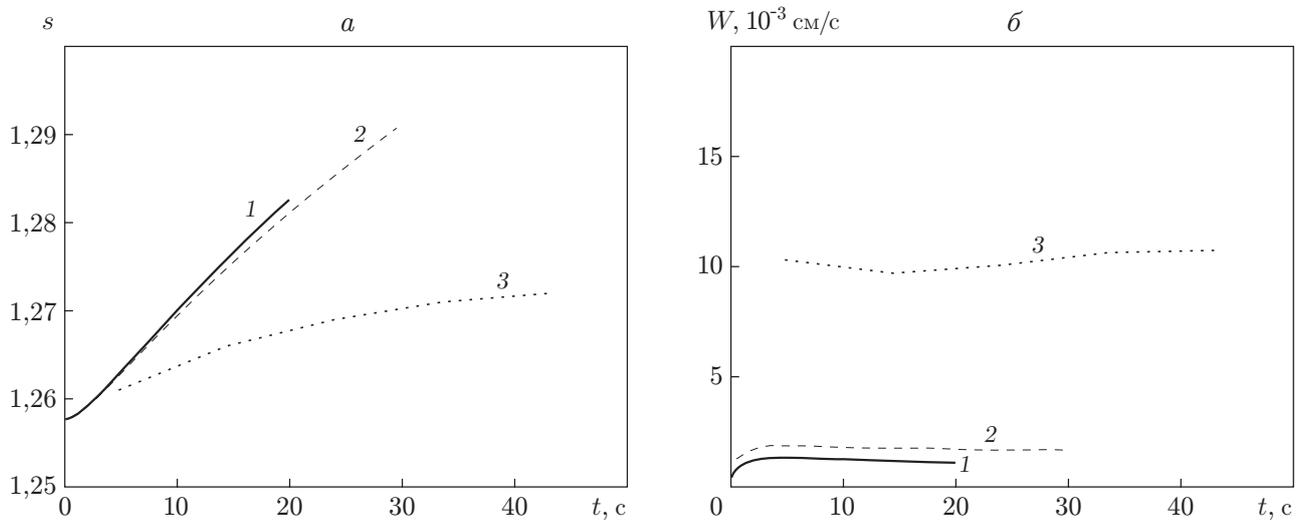


Рис. 5. Зависимость от времени параметра S (а) и максимальной скорости W (б), осредненных по периоду колебаний g' , для различных значений Ω при численном решении задачи без использования метода осреднений:
 1 — $\Omega = 600$, $G_v = 4,9 \cdot 10^{-3}$; 2 — $\Omega = 60$, $G_v = 4,9 \cdot 10^{-2}$; 3 — $\Omega = 6$, $G_v = 4,9 \cdot 10^{-1}$

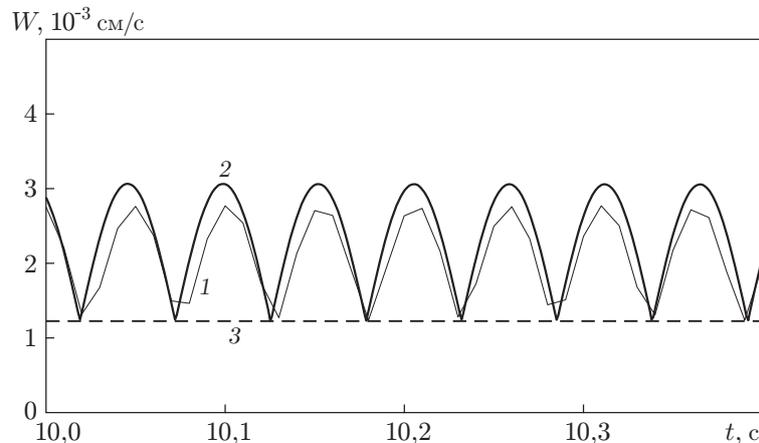


Рис. 6. Зависимость от времени максимальной скорости:
 1 — из решения системы (2); 2 — полная скорость $\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{v}_f$; 3 — “медленная” компонента скорости \mathbf{v} , полученная из решения системы (10); $\Omega = 600$, $G_v = 4,9 \cdot 10^{-2}$ ($g' = 0,015g_0$)

связано с существенным уменьшением шага интегрирования по времени, необходимого для точной дискретизации изменения внешней массовой силы при высокой частоте ее колебания.

Анализ и обсуждение полученных результатов. Вибрационное воздействие может (в зависимости от интенсивности и направления вибрации) усилить либо ослабить конвекцию. На рис. 1, в, г представлены результаты расчета задачи 1 при амплитуде вибрации $g' = 0,015g_0$. Видно изменение структуры течения, обусловленное влиянием вибрации. В том случае, когда вибрация происходит в направлении оси x ($\varphi = \pi/2$), действие вибрационных сил приводит к появлению дополнительных вихрей. Направление вращения этих вихрей, расположенных в центре капли, противоположно периферийным вихрям, индуцированным напряжениями Кортвега, т. е. вибрация здесь является противодействующим

фактором. Это приводит к уменьшению конвекции, капля изменяет свою форму медленнее, максимальная скорость W становится меньше, чем при отсутствии вибрации (см. рис. 2).

В отличие от вышеописанного случая вибрация в направлении оси y ($\varphi = 0$) усиливает конвективное течение: максимальная скорость W больше, капля меняет свою форму быстрее (рис. 2). После того как капля становится круглой, начинается ее растяжение вдоль оси y (рис. 1, z). Это происходит уже под влиянием только вибрационных сил, а объемные силы, индуцированные напряжениями Кортвега, являются здесь фактором, сдерживающим это растяжение.

Увеличение амплитуды вибрации g' приводит к тому, что воздействие на каплю конвективных течений, формируемых только вибрационными силами, становится доминирующим.

В задаче 2, так же как и в задаче 1, влияние вибрации заметно как на качественном уровне, так и количественно. На рис. 3, b представлены результаты расчета для случая, когда вибрация действует в направлении оси x ($\varphi = \pi/2$) и амплитуда вибрации $g' = 0,07g_0$. Видно, что у правой границы появляется два симметричных вихря, направление вращения которых противоположно основным вихрям, индуцированным действием напряжений Кортвега. Наблюдаются также различия по величине N и максимальной скорости W , наиболее заметные при $t > 800$ с (рис. 4, a, b), когда интенсивность основных вихрей уже ослаблена.

В случае, когда вибрация направлена вдоль оси y ($\varphi = 0$), при $t > 750$ с наблюдается существенная деформация переходной зоны (рис. 3, z). Здесь в начальный момент времени структура течения состоит из двух симметричных вихрей и подобна той, что представлена на рис. 3, b . С течением времени интенсивность нижнего вихря постепенно увеличивается, а затем за короткий промежуток времени происходит смещение центров вихрей внутрь переходной зоны и резкое увеличение максимальной скорости W (см. рис. 4). Под действием доминирующего вихря происходит расслоение переходной зоны, что заметно на рис. 3, z и по изменению параметра N (рис. 4, a). Можно предположить, что такая динамика изменения структуры течения происходит вследствие потери устойчивости, связанной с действием вибрации.

Пониманию процессов, происходящих в задаче 2, может способствовать анализ подобной задачи, где вместо быстропеременной действует постоянная массовая сила. В случае, когда вектор действия этой силы перпендикулярен потокам массы, конвективное течение возникает при любой ее интенсивности. Эта конфигурация соответствует рассмотренному варианту, когда вибрации направлены вдоль оси x . В том случае, когда действие сил плавучести параллельно потокам массы, возникновение конвекции происходит только при определенных условиях потери устойчивости равновесного положения. Подобная потеря устойчивости наблюдается в задаче 2 в случае, когда вибрации направлены вдоль оси y .

Сравнивая результаты, полученные при решении задач 1 и 2, отметим, что для задачи 2 представлены результаты, которые соответствуют амплитуде вибрации $g' = 0,07g_0$, что в несколько раз больше, чем для задачи 1. Расчеты в задаче 2 с меньшими значениями g' показывают, что в этом случае вибрация не влияет на структуру течения либо эффекты, связанные с воздействием вибрации, проявляются значительно позже. Это позволяет сделать вывод, что кривизна переходной зоны является одним из определяющих параметров в таких задачах.

Заметим, что в настоящей работе анализ структуры течения проводится для осредненных скоростей и концентраций. Значение полной скорости при численном моделировании можно получить из (4) при суммировании осредненной (медленной) и быстрой компонент. Согласно (6) при учете множителя $f'(\Omega t) = \cos(\Omega t)$ значение быстрой компоненты будет периодически знакопеременным. Таким образом, в поле полной скорости будут про-

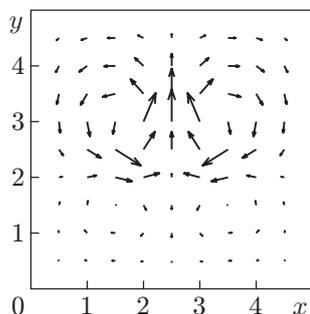


Рис. 7. Поле полной скорости при вибрации, направленной вдоль оси y при $\Omega = 600$, $G_v = 4,9 \cdot 10^{-3}$ ($g' = 0,0015g_0$)

исходить колебания структуры течения. На рис. 7 показано поле полной скорости для задачи 1 в случае, когда вибрация направлена вдоль оси y . Сравнивая структуры течения на рис. 7 и рис. 1,2, можно видеть, что в поле полной скорости в данный момент времени доминирует одна пара вихрей (на рис. 1,2 соответствует верхней паре вихрей). С течением времени пары доминирующих вихрей поочередно меняются — от верхней к нижней — и таким образом происходит растяжение капли вдоль оси y . Поля полной и осредненной концентрации различаются незначительно, поскольку в (4) при $\Omega = 600$ множитель $1/\Omega$ мал.

Следует отметить, что при проведении физических экспериментов крайне сложно получить результаты измерений быстро изменяющихся, но вместе с тем столь малых величин, какими являются поля скоростей в условиях микрогравитации, где ее максимальные значения лишь незначительно превышают диапазон 10 мкм/с. В связи с этим представляется более целесообразным проводить анализ тех процессов, измерение и наблюдение которых представляют меньше трудностей. В этом смысле осредненные значения скорости и концентрации имеют большую практическую ценность, поскольку значительное влияние вибрации будет наиболее заметно проявляться только тогда, когда произойдет существенное изменение полей осредненных величин. Поэтому целью исследований, проводимых в настоящей работе, ставилось определение пороговых значений уровня амплитуды вибрации, при которых начинает проявляться ее доминирование над силами, индуцированными напряжениями Кортвега.

Заключение. На основе численного моделирования для системы уравнений конвекции, полученной методом осреднения, исследовано влияние высокочастотных вибраций на течения в смешивающейся жидкости. Проанализированы структуры образующихся течений, определены уровни интенсивности быстропеременных полей внешних сил, при которых начинается существенное количественное и качественное воздействие вибрации на конвективное течение. Показано, что уменьшения влияния вибрации в физических экспериментах, проводимых в условиях микрогравитации в смешивающихся жидкостях при рассмотренных начальных распределениях компонентов примеси, можно добиться путем уменьшения уровня амплитуды колебаний массовой силы либо минимизацией кривизны переходной зоны.

Выводы, полученные в данной работе, могут быть использованы при планировании физических экспериментов в условиях микрогравитации.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Korteweg D. J.** Sur la forme que prennent les équations du mouvement des fluides si l'on tient compte des forces capillaires causées par des variations de densité considérables mais connues et sur la théorie de la capillarité dans l'hypothèse d'une variation continue de la densité // Arch. Néerland. Sci. Exact. et Naturell. 1901. V. 6. P. 1–24.

2. **Зельдович Я. Б.** О поверхностном натяжении границы раздела взаимно растворимых жидкостей // Журн. физ. химии. 1949. Т. 23. С. 931–935.
3. **Antanovskii L. K.** Microscale theory of surface tension // Phys. Rev. E. 1996. V. 54, N 6. P. 6285–6290.
4. **Anderson D. M., McFadden G. B., Wheeler A. A.** Diffuse interface methods in fluid mechanics // Ann. Rev. Fluid Mech. 1998. V. 30. P. 139–165.
5. **Petitjeans P.** Une tension de surface pour les fluides miscibles // Comptes Rendus Mecanique. Ser. IIb. 1996. V. 322. P. 673–679.
6. **Petitjeans P.** Fluides non miscible / fluides miscibles: des similitudes intéressantes // Comptes Rendus Mecanique. Ser. IIb. 1997. V. 325. P. 587–592.
7. **Joseph D. D., Renardy Y. Y.** Two-fluid dynamics. Pt II. Lubricated transport, drops and miscible fluids. N. Y.: Springer-Verlag, 1992.
8. **Pojman J. A., Texier-Picard R., Volpert V. A.** Convection induced by composition gradients in miscible systems // Comptes Rendus Mecanique. Ser. IIb. 2002. V. 330. P. 353–358.
9. **Bessonov N. M., Pojman J. A., Volpert V. A.** Modelling of diffuse interfaces with temperature gradients // J. Engng. Math. 2004. V. 49, N 4. P. 321–338.
10. **Беляев М. Ю., Зыков С. Г., Рябуха С. Б. и др.** Математическое моделирование и измерение микроускорений на орбитальной станции “Мир” // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 5. С. 5–14.
11. **Зеньковская С. М., Симоненко И. Б.** О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1965. № 5. С. 51–55.
12. **Зеньковская С. М., Шлейкель А. Л.** Влияние высокочастотной вибрации на возникновение конвекции в горизонтальном слое жидкости // Докл. РАН. 2002. Т. 382, № 5. С. 632–636.
13. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

*Поступила в редакцию 24/II 2005 г.,
в окончательном варианте — 11/V 2005 г.*
