

ПРИРОДА

№ 11, 2001 г.

Волков П.К.

Конвекция в жидкости на земле и в космосе

© “Природа”

**Использование и распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции**



Сетевая образовательная библиотека “VIVOS VOCO!”
(грант РФФИ 00-07-90172)

vivovoco.nns.ru
vivovoco.rsl.ru
www.ibmh.msk.su/vivovoco

Конвекция в жидкости на земле и в космосе



П. К. Волков

Невесомость или микрогравитация?

Течение жидкости зависит от того, в каком силовом поле оно происходит. В земных условиях это прежде всего — поле тяжести, характеризующее ускорением свободного падения $g_0 \approx 9.8 \text{ м/с}^2$.

В космическом аппарате, движущемся по орбите вокруг Земли, на тела действуют, помимо силы притяжения, силы инерции: центробежная составляющая ускорения компенсирует ускорение свободного падения g в точках орбиты, и тела оказываются в невесомости. Но этот вывод, известный из школьной физики, не совсем точен. Указанная компенсация ускорений достигается только в центре инерции корабля, именно движение этой точки и задает орбиту последнего. Размер космического аппарата хотя и мал, но конечен, поэтому все тела на борту, в том числе и частицы исследуемой жидкости, находятся в поле нескомпенсированных сил, во многом напоминающем гравитационное. Испытываемое телами ускорение мало в меру отношения $d/r \ll 1$ (d — поперечник корабля, r — расстояние точки орбиты от центра Земли), а направление вектора ускорения, как правило, медленно меняется при движении аппарата

© П. К. Волков



Петр Константинович Волков, доктор физико-математических наук, начальник научно-исследовательской лаборатории Научно-производственного внедренческого предприятия «Турбокон», Калуга. Работа выполнена в Институте кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, где автор был ведущим научным сотрудником Научно-исследовательского центра «Космическое материаловедение», руководил проектом исследований по физике жидкостей на Международной космической станции. Область научных интересов — гидродинамика и особенности роста кристаллов в условиях микрогравитации.

по орбите. Более того, точная компенсация величины g невозможна даже в центре инерции корабля. Случайные возмущения скорости аппарата и особенно толчки при стыковках—расстыковках с другими спутниками уводят корабль с расчетной орбиты и требуют регулярной коррекции ее высоты. В результате космическая станция совершает низкочастотные колебания вокруг центра инерции, иначе говоря, — прецессирует. Из-за отсутствия атмосферы эти колеба-

ния затухают очень медленно. Измерения, проведенные акселерометрами внутри космических аппаратов, дали для величины μg_0 —

квазистатической компоненты ускорения микрогравитации — значения $\sim (10^{-5}—10^{-6})g_0$ [1].

Случайные колебания летящего аппарата, воздействие на его корпус работающих механизмов (гироскопов, вентиляторов охлаждения, двигателей ориентации солнечных батарей и т.п.) создают



Рис.1. Модули «Заря» и «Unit» Международной космической станции. Отмечены центр тяжести комплекса (с), векторы ускорения силы тяжести (g), центробежного (a) и скорости движения станции (v) относительно Земли.

на борту корабля специфический вибрационный фон. Жидкость, находясь в объеме, ограниченном твердыми стенками, испытывает колебательные воздействия, которые в системе координат, связанной со стенками, можно представить случайной силой, распределенной по всей массе жидкости. По земным меркам вклад в величину ускорения от вибрационных воздействий также мал: $\sim(10^{-2}—10^{-4})g_0$ [2].

Квазистатическая компонента на два—четыре порядка величины меньше вибрационной, поэтому традиционно полем микрогравитации считается поле, создаваемое только второй компонентой. Именно такое представление — обычная основа всех оценок характера течения жидкости в условиях космического полета, необходимых при проведении технологических экспериментов [3].

На первый взгляд это предположение кажется естественным, однако — только на первый взгляд. В самом деле, правомерно ли сравнивать две принципиально различные характеристики: длинноволновую и коротковолновую? Квазистатические длинноволновые

возмущения — долго действующие, медленно меняющиеся, поэтому именно на этом фоне развиваются коротковолновые возмущения. Исключение из рассмотрения квазистатической составляющей поля означает по сути, что в качестве фона выступает полная невесомость. Однако простой сравнительный анализ показывает, что воздействие коротковолновых возмущений проявляется тем сильнее, чем меньше величина фона. Таким образом, игнорировать квазистатическую компоненту никак нельзя. На это указывают и экспериментальные данные.

Более чем 20-летний опыт экспериментальных исследований, направленных на изучение поведения жидкостей и роста кристаллов в условиях космического полета, указывает на принципиальные отличия в протекании подобных процессов на Земле и на борту корабля. Первые эксперименты по изучению конвекции на установке «Пион» [2] выявили качественные изменения в характере конвективных течений, в частности обнаружили преобладающую роль термокапиллярной конвекции. При плавании наблюдались явления,

не получившие тогда однозначного толкования: полный [4] или частичный [5] отрыв расплава от стенок ампулы. «Эффект грани» — нежелательное искажение формы поверхности монокристалла при выращивании его из расплава — неследы микрогравитационной обстановки на борту [6]. Распределение примеси в сечениях кристалла смещалось к боковой стенке [2]. Характерными были неполное расплавление образцов и неполное перемешивание расплава, что не отмечалось в тех же условиях опыта на Земле [2]. Изучение массопереноса в смесях дало неожиданный результат: в условиях полета скорость переноса примесной компоненты оказалась существенно выше, чем ожидалось в предположении о переносе путем диффузии [7]. В экспериментах на высотных ракетах «Мир-2» [4] были зафиксированы аномально высокие скорости роста монокристаллов германия и кремния. Многочисленные данные приводят к двум важным выводам:

— в условиях космического полета процессы в жидкостях определяются воздействием слабых (по земным меркам) сил разной природы: капиллярных, термокапиллярных, микрогравитационных, инерционных, вибрационных и др.;

— принятое описание гидродинамики, основанное на формальном уменьшении силы тяжести, неадекватно.

Ниже мы проанализируем роль квазистатической составляющей микрогравитации, какую она играет в процессах тепло- и массопереноса в жидкостях, и продемонстрируем ее определяющее значение.

Что говорит теория подобия

Рассмотрим вертикальный цилиндр радиуса R , заполненный жидкостью до высоты h . Боковые стенки и нижнее основание — твердые, верхняя граница — свободная. Жидкость имеет плотность ρ_0 , кинематическую вязкость ν , ко-

коэффициент поверхностного натяжения σ_0 . Температура всех точек

нижнего основания одинакова и равна T_n , точек на оси цилиндра — уменьшается с высотой так, что вертикальный перепад равен $\{T_s$; на свободной поверхности жидкости температура на краю выше на $\{T$, чем на оси. Профиль температур по образующей цилиндра и по радиусу на свободной поверхности считаем линейным. Поскольку вязкостью жидкости пренебречь нельзя, ее скорость на твердых границах считаем равной нулю (условие прилипания). На неизотермичной свободной поверхности принимаем линейную температурную зависимость коэффициента поверхностного натяжения $\sigma = \sigma_0[1 - \kappa_\sigma(T - T_0)]$, κ_σ , T_0 — кон-

станты. Сформулированные условия типичны при моделировании роста кристаллов из расплава [3, 8].

Жидкость на Земле испытывает действие силы тяжести, характеризующее ускорением свободного падения g_0 . Космические условия будем моделировать присутствием слабого поля с малым постоянным значением микроускорения μg_0 .

Воздействием на жидкость внешних вибраций и кориолисовой силы пренебрежем. Таким образом, далее учитывается только действие массовой силы, ускорение которой g постоянно. Малые значения параметра g отвечают модели микрогравитации.

Для описания конвективных процессов в жидкости, переноса тепла, массы примеси широко используются уравнения Обербека—Буссинеска [9]. Традиционный анализ размерностей требует масштабировать все величины, выбрав для расстояния и скорости характерные в данной задаче значения. В качестве характерного линейного размера используем R . Скорость же U в рассматриваемом круге задач характерного значения не имеет, поэтому вместо числа Рейнольдса $Re = UR/\nu$ для скорости

используем другой масштаб $U = \nu/R$ (это равносильно условию Re

$= 1$). В новых, безразмерных переменных процессы в жидкости определяются числами Грасгофа $Gr = g\beta R^3\{T/\nu^2$, Марангони $Mn =$

$\sigma_0\kappa_\sigma R\{T/\rho_0\nu^2$, Прандтля $Pr = \nu/\kappa_\tau$,

Шмидта $Sc = \nu/\kappa_c$, Фруда

$Fr = \nu^2/gR^3$ и $\chi = h/R$. Здесь β —

коэффициент объемного расширения в линейной зависимости плотности от температуры.

Сравнительный анализ величин безразмерных параметров, отвечающих данной жидкости, геометрии и условиям нагрева, для земных и космических условий дает довольно бедный прогноз на характер изменений в процессах тепло-массообмена. С уменьшением величины g коэффициент у температурного слагаемого в уравнениях движения, пропорциональный числу Грасгофа, уменьшается, вместе с ними становится малым и вклад естественной конвекции. Поскольку задача нелинейная, то о влиянии конвекции Марангони, капиллярных сил и роли микрогравитации в этих явлениях трудно сказать что-либо определенное. Дальнейшее изменение в характере процессов тепло-массообмена при уменьшении g невозможно проследить без решения уравнений. Именно по пути параметрических расчетов идет большинство исследователей [3]. В связи с большим количеством безразмерных комплексов построение общей карты режимов нереально даже для простейших процессов. Поэтому актуальным остается вопрос об исследовании характера течений и тепло-массообмена в зависимости от величины параметра микрогравитации.

Как упоминалось, многочисленные эксперименты в космических условиях выявили определяющий вклад капиллярных сил и отчетливую составляющую параметра микрогравитации. Поэтому имеет смысл провести анализ размерностей заново, определив характерные масштабы длины и скорости

так, чтобы в них вошли эти величины. Возьмем в качестве характерного масштаба длины капиллярную постоянную Лапласа, масштаба скорости — величину U , зависящую от g [10]:

$$L = (\sigma_0/g\rho_0)^{1/2} = \delta_\sigma, U = (\sigma g/\rho_0)^{1/4}.$$

Тогда уравнения Обербека—Буссинеска и условия на свободной поверхности в приведенных к этим масштабам переменных примут вид следующих соотношений для безразмерных динамических величин:

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{V}/\partial t + (\mathbf{V})\mathbf{V} &= \\ &= -|P - (1 - GrT)\mathbf{n}_z + Re_g^{-1}|^2 \mathbf{V}, \\ \text{div } \mathbf{V} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\partial T/\partial t + (\mathbf{V})T = (1/Re_g Pr)^2 T, \quad (2)$$

$$\partial C/\partial t + (\mathbf{V})C = (1/Re_g Sc)^2 C, \quad (3)$$

$$P - (2/Re_g)\mathbf{n} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} = H + P_s, \quad (4)$$

$$2\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} = -Re_g Mn |T. \quad (5)$$

Здесь: t — время, \mathbf{V} — скорость жидкости, P — давление; C — концентрация примесной компоненты, \mathbf{n}_z — единичный вектор, указывающий действие силы тяжести; $\boldsymbol{\tau}$,

\mathbf{n} — касательный и нормальный векторы на свободной поверхности; \mathbf{D} — тензор скоростей деформаций; H — кривизна поверхности; $P_s = \text{const}$ — давление на свободной поверхности; $|_r$ — градиент вдоль свободной поверхности. Введены также три безразмерных параметра:

$$\begin{aligned} Re_g &= (\sigma_0/\rho_0^3 g\nu^4)^{1/4} = M^{-1/4}, \\ Gr &= \beta\{T, Mn = \kappa_\sigma\{T. \end{aligned} \quad (6)$$

M — параметр, зависящий от физических констант жидкости и величины g , который впервые использовал П.Л.Капица при изуче-

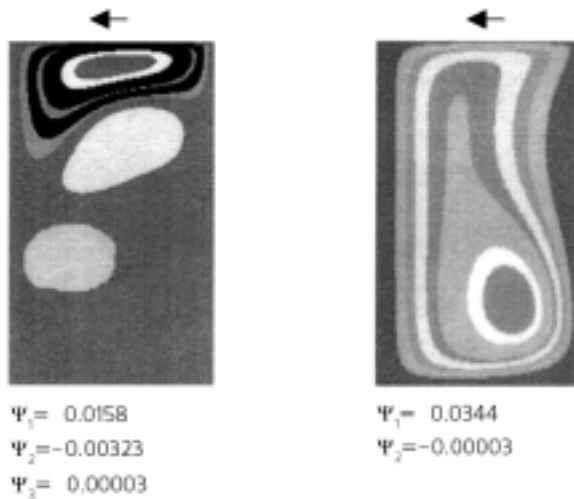


Рис.2. Конвекция в жидкости со свободной поверхностью (результаты расчета). Слева — многовихревая структура течения в земных условиях, справа — одновихревая в космических. Все прочие условия одинаковые. Нижняя поверхность изотермичная, верхняя — нагретая по сравнению с нижней, причем неоднородно: температура на краю на 1°C выше, чем на оси. Стрелка указывает направление конвекции на свободной поверхности. Под рисунками приведены наибольшие и наименьшие локальные значения функции тока в вихревых областях. По вертикали отложена высотная, по горизонтали — радиальная координаты точек жидкости в цилиндрическом сосуде.

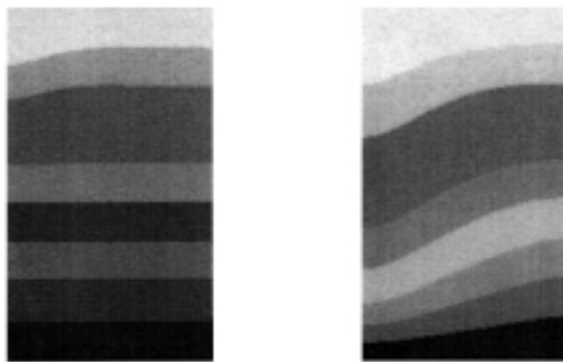


Рис.3. Изотермы течений, структура которых приведена на рис.2.

нии стекающих пленок жидкости [11].

Течение жидкости на Земле и в космических аппаратах

При данном способе перехода к безразмерным переменным величина g входит только в параметр Re_g , который, как и число Рейнольдса, стоит в уравнениях движения множителем при старших производных. Теперь появилась возможность сказать что-то более определенное об отличиях в конвективных процессах при переходе от условий земных к космическим. С уменьшением величины g параметр Re_g увеличивается, и, следовательно, усиливаются инерционные свойства жидкости и влияние капиллярных сил. Возрастают вклады конвективных составляющих при тепло- и массопереносе и влияние конвекции Марангони. Эти выводы, полученные уже на основе теории подобия, по сути констатируют перечисленные выше экспериментальные факты.

Поскольку изменение g сказывается только на величине Re_g , а все остальные параметры в (1) — (5) остаются прежними, процессы в жидкости, имеющей свободную поверхность, в земных и космических условиях будут протекать по-разному. Очевидно, подобия невозможно добиться ни выбором соответствующих масштабов областей, ни подбором перепадов температур. Таким образом, присутствие свободной поверхности заведомо приведет к иным результатам, нежели в земных экспериментах. Иллюстрацией этого вывода могут служить расчеты на пакете COMGA [12], проведенные для разных значений g при прочих одинаковых параметрах и моделирующие течение в расплаве полупроводника при нагреве сверху [8]. Снижение уровня естественной конвекции в земных условиях, с целью смоделировать конвекцию космическую, обеспечивалось выбором малого перепада температуры на свободной поверхности.

В расчетах он был принят равным 1°C ($\{T_0 = 150^\circ\text{C}, R = 11 \text{ мм}, h = 18 \text{ мм}\}$). В этих условиях конвекция Марангони и естественная конвекция формируют в расплаве многовихревую структуру течения с понижающейся интенсивностью по мере приближения к нижней изотермичной поверхности. В космических условиях ($g = 10^{-4}g_0$) образуется одновихревая структура. Причем наибольшей интенсивности течение достигает вблизи нижней поверхности, как это видно на рис.2. Правда, при малых высотах столба расплава в обоих случаях течение становится одновихревым [8]. Однако в космосе интенсивность движения в вихре примерно в 2.5 раза выше, чем на Земле, хотя, казалось бы, сильная естественная конвекция в земных условиях должна складываться с конвекцией Марангони!

Распределение температуры, несмотря на малость числа Прандтля для расплава полупроводника, также оказалось различным. На рис.3 изображены изотермы для земных и космических условий. На Земле преобладает слоистый характер; нарушение линейности по вертикали происходит только в области верхнего, самого интенсивного вихря. В космических условиях конвективный характер прослеживается по всей области течения.

Преобладающий конвективный вклад в перенос примеси ($Sc > 6$) отражается на распределении ее в жидкости наиболее отчетливо, что наглядно демонстрирует рис.4.

В общем случае для иллюстрации качественных и количественных различий в гидродинамике при изменении параметра микрогравитации следует использовать наиболее простой, полностью описываемый процесс. Например, всплытие одиночного пузыря в жидкости в изотермических условиях. Так, на плоскости приведенных радиусов пузыря $R_0 = a/\delta_0$ и $R_v = a/\delta_v$, где a — радиус эквивалентной по объему сферы,

$\delta_v = (v^2/g)^{1/3}$, можно построить карту

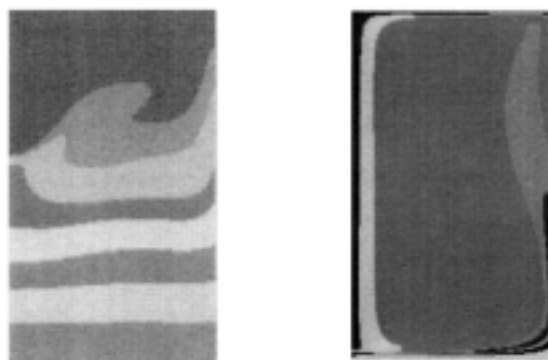


Рис.4. Изолинии концентрации примеси, соответствующие течениям, показанным на рис.2.

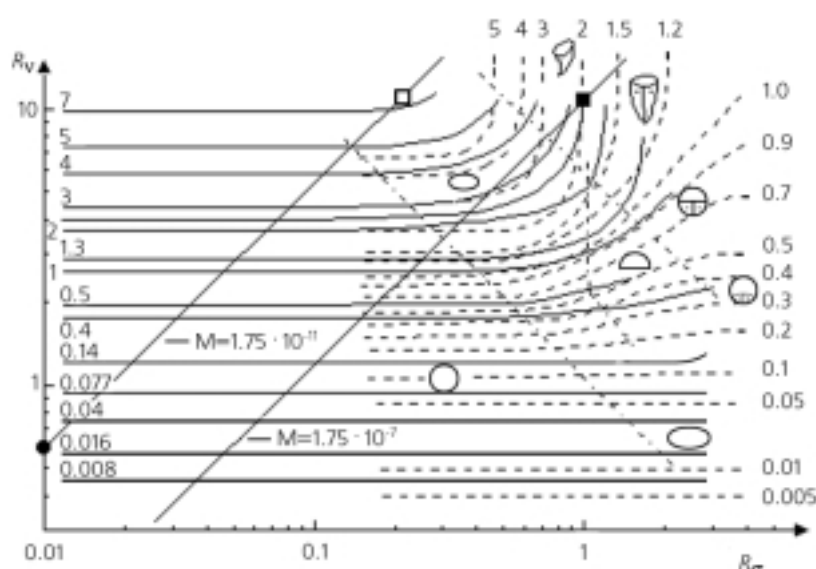


Рис.5. Карта режимов течений для пузырей, всплывающих в разных жидкостях. На осях — приведенные линейные размеры пузыря R_0 и R_v . Сплошные кривые — линии постоянного значения числа Фруда, рассчитанные на основе полных уравнений Навье—Стокса; штриховые — построенные по результатам экспериментов на разных жидкостях. Данные для конкретной жидкости ($M = \text{const}$) отображаются на прямых линиях. ■ — данные для жидкости в земных условиях ($V \approx 22 \text{ см/с}$); ● — данные для пузыря того же объема ($a = 0.25 \text{ см}, V \approx 0.02 \text{ см}^3$) в той же жидкости в условиях микрогравитации; □ — данные для пузыря в условиях микрогравитации, для которого сила Архимеда та же, что и на Земле ($a \approx 5.3 \text{ см}, V \approx 2.2 \text{ см}^3$).

режимов течений, полностью описывающую всплытие пузыря в разных жидкостях, и проследить особенности, вызванные изменением g . На рис.5 такая карта представлена; использовались численные решения полных уравнений Навье—Стокса (с определением формы пузыря) и экспериментальные данные разных авторов [13]. Числа M для данной жидкости в земных и космических условиях различны. Это означает, что пузыри разных размеров будут всплывать в тех и других условиях по-разному, даже когда одинакова действующая на них сила Архимеда ($R_v = \text{const}$).

Чем меньше g , тем выше проходит прямая, на которой изображаются соответствующие значения для одной и той же жидкости, т.е. тем больше отличается характер всплытия пузыря одного и того же размера. Различия стираются только при стоксовом обтекании жидкости недеформируемых сферических пузырей при условии, что сила Архимеда у них в земных и космических условиях одинакова.

Такие же выводы справедливы и для всплывающих капель, в том числе и для таких, у которых внут-

ри очень вязкая жидкость, так что ее можно считать твердой частицей [13]. Таким образом, вокруг твердой частицы заданного размера, движущейся в жидкости под действием постоянной силы, течение в земных и космических условиях будет различным.

Как обеспечить подобие процессов

Мы уже отмечали, что достигнуть подобия явлений в данной жидкости со свободной поверхностью при различных g невозможно. Этот вывод согласуется с теорией подобия: процессы подобны тогда и только тогда, когда равны все безразмерные комплексы, задающие процесс. А потому необходимое и достаточное условие для реализации подобия — равенство чисел M . В работе [14] представлены классы подобных процессов в разных жидкостях при наличии свободной поверхности.

При закрытой поверхности краевые условия (1.4) — (1.5) заменяются условиями прилипания на твердой стенке. Коэффициент поверхностного натяжения перестает быть входным параметром, и вели-

чину Re_g можно задать по усмотрению. Положим $Re_g = 1$ и используем это уравнение для исключения коэффициента поверхностного натяжения. (Эта процедура эквивалентна выбору характерных величин для размера $L = (v^2/g)^{1/3}$ и скорости $U = (gv)^{1/3}$, не зависящих от параметра σ [10].)

Неизотермические течения. В этих случаях решение определяется числами Прандтля, Шмидта и Грасгофа. Для данной жидкости процессы в земных и космических условиях описываются уравнениями с одинаковыми безразмерными комплексами, поэтому подобие процессов достигается при геометрическом подобии. Если l_1 и l_2 — масштабы областей в земных и космических условиях, то для подобных процессов должно быть выполнено

$$l_1/l_2 = (g_2/g_1)^{1/3}. \quad (7)$$

Как видно, в заданной геометрии подобие процессов заведомо невозможно, если при прочих равных условиях один из них проводится на Земле, другой — в космосе. Подобия невозможно достичь

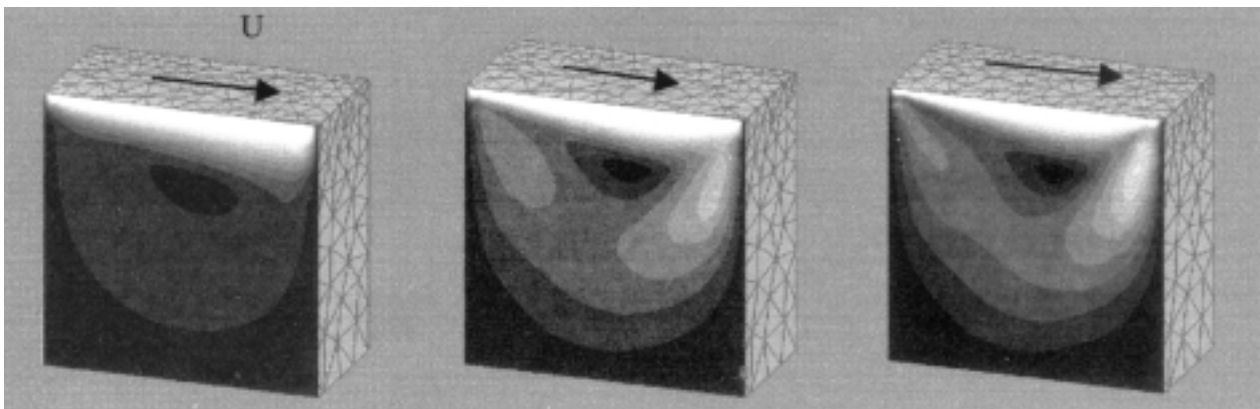


Рис.6. Течение жидкости в кубической полости под действием движущейся верхней крышки (показано среднее сечение). Число Рейнольдса одинаково $Re = 100$, число Фруда $Fr = U^2/ga$ зависит от величины g и различно (U — приведенная скорость движения крышки, g — ускорение силы тяжести, a — сторона куба). Градации серого показывают значения модуля скорости потока.

Как видно, течения в земных условиях (правый рисунок) и космических (левый) неодинаковы. В космосе поток локализуется вблизи движущейся крышки, что характерно для идеальной жидкости. Таким образом, влияние невесомости сводится к усилению инерционных свойств жидкости.

и уменьшением перепада температуры в земных условиях. Только при соответствующем выборе масштабов областей неизотермические процессы станут идентичными.

В [10] приведены примеры течений, подтверждающие эти теоретические выводы. При указанном выборе масштабов областей в рассчитанных течениях все безразмерные комплексы, характеризующие гидродинамические процессы в жидкости, оказались равными.

Изотермические процессы. Теперь нетрудно установить влияние микрогравитации на гидродинамику изотермических процессов. В этом случае уравнения Обербека—Буссинеска совпадают с уравнениями Навье—Стокса. А потому в замкнутой области подобие процессов определяется условием геометрического подобия (7). Из этого непосредственно следует, что нестационарные процессы в жидкости на Земле и в космосе в данной геометрии при прочих равных параметрах не будут идентичными.

Если часть границы движется с заданной скоростью, то необходимо выполнить условие динамического подобия:

$$u_1/u_2 = (g_1/g_2)^{1/3}. \quad (8)$$

Здесь u_1 , u_2 — скорости на соответствующих участках границ в двух опытах. Моделирование вынужденных течений в каверне с движущейся верхней крышкой качественно подтвердило этот вывод [10]. Результаты более точных расчетов [15] течения в кубической полости показаны на рис. 6. При очевидно равных значениях числа Рейнольдса числа Фруда различаются на несколько порядков величины, отсюда и несовпадение течений одной и той же жидкости на Земле (правый рисунок) и в космосе (левый).

Кстати, условие (8) объясняет и сказанное выше об отсутствии подобия течений в одной и той же жидкости в земных и космических условиях, когда течение инициируется движущейся с постоянной скоростью твердой частицей.

Влияние магнитного поля. Течение электропроводящей жидкос-

ти в магнитном поле описывается совместной системой уравнений гидродинамики и Максвелла. Рассматривая изотермические процессы в вязкой несжимаемой жидкости, будем исходить из уравнения Навье—Стокса. В упрощенной постановке в правой его части следует добавить слагаемое, которое описывает воздействие магнитного поля на жидкость. Этот член содержит один безразмерный параметр [16], который при традиционном способе обезразмеривания называется числом Гартмана: $Na = BL(\sigma_0/\rho\nu)^{1/2}$, где B — индукция маг-

нитного поля, σ_0 — коэффициент электропроводности, L — линейный масштаб. Если же выбрать в качестве характерных размера и скорости величины, которые мы ввели в начале этого раздела, то безразмерный параметр станет иным: $Na = (B/U)(\nu\sigma_0/\rho)^{1/2}$. Отсюда

следует, что процессы в данной жидкости будут подобны, если $B_1 = B_2(g_1/g_2)^{1/3}$. В условиях микрогравитации эквивалентное магнитное поле в опыте должно быть существенно меньшей величины, чем в земном эксперименте.

Неполную невесомость нельзя отбрасывать

Введение параметра микрогравитации в характерные масштабы длины и скорости обеспечивает полный набор безразмерных комплексов, с помощью которых прогноз конвекции при разных g становится возможным до решения всей системы уравнений. Полученные соотношения выявляют степень воздействия величины g и позволяют проследить изменения характера конвекции при уменьшении параметра микрогравитации, т.е. при переходе к полной невесомости.

Количественно различия в каждом отдельном случае должны устанавливаться индивидуально — в зависимости от рассматриваемых причин движения. Наи-

меньшие отклонения при изменении g будут у ползущих течений, когда нелинейный конвективный член в уравнениях переноса практически несуществен. Наоборот, в течениях, где роль конвективного члена определяющая, различия заранее непредсказуемы. Совместное действие двух независимых источников движения в жидкости — конвекции Марангони (негравитационный тип движения) и естественной конвекции (гравитационный тип) — дает наглядный пример проявления качественных различий как в характере течения, так и переноса тепла, которые с уменьшением g только увеличиваются. Этот вывод особенно наглядно прослеживается на диаграмме всплытия одиночных пузырей. Таким образом, чем ближе микрогравитационная обстановка к полной невесомости, тем существеннее различия в гидромеханике в космосе и на Земле и специфичнее разного рода возмущения. Эти результаты служат предупреждением попыткам формального подхода при изучении влияния микрогравитации на жидкие среды.

В качестве характерной величины параметра микрогравитации может быть принята величина квазистатической компоненты. Эта характеристика имеет постоянный знак в конкретных частях корабля при ориентировании его, скажем, на Землю. Влияние вибраций от работы бортовых систем должно быть учтено как внешние воздействия на границы области, занятой жидкостью.

Указанные выше правила подобия позволяют для каждой среды выбрать (единственным образом) параметры другой среды так, чтобы все безразмерные комплексы оказывались равными. Традиционное моделирование по числу Грасгофа (или Рэлея) допускает изменять ускорение g , компенсируя соответствующее влияние выбором перепада температуры либо масштаба области. Однако в этих случаях не все параметры оказываются одинаковыми [10].

Сформулированный подход позволяет определять характер из-

менений в условиях микрогравитации при внешних воздействиях на жидкость. Так, если стенка, ограничивающая жидкость, движется по гармоническому закону с амплитудой b , то движения в опытах на Земле и в космосе будут подобны, когда [17] $b_1/b_2 = (g_1/g_2)^{1/3}$. Отсюда непосредственно заключаем: чувствительность жидкостей к вибрациям в космических условиях выше; низкочастотные возмущения малой амплитуды могут стать конкурирующими с квазистатической компонентой по степени воздействия на жидкость.

Кориолисова сила на характер течений влияет слабо. Однако по сравнению с земными условиями ее воздействие на борту корабля значительно усиливается. В этом нетрудно убедиться, переписав число Экмана так, чтобы в него вошли масштабы длины и скорости, зависящие от g .

Теоретические оценки, касающиеся конвекции в жидкости со свободной поверхностью, для ус-

ловий космического полета полностью согласуются с расчетами течений, в которых распределенная по объему массовая сила возникает как результат действия давления на границах жидкости. Течения в замкнутых областях, возникающие под действием внешней силы и сопровождаемые перемещением центра тяжести жидкости, заведомо будут различаться в полях тяготения разной интенсивности. Поэтому в тех задачах, постановка которых требует задания расходных характеристик, для получения адекватного прогноза течений в условиях микрогравитации необходимо подвергнуть существующие методики расчетов соответствующей коррекции. ■

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Администрации Калужской области. Проекты 98-01-03552 и 00-01-96004.

Литература

1. Сазонов В.В., Комаров М.М., Беляев М.Ю. и др. // Космич. исслед. 1996. Т.34. №5. С.491—499.
2. Технологические эксперименты в невесомости / Под ред. акад. В.С.Авдуевского. Свердловск, 1983.
3. Полежаев В.И., Бунэ А.В., Везеуб Н.А. и др. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье—Стокса. М., 1987.
4. Авдуевский В.С., Бармин И.В., Гришин С.Д. и др. Проблемы космического производства. М., 1980.
5. Barmin I.V., Zemskov V.S., Raukhan M.R. et al. Growing doped indium antimonide crystals during Salyut-Soyuz mission. Tokyo, 1980. P.8. Preprint IAF-80.
6. Zemskov V.S., Raukhan M.R., Shalimov V.P. et al. Gravity sensitivity of the facet effect during InSb:Te single crystals growth by FZM in space flight // Proceedings of Joint X-th European and Russian Symposium «Physical Sciences in Microgravity». St.Petersburg, 15—21 June 1997. V.2. P.95—104.
7. Wiedemier H., Klaessig F., Irene E., Wey S. // J. Crystal Growth. 1975. V.31. №1. P.36—43; Wiedemier H., Sadeck H., Klaessig F. et al. // J. Electrochem. Soc. 1977. V.124. №7. P.1095—1102.
8. Volkov P.K., Zakharov B.G., Serebryakov Yu.A. // J. Crystal Growth. 1999. V.204. P.475—486.
9. Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М. 1981.
10. Volkov P.K. // Russ. J. Eng. Thermophys. 1998. V.8. №1—4. P.121—135.
11. Капица П.Л. // ЖЭТФ. 1948. Т.18(1). №3. С.3—18.
12. Ермаков Н.К., Никитин С.А., Полежаев В.И. // Изв. РАН. МЖГ. 1997. №3. С.21—38.
13. Волков П.К. // Инж.-физ. журн. 1994. Т.66. №1. С.93—123.
14. Волков П.К. // Успехи физ. наук. 1998. Т.168. №12. С.1323—1329.
15. Волков П.К., Переверзев А.В. Качественные различия в динамике изотермических жидкостей в земных и космических условиях / Труды регион. конкурса научн. проектов в обл. естеств. наук. Калуга, 2001. Вып.2. С.52—70.
16. Горбачев Л.П., Никитин Н.В., Устинов А..Л. // Магнит. гидромеханика. 1974. №4. С.32—42.
17. Волков П.К., Захаров Б.Г., Осипьян Ю.А. // ДАН. 1999. Т.367. №1. С.35—39.