

Динамические режимы распространения и трансформации приповерхностных гравитационных линз

Рассматриваются динамические особенности распространения приповерхностных гравитационных линз, а также условия смены режимов контроля над их движением различных внешних и внутренних сил. В качестве последних исследуются лобовое сопротивление, молекулярная и турбулентная вязкость за счет внешних и внутренних сил, а также торможение за счет эффектов двойной диффузии. Анализируются режимы распространения мелкомасштабных гравитационных линз, информация о которых была почерпнута из литературы, дополнена и обобщена автором.

Приповерхностные гравитационные линзы играют важную роль в динамике прибрежных областей океанов и морей. Формируясь за счет дренажа суши и стока рек, они продолжительное время сохраняют контраст свойств с окружающей жидкостью, обеспечивая своеобразные режимы вертикального и горизонтального обмена теплом, солью и другими химическими примесями в водной толще. Фронтальные зоны линз служат базой для развития различных биологических сообществ. В предлагаемой работе делается попытка описать основные встречающиеся в природе режимы распространения мелкомасштабных гравитационных линз.

Наиболее простой и наглядный подход к проблеме динамики и эволюции мелкомасштабных гравитационных линз принадлежит Бенджамину [1].

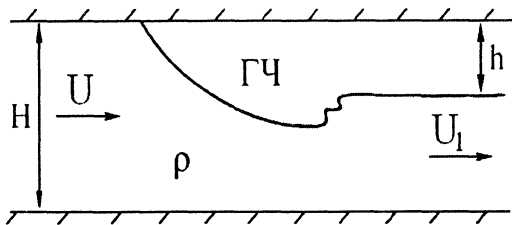


Рис. 1. Схема распространения воздушной линзы в расчетах Бенджамина [1]

Следуя его работе, рассмотрим установившееся состояние пузыря воздуха бесконечного объема в слое, ограниченном по вертикали твердыми стенками и заполненном движущейся жидкостью плотности ρ (рис. 1). Пренебрегая силами вязкости, будем считать движение двумерным. Обозначим скорость набегающего потока вдали от фронта через U , а скорость под линзой вдали от фронта – через U_1 . В качестве определяющих уравнений используются уравнение неразрывности

$$UH = U_1(H - h) \quad (1)$$

и уравнение сохранения импульса

$$\frac{1}{2}\rho(U^2H + gH^2) = \rho\left[U_1^2(H-h) + \frac{1}{2}g(H-h)^2\right]. \quad (2)$$

Отсюда для величины U (которая представляет собой, по сути, скорость распространения фронта в покоящейся жидкости) получим

$$U = \left[\frac{(1-r)(2-r)}{1+r}\right]^{1/2} (gh)^{1/2}; \quad r = h/H. \quad (3)$$

Применение теоремы Бернулли непосредственно на жидкой границе (уравнение сохранения энергии) предоставляет еще одну связь между неизвестными величинами:

$$U_1^2 = 2gh. \quad (4)$$

Получив из (1), (2) выражение для U_1

$$U_1^2 = \frac{2-r}{1-r^2} gh,$$

нетрудно установить, что система имеет единственное решение

$$h = \frac{H}{2}, \quad U = \left(\frac{gh}{2}\right)^{1/2}.$$

Если допустить потери энергии в системе, модифицируя (4) следующим образом:

$$U_1^2 = 2g(h-\delta), \quad (5)$$

то число возможных состояний увеличивается. Потерям соответствуют условия $\delta > 0$ и $r < 1/2$. Для δ имеем:

$$\delta = \frac{(1-2r)r}{2(1-r^2)} h, \quad (6)$$

а U по-прежнему определяется из (3). Бенджамин показал, что при этом за фронтом образуется головная часть (ГЧ) большей, чем h , толщины и диссипативный (неволновой) сток энергии расположен в ее тыльной области (рис.1). Этот теоретический результат находит подтверждение и в лабораторных экспериментах [2]. Максимальные потери энергии в рамках данной модели соответствуют значению r , приблизительно равному 0,35 [1].

Коэффициент лобового сопротивления

Используя представленный выше подход, можно получить некоторые полезные результаты. Оценим силу сопротивления и потери, связанные с распространением фронта в рамках данной модели. Энергия на единицу массы в слое под линзой равна $\frac{1}{2}U_1^2$. Дефицит энергии на единицу массы, согласно (5), составит $g\delta$. Отсюда можно найти выражение для дефицита энергии на единицу длины фронта для отрезка Δx (в области, занятой линзой):

$$\Delta E = \rho g \delta (H-h) \Delta x. \quad (7)$$

Если перейти к системе координат, движущейся со скоростью U вместе с фронтом, и в качестве Δx рассматривать отрезок, проходимый фронтом за время Δt , то вместо (7) запишем

$$\Delta E = \rho g \delta (H - h) U \Delta t.$$

Тогда соответствующие потери в единицу времени составят

$$\dot{E} = \rho g \delta (H - h) U. \quad (8)$$

Эта величина представляет собой не что иное, как потери на лобовое сопротивление линзы. С другой стороны, сила лобового сопротивления на единицу ширины потока имеет вид

$$F = C_D \rho \frac{U^2}{2} h,$$

где C_D – коэффициент сопротивления. Работа против силы лобового сопротивления на расстоянии Δx равна соответствующим потерям энергии:

$$\Delta E = F \Delta x = C_D \rho \frac{U^2}{2} h.$$

Если $\Delta x = U \Delta t$, то диссипация энергии в единицу времени $\dot{E}$ выражается равенством

$$\dot{E} = C_D \rho \frac{U^3}{2} h. \quad (9)$$

Отсюда, используя выражения (3), (4), (8), (9), находим

$$C_D = \frac{2g\delta(H-h)}{U^2 h} = \frac{1-2r}{(1-r)(2-r)}.$$

Коэффициент сопротивления равен нулю при $h = H/2$ и максимален, $C_D = 0,5$, при отношении h/H , стремящемся к нулю. Полученные результаты можно применять и к более интересному для нас случаю двухслойной жидкости, заменяя g величиной $g' = g \Delta \rho / \rho$, где $\Delta \rho$ – перепад плотности. При этом следует иметь в виду, что в последнем случае, кроме потерь энергии в тыльной области ГЧ, имеет место также поток плавучести, который не учитывается в модели Бенджамина.

Роль различных диссипативных факторов в динамике гравитационных течений

Основной движущей силой поверхностных распресненных линз и тяжелых придонных «языков» служит сила плавучести. В рамках двумерной и двухслойной модели сила плавучести на единицу ширины потока (расстояние вдоль фронта) выражается следующим образом:

$$F_g \sim \rho g' h^2.$$

Единственное стационарное решение в отсутствие потерь энергии отвечает условию $h = H/2$. Это означает, что сила плавучести сбалансирована силами инерции, которые в расчете на единицу ширины потока имеют вид

$$F_i \sim \rho U^2 h.$$

где U характеризует скорость потока в линзе (и под ней) и скорость распространения фронта. Однако в природе и в лабораторных установках чистый баланс плавучести – инерция скорее исключение, чем правило. Одним из основных параметров, который задает толщину линзы, служит расход в ней жидкости, и если при этом условие $\delta = 0$ не может быть удовлетворено, в потоке неизбежны потери. Один из возможных стоков энергии – соотношение (6) – рассмотрен Бенджамином. Этот тип потерь – лобовое сопротивление движению линзы. Действительно, при турбулентном обтекании линзы сила сопротивления пропорциональна квадрату скорости распространения фронта и ее толщине:

$$F_h \sim \rho U^2 h.$$

Тогда вид уравнений не изменяется и снова возможно равномерное движение линзы. Когда глубина бассейна конечна, вклад в баланс вносят как F_i , так и F_h . Если же глубина бассейна достаточно велика и линза распространяется над практически неподвижной жидкостью, единственной силой (в пренебрежении другими), которая уравнивает силу плавучести, является сила лобового сопротивления. В естественных условиях имеется ряд факторов, которые могут составить конкуренцию рассмотренным силам при эволюции гравитационных течений. Хапперт [3], Дидден и Максурси [4] предложили методику анализа роли различных сил в динамике гравитационных потоков. Рассмотрим ее на примере, близком к модели Бенджамина в присутствии сил вязкости.

Поскольку силы F_i и F_h одинаково выглядят в балансных соотношениях, обозначим обобщенную силу через F_{ih} и будем называть ее силой инерции. Пусть объем линзы зависит от времени как степенная функция:

$$Lh \sim qt^a, \quad (10)$$

здесь L – горизонтальный масштаб линзы, а размерность q изменяется в зависимости от a . При $a = 0$ и $a = 1$ параметр q относится к постоянному объему линзы и постоянному объемному расходу на единицу ширины фронта соответственно. Для модели Бенджамина баланс осуществляется между силами F_g и F_{ih} :

$$\rho g' h^2 \sim \rho U^2 h.$$

Имея в виду, что $U \sim L/t$, и учитывая (10), можно выписать соотношение для характерного горизонтального масштаба линзы в зависимости от времени:

$$L_{ih} \sim (g' q)^{1/3} t^{(a+2)/3}.$$

При $a = 0$ возрастание сопровождается уменьшением толщины линзы, а в случае $a = 1$ фронт распространяется с постоянной скоростью, пропорциональной $\sqrt{g'h}$ ($h = \text{const}$), что соответствует результатам, изложенным выше.

Пусть на границе раздела жидкостей действует сила вязкости F_v , тогда для потока, контролируемого силами плавучести и вязкости, имеем [3]:

$$\rho g' h^2 \sim \frac{\rho \nu U}{(\nu t)^{1/2}} L,$$

где ν – кинематический коэффициент вязкости. Найдем отсюда выражение для горизонтального масштаба линзы:

$$L_\nu \sim \left(\frac{g' q^2}{\nu^{1/2}} \right) t^{(4a+3)/8}.$$

Если преобладающим в системе является молекулярное трение о твердую поверхность, как в случае придонного клина, баланс плавучесть – вязкость принимает вид

$$\rho g' h^2 \sim \rho \nu \frac{U}{h} L,$$

откуда для L получаем выражение

$$L_\nu^B \sim \left(\frac{g' q^3}{\nu} \right)^{1/5} t^{(3a+1)/5}.$$

Когда имеются две конкурирующие силы, скажем F_{ih} и F_ν , важно установить относительный вклад каждой из них по мере развития процесса. Для рассматриваемой здесь степенной зависимости объема от времени это можно сделать, исследуя поведение во времени функции $F_\nu / F_{ih} \sim t^\beta$. Если показатель степени β больше нуля (в момент времени $t = 0$ отношение равно нулю), на начальной стадии преобладает сила, стоящая в знаменателе отношения, в данном случае сила инерции. С течением времени рассматриваемая функция возрастает, и после достижения момента времени $t = t_{TR}$, когда имеет место равенство вкладов, начинает преобладать сила, стоящая в числителе, т.е. режим плавучесть – инерция сменяется режимом плавучесть – вязкость. Для значений $\beta < 0$ картина меняется на обратную. В критическом случае $\beta = 0$ относительный вклад конкурентов не изменяется во времени и режим контроля течения комплексный. Зная коэффициенты пропорциональности в выражениях для сил, можно оценить промежуток времени от начала процесса, необходимый для смены одного режима другим:

$$t_{TR} \sim (F_\nu / F_i)^{1/\beta}. \quad (11)$$

Выпишем последовательно функции отношения для двух типов воздействия молекулярной вязкости – трения на границе раздела и трения на дне [3]:

$$F_\nu / F_{ih} \sim t^{1/3(7/4-a)}, \quad F_\nu / F_{ih} \sim t^{8/15(7/4-a)}.$$

Хотя детали течения различны для различных ситуаций, критическое значение a для них одинаково и равно $7/4$. Это означает, что для случаев постоянного объема линзы, $a = 0$, и постоянного расхода первоначально инерционный режим сменяется затем вязким контролем над течением.

Область применения изложенных выше результатов включает исследования в лабораторных лотках, а также микроструктурные процессы в океане. Оценим время перехода t_{TR} в течении с постоянным расходом. Замечая, что в инерционном режиме $h \sim (q^2 / g')^{1/3}$, имеем из (11)

$$t_{TR} \sim h^2 / \nu.$$

Подставляя вместо h весьма умеренное для распресненных линз в океане значение 1 м, получаем оценку для $t_{TR} \sim 10$ сут.

Интересно отметить, что в условиях лабораторных лотковых экспериментов с легкими интрузиями в поверхностном слое со свободной верхней границей на завершающей стадии реализуется режим трения о твердую стенку, а не первый из рассмотренных вязких режимов [4]. Это объясняется тем, что поверхностно активные вещества, содержащиеся в воде, образуют на поверхности несжимаемую пленку, которая воздействует на течение с умеренной скоростью подобно твердой крышке.

С использованием предложенной методики ниже рассматривается действие некоторых «турбулентных» диссипативных сил. Сравнение этих сил по-прежнему будет проводиться с инерционной силой.

Напряжения Рейнольдса на границе раздела

Более значимым, чем молекулярная вязкость, диссипативным фактором, оказывающим влияние на динамику пограничных интрузий, представляются напряжения Рейнольдса $\overline{u'w'}$ в переходном слое между жидкостями различной плотности. Здесь u', w' – флуктуации скорости, а черта обозначает приемлемое осреднение. Если корреляция между u' и w' отлична от нуля, между слоями возникает «турбулентное» трение, эффективный коэффициент которого может намного превышать кинематическую вязкость ν . Турбулентное трение связано с переносом конечных объемов жидкости и в условиях стратифицированной прослойки обусловлено процессами опрокидывания внутренних волн и гидродинамической неустойчивости среднего потока. Будем считать толщину переходного слоя достаточно малой, так, чтобы предположение о двухслойности основного потока сохраняло силу, и параметризуем напряжения Рейнольдса традиционным способом:

$$\overline{u'w'} = K_M \frac{\partial U}{\partial z} \sim K_M \frac{U}{\Delta z},$$

где Δz – характерная толщина переходного слоя. Предполагая возможность контроля гравитационного течения турбулентными напряжениями на границе раздела, запишем:

$$\rho g' h^2 \sim \rho K_M \frac{U}{\Delta z} L. \quad (12)$$

Будем считать величину K_M не зависящей от h, L, U , а Δz – внешним параметром. Тогда для искоемых функций $L_t, F_t / F_{ih}$ получим

$$L_t \sim \left(\frac{g' q^2 \Delta z}{K_M} \right)^{1/4} t^{2\alpha+1/4}, \quad F_t / F_{ih} \sim t^{1/3(5/3-\alpha)}.$$

Критическое значение α здесь равно $5/2$, откуда следует, что для линз с постоянным объемом ($\alpha = 0$) и с постоянным расходом ($\alpha = 1$) инерционный

контроль сменяется турбулентным, т.е. на завершающем этапе силы плавучести в системе сбалансированы силами турбулентного трения. Аналогичная ситуация возникает, когда при распространении линзы преобладающим является не сдвиг скорости, определяемый движением линзы, а некоторый внешний сдвиг $U_0 / \Delta z$, возникающий, скажем, в приливо-отливном цикле. В этом случае справедливы соотношения

$$\rho g' h^2 \sim \rho K_M U_0 / \Delta z L, \quad L_{t_0} \sim \left(\frac{g' q^2 \Delta z}{K_M U_0} \right)^{1/4} t^{2a/3}, \quad F_{t_0} / F_{ih} \sim t^{2/3(2-a)}.$$

До сих пор предполагалось, что толщина стратифицированной прослойки является внешним параметром и не оказывает принципиального влияния на динамику гравитационного течения. Вместе с тем в работе [5] показано, что при определенных условиях турбулентный обмен может достичь состояния равновесия и величина Δz служит тогда единственным параметром, характеризующим равновесный режим. Рассмотрим эти результаты более подробно. Измерения проводились в эстуарии реки Фрэзер (Британская Колумбия, Канада) в стадиях отлива, когда на поток, создаваемый стоковой линзой, накладывался дополнительный сдвиг за счет отливного течения. При

анализе использовались два типа числа Ричардсона: $\overline{\text{Ri}} = \frac{N^2}{u_z^2}$,

характеризующее «средний» поток, и $\tilde{\text{Ri}} = \frac{N^2}{u_z^2 + (u'_z)^2}$ – эффективное число

Ричардсона. Здесь u_z и u'_z – соответственно средний и пульсационный вертикальные градиенты скорости. Выделены три интервала времени в отливном цикле, различающиеся активностью флуктуаций:

1) перемешивание внутри пикноклина (переходного стратифицированного слоя) незначительно;

2) появление неустойчивых участков в пикноклине ($\text{Ri} < 0,25$) и довольно резкое его расширение. С течением времени наблюдается рост толщины распресненной линзы;

3) число неустойчивых областей возрастает, профили вертикальной скорости и плотности в пикноклине линейны, среднее число Ричардсона стабилизируется, $\overline{\text{Ri}} \sim 0,32$.

Авторы работы [5] полагают, что при достижении равновесного режима 3) турбулентное число Прандтля достигает значения единицы. В этом случае средние профили скорости и плотности линейны за счет спонтанных неустойчивостей внутри пикноклина и имеют одинаковый вертикальный масштаб. Процессы перемешивания вне пикноклина не влияют на внутренние процессы и наоборот. Тогда единственным параметром, контролирующим равновесный режим сопротивления, служит величина Δz . Для эффективного числа Ричардсона можно записать:

$$\tilde{\text{Ri}} = \frac{N}{u_z^2 + (u'_z)^2} = \left(\frac{1}{\overline{\text{Ri}}} + \frac{1}{\text{Ri}'} \right)^{-1},$$

где $\tilde{Ri}'$ – «волновое» число Ричардсона. Если пороговое значение для Ri равно 0,25, выполняется условие

$$\overline{Ri}_{\text{порог}} \cong [4 - (Ri')^{-1}]^{-1}.$$

Представленные результаты так же, как приведенные в [5] данные лабораторных измерений, показывают, что

$$\overline{Ri}_{\text{порог}} \cong 0,33. \quad (13)$$

Тогда $Ri' \sim 1$, а это соответствует представлениям Холловэя [6] о насыщенном поле внутренних волн (хотя при этом рассматривались волны без среднего сдвига). Из соотношения $\overline{Ri} = g' \Delta z / (\Delta \bar{U})^2$ и (10) следует, что равновесный пикноклин отвечает условию

$$\Delta z_e \cong \frac{0,33(\Delta U)^2}{g'}. \quad (14)$$

Когда $\Delta z < \Delta z_e$, процессы перемешивания расширяют пикноклин до равновесного значения, а при $\Delta z > \Delta z_e$ они проходят сравнительно вяло, что, по-видимому, соответствует рассмотренному выше случаю независимого Δz .

Считаем по-прежнему силу плавучести основной движущей силой и рассмотрим два предельных случая: 1) равновесное Δz определяется внешним сдвигом $\Delta z_e \sim U_0 / g'$; 2) внешний сдвиг отсутствует, однако величины сдвига между линзой и подстилающей жидкостью достаточно для существования равновесного режима сопротивления $\Delta z_e \sim U / g'$ (последнее можно себе представить, поскольку режим распространения линзы при балансе плавучесть – инерция является надкритическим по числу Фруда [7]). Подставляя (14) в (12) и произведя необходимые операции, получим соответственно:

$$L_{t_0}^e \sim \left(\frac{q^2}{K_M} U_0 \right)^{1/3} t^{2\alpha/3}, \quad F_{t_0}^e / F_{th} \sim t^{2/3(2-\alpha)},$$

$$L_t^e \sim \left(\frac{q^2}{K_M} \right)^{1/2} t^{2\alpha-1/2}, \quad F_t^e / F_{th} \sim t^{4/3(7/4-\alpha)}.$$

Оба варианта предлагают для $\alpha = 0$ и $\alpha = 1$ в качестве завершающего режима баланс плавучесть – турбулентное трение. При этом для постоянного расхода скорость движения фронта замедляется, а толщина линзы h возрастает.

Турбулентное трение на твердой границе

Если клин «тяжелой» жидкости распространяется под более легкой по шероховатому дну или «легкий» клин движется под твердой крышкой, определяющее влияние на динамику течения может оказывать турбулентное трение о твердую границу. Тогда, предположив квадратичный закон сопротивления, выпишем выражение для баланса плавучесть – трение:

$$\rho g' h^2 \sim \rho U^2 L,$$

что позволяет определить искомые функции:

$$L_t^b \sim (g'q^2)^{1/5} t^{(2\alpha+2)/5}, \quad F_t^b / F_{ih} \sim t^{2/15(4-\alpha)}.$$

Критическое значение параметра α , когда относительные вклады F_t^b и F_i в баланс не зависят от времени, равно 4, а при $\alpha=0$ и $\alpha=1$ инерционный режим по достижении момента времени $t = t_{TR}$ сменяется турбулентным.

Турбулентное трение за счет механизма двойной диффузии

Максуорси [8] с помощью данного подхода и серии лабораторных экспериментов проанализировал ситуацию, когда эффективное трение на границе раздела жидкостей создавалось за счет вертикального обмена в конвекции двойной диффузии. Если теплая и соленая вода располагается над более холодной и пресной (режим солевых пальцев) или холодная и пресная – над более теплой и соленой (диффузионный режим) при гидростатически устойчивом среднем вертикальном градиенте плотности, в системе за счет различия коэффициентов диффузии компонентов возникают конвективные движения, создающие вертикальный поток плавучести. Вертикальный обмен в конвекции обеспечивается переносом конечных объемов жидкости, поэтому, когда между слоями с различными свойствами имеется вертикальный сдвиг горизонтальной скорости, через границу раздела возникает поток импульса, действующий на течение как турбулентное трение. Как и прежде, можно выделить два типа баланса, при которых вертикальный обмен определяется: а) сдвигом в линзе; б) внешним сдвигом (*current dominated by U* ; U_0 по [8]). Соответствующие балансные соотношения имеют вид:

$$\rho g' h^2 \sim \rho U W L, \quad \rho g' h^2 \sim \rho U_0 W L.$$

В представленной параметризации конвективных напряжений за счет механизма двойной диффузии W – характерная вертикальная скорость в конвективных движениях, которая не зависит от среднего сдвига скорости [8]. Искомые выражения для L и F/F_{ih} представлены ниже:

$$L_t^{DD} \sim \left(\frac{g'q^2}{W} \right)^{1/4} t^{(2\alpha+1)/4}, \quad F_t^{DD} / F_{ih} \sim t^{1/3(5/2-\alpha)},$$

$$L_{t_0}^{DD} \sim \left(\frac{g'q^2}{W U_0} \right)^{1/3} t^{2\alpha/3}, \quad F_{t_0}^{DD} / F_{ih} \sim t^{2/3(2-\alpha)}.$$

Первое из этих выражений удовлетворительно согласуется с данными лабораторного моделирования в системе соль – сахар для постоянного расхода ($\alpha=1$) и больших по сравнению с единицей значений плотностного

соотношения R_ρ [8]. Для пальцевого режима конвекции $R_\rho = \frac{\alpha \bar{T}_z}{\beta S_z}$, для

диффузионного режима $R = \frac{\beta \overline{S_z}}{\alpha T_z}$. Эти выражения представляют собой

отношения вкладов в вертикальный градиент плотности устойчивого и неустойчивого компонентов; α и β в данном случае – коэффициенты теплового расширения и соленостного сжатия или их аналоги для соли и сахара. Несмотря на то что полученные для конвективных напряжений соотношения для L и F/F_i с точностью до постоянных коэффициентов совпадают с результатами расчетов для турбулентного обмена на границе раздела, соответствие можно считать близким только для больших значений R_p (малых потоков плавучести). Когда потоки велики, линза еще на инерционной стадии может замедляться и даже останавливаться. Положение иллюстрирует рис. 2. Поток плавучести из линзы создает гидростатически неустойчивый горизонтальный градиент плотности, реализующийся в виде гравитационного течения, верхняя часть которого тормозит линзу. Подобная ситуация может наблюдаться и при большей глубине бассейна.

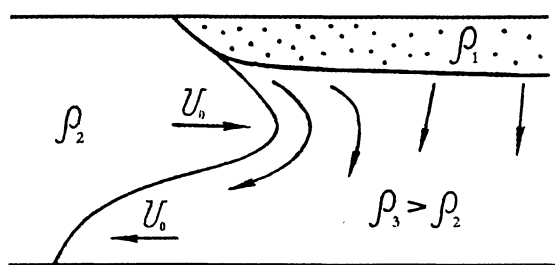


Рис. 2. Схема лабораторного эксперимента, иллюстрирующая механизмы торможения клина [8]

В представленных выше результатах для простоты оценивалось влияние на поток одной из возможных диссипативных сил, и затем их действие сравнивалось с вкладом инерционных сил. В действительности динамика потока может определяться вкладом сразу нескольких факторов. При этом в системе

могут наблюдаться последовательные переходы от одного диссипативного режима к другому либо на определенных временных промежутках определяющую роль играет более чем один вкладчик ($F_1/F_2 \sim t^\beta$, $\beta = 0$, где F_1 и F_i – диссипативные силы). Возможны переходы и другого рода: от потока, контролируемого сдвигом скорости $U/\Delta z$, к контролю сдвигом скорости $U_0/\Delta z$ или наоборот.

Следуя той же схеме, можно получить информацию о динамике осесимметричных гравитационных течений. Пусть R – радиус пятна. Будем по-прежнему считать объем пятна степенной функцией времени $hR^2 = Qt^\gamma$.

Сила плавучести определяется следующим выражением:

$$F_g \sim \rho g' h R.$$

Изменение размерности по сравнению с двумерным случаем связано с тем, что в последнем рассматривалась сила на единицу длины фронта.

В таблице содержатся сведения о роли некоторых рассмотренных выше диссипативных факторов в динамике линзы для осесимметричного случая.

Роль различных диссипативных сил в динамике осесимметричного гравитационного течения

F	$R \sim$	$h \sim$	$F / F_{ih} \sim$
$F_{ih} \sim U^2 h R$	$(g'Q)^{\frac{1}{4}} t^{\frac{\gamma+2}{4}}$	$t^{\frac{\gamma-2}{2}}$	1
$F_{ih} \sim K_M \frac{U}{\Delta z} R^2$	$\left(\frac{g'Q^2 \Delta z}{K_M}\right)^{\frac{1}{6}} t^{\frac{2\gamma+1}{6}}$	$t^{\frac{\gamma-1}{3}}$	$t^{\frac{1}{4}(4-\gamma)}$
$F_t^e \sim K_M \frac{g'R^2}{U}$	$\left(\frac{Q^2}{K_M}\right)^{\frac{1}{4}} t^{\frac{2\gamma-1}{4}}$	$t^{\frac{1}{2}}$	$t^{\frac{3}{4}(3-\gamma)}$
$F_t^b \sim U^2 R^2$	$(g'Q^2)^{\frac{1}{7}} t^{\frac{2\gamma+2}{7}}$	$t^{\frac{3\gamma-4}{7}}$	$t^{\frac{3}{28}(6-\gamma)}$
$F_t^{DD} \sim WUR^2$	$\left(\frac{g'Q^2}{W}\right)^{\frac{1}{6}} t^{\frac{2\gamma+1}{6}}$	$t^{\frac{\gamma-1}{3}}$	$t^{\frac{1}{4}(4-\gamma)}$
$F_{t_0}^{D\bar{D}} \sim WU_0 R^2$	$\left(\frac{g'Q^2}{WU_0}\right)^{\frac{1}{5}} t^{\frac{2\gamma}{5}}$	$t^{\frac{\gamma}{5}}$	$t^{\frac{9}{20}(\frac{30}{9}-\gamma)}$

В таблицу не включены силы трения, которые определяются внешним сдвигом, поскольку это противоречило бы предположению об осевой симметрии. Исключение составляет случай двойной диффузии, когда течение, направленное вдоль радиуса, создается в результате потери устойчивости «шлейфа» жидкости из линзы. Здесь, как и в режиме контроля внешним сдвигом для двумерной системы, интересен случай линзы с постоянным объемом ($\gamma = 0$). Такие линзы по завершении инерционной стадии сохраняют свои размеры, и время их жизни определяется, вообще говоря, только процессами диффузионного размывания [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benjamin J.B. Gravity currents and related phenomena // J. Fluid Mech.– 1968.– 31.– P. 209–248.
2. Maxworthy T. Gravity currents with variable inflow // Ibid.– 1983.– 128.– P. 247–257.

3. *Huppert H.E.* The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface // *Ibid.*– 1982.– 121.– P. 43–58.
4. *Didden N., Maxworthy T.* The viscous spreading of plane and axisymmetric gravity current // *Ibid.*– 1982.– 121.– P. 27–42.
5. *Geyer W.R., Smith J.D.* Shear instability in a highly stratified estuary // *J. Phys. Oceanogr.*– 1987.– 17, № 10.– P. 1668–1679.
6. *Holloway A.* Oceanic internal waves are not weak waves // *Ibid.*– 1980.– 10, № 6.– P. 906–914.
7. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях. – М.: Мир, 1977. – 431 с.
8. *Maxworthy T.* The dynamics of double-diffusive gravity currents // *J. Fluid Mech.*– 1983.–128.– P. 259–282.
9. *Погребной А.Е., Самодуров А.С.* Самоорганизующие линзы в системе с двойной диффузией (лабораторное моделирование) // *Океанология.*– 1992.– 32, № 4.– С. 948–953.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 18.02.05

ABSTRACT Dynamic features of spreading of near-surface gravitational lenses as well as the conditions of change of the modes of their movement control by various external and internal forces are considered. The latter ones imply investigation of the drag, the molecular and turbulent viscosity due to the external and internal forces and also the breaking resulted from the effects of double diffusion. The modes of propagation of small-scale gravitational lenses are analyzed; the information on them collected from literature is supplemented and generalized.