

**Литература**

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Рандошкин В.В., Сигаичев В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1985. **42**, № 1. С. 34.
3. Рандошкин В.В., Сигаичев В.Б. // ФТТ. 1990. **32**, № 10. С. 246.
4. Логинов Н.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В. // ФТТ. 1989. **31**, № 10. С. 58.
5. Рандошкин В.В., Сигаичев В.Б. // ЖТФ. 1988. **58**, № 12. С. 2350.
6. Рандошкин В.В., Логунов М.В., Сажин Ю.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. **18**, № 4. С. 71.
7. Рандошкин В.В., Логунов М.В., Сигаичев В.Б. // Приб. и техн. эксперимента. 1985. № 5. С. 247.
8. Рандошкин В.В. // Приб. и техн. эксперимента. 1995. № 2. С. 155.
9. Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
10. Рандошкин В.В. // ФТТ. 1995. **37**, № 3. С. 652.
11. Рандошкин В.В., Дудоров В.Н., Салецкий А.М., Сысов Н.Н. // Неорганические материалы. 2001. **37**, № 10. С. 1266.
12. Рандошкин В.В. // ФТТ. 1995. **37**, № 10. С. 3056.
13. Рандошкин В.В. // ФТТ. 1995. **39**, № 8. С. 1421.

Поступила в редакцию  
19.06.02

**ГЕОФИЗИКА**

УДК 551.465.41

## **ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА**

**В. Б. Лапшин, А. А. Будников, Е. В. Караваева,  
М. В. Панферов, А. В. Сидоренко**

*(кафедра физики атмосферы)*

E-mail: atmos@phys.msu.su

**Статья посвящена определению роли гравитационно-капиллярного механизма в формировании термической структуры в приповерхностном слое океана, в том числе в присутствии ПАВ. Описаны результаты численных экспериментов по исследованию процессов переноса, проведенных с помощью математической модели приповерхностного слоя, разработанной в Государственном океанографическом институте.**

Несмотря на активное развитие межфазной гидродинамики и значительное количество экспериментальных работ, единое мнение относительно роли гравитационно-капиллярной конвекции в переносе тепла, влаги и газовых компонентов через границу океана с атмосферой в настоящее время отсутствует [1–3]. Сложность проведения натуральных экспериментов по измерению потоков в поверхностном слое океана, а также отсутствие удовлетворительного представления о взаимодействии капиллярного волнения, термической и соленостной конвекций Рэлея и Марангони существенно затрудняют получение достоверной информации о тепло- и массообмене в системе океан–атмосфера.

Интерес к исследованиям в этом направлении возрастает и в связи с тем, что большинство загрязняющих веществ как техногенного, так и биогенного происхождения являются поверхностно-активными (ПАВ). Они накапливаются вблизи поверхности, влияют на интенсивность потоков тепла, влаги и газа через межфазную поверхность [4]. Ответить на некоторые вопросы можно, проведя численные

эксперименты на основе термогидродинамической модели тонкого поверхностного слоя океана [5, 6].

В настоящей работе рассматривается гравитационно-капиллярная конвекция, развивающаяся в тонком поверхностном слое океана вследствие гидродинамической неустойчивости, в основном обусловленной процессами испарения. Эта зона океана глубиной в несколько сантиметров при слабых и умеренных ветрах характеризуется ламинарным течением и преобладанием молекулярно-диффузионных процессов над турбулентными. Поэтому в данном случае можно пользоваться уравнениями Обербека–Буссинеска с молекулярными коэффициентами вязкости, температуропроводности и диффузии.

Как показывают многочисленные эксперименты [7], конвективные структуры в воде имеют в основном двумерный характер (валиковая конвекция) и проникают в толщу жидкости не более чем на несколько сантиметров. Поэтому можно исследовать гравитационно-капиллярную конвекцию в рамках плоской постановки начально-краевой задачи для уравнений Обербека–Буссинеска [7].

Задача была поставлена следующим образом. Движение вязкой несжимаемой жидкости в слое толщиной  $H$  при наличии обмена теплом и влагой с окружающей средой для плоской геометрии описано уравнениями Навье–Стокса (в приближении Обербека–Буссинеска), теплопроводности и диффузии соли.

Начальная краевая задача ставится для функции тока и завихренности в безразмерном виде [6].

Система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} = \text{Sc} \left( \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right) + \text{Gr}^T \frac{\partial T}{\partial x} + \text{Gr}^S \frac{\partial S}{\partial x},$$

$$\zeta = \Delta \varphi = - \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right),$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = D_{TS} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right),$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \left( \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right),$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} + u \frac{\partial D}{\partial x} + w \frac{\partial D}{\partial z} = D_{DS} \left( \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 D}{\partial z^2} \right),$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + w \frac{\partial C}{\partial z} = D_{CS} \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right),$$

где  $x, z$  — пространственные координаты;  $t$  — время;  $u, w$  — флуктуации скорости, обусловленные конвекцией;  $\varphi$  — функция тока;  $\zeta$  — завихренность;  $T$  — температура жидкости;  $S$  — соленость жидкости;  $D$  — концентрация инертной компоненты;  $C$  — объемная концентрация ПАВ,  $\text{Sc} = \nu/D_S$  — число Шмидта;  $\nu$  — вязкость;  $D_S$  — коэффициент диффузии соли;  $D_{TS}$ ,  $D_{DS}$ ,  $D_{CS}$  — диффузионные числа, обезразмеренные на диффузию соли,  $\text{Gr}^T = g\beta h^3 T_0/D_S^2$  и  $\text{Gr}^S = g\gamma h^3 S_0/D_S^2$  — числа Грахсгоффа, определяющие конвекцию Рэлея.

На свободной границе ( $z = H$ ), кривизна которой считается малой величиной, заданы следующие условия:

$$\omega = \text{Ma}_T \frac{\partial T}{\partial x} + \text{Ma}_S \frac{\partial S}{\partial x} + \text{Ma}_\Gamma \frac{\partial \Gamma}{\partial x} + \text{Rmsm} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \text{Dm} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial z},$$

где  $\omega$  — составляющая вихря скорости в направлении, перпендикулярном плоскости  $(x, y)$ ;  $\Gamma$  — концентрация поверхностно-активного вещества;  $\text{Ma}_T = -(\partial\sigma/\partial T)\Delta T/\mu D_S$  — термическое число Марангони;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $\mu$  — динамическая вязкость;  $\text{Ma}_S = -(\partial\sigma/\partial S)\Delta S/\mu D_S$  — соленостное число Марангони;  $\text{Ma}_\Gamma = -(\partial\sigma/\partial \Gamma)\Delta \Gamma/\mu D_S$  — поверхностное число Марангони;  $\text{Rmsm} = (k + \varepsilon)/\mu h$  — число, характеризующее демпфирование движения поверхностной вязкостью;  $k$  — поверхностная сдвиговая

вязкость;  $\varepsilon$  — вязкость растяжения;  $h$  — масштабный множитель для пространственных координат (с ним связан масштабный множитель для времени  $t = h^2/D_S$ );  $\text{Dm} = D_S/\mu$ .

На верхней границе ( $z = h$ )

$$\varphi = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} + \eta_T T = R_T, \quad \frac{\partial S}{\partial y} + \eta_S S = R_S,$$

где  $\eta_T$  — число Био,  $\eta_S$  — соленостный аналог числа Био,  $R_T$  и  $R_S$  — заданные константы.

На нижней границе ( $z = 0$ )

$$\varphi = 0, \quad \omega = 0, \quad T = T_0, \quad S = S_0.$$

Дополнительным условием является требование симметрии расчетных величин по оси  $OX$  относительно центра расчетной области. В качестве начального условия использовались постоянные по глубине слоя значения температуры и солености. В процессе счета профиль температуры и солености начинает формироваться под воздействием молекулярной диффузии и конвекции. Сила поверхностного натяжения, температура и соленость связаны следующим образом:

$$d\sigma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} dT + \frac{\partial \sigma}{\partial S} dS.$$

Все уравнения сведены в единый программный комплекс. Расчеты проводились при следующих параметрах: толщина слоя  $H = 2$  см, период расчетных величин по горизонтали  $x_0 = 3$  см. Для расчета использовалась сетка значений  $62 \times 41$  по осям  $x$  и  $z$  соответственно. Потоки тепла и влаги определены из эксперимента и заданы жестко.

В экспериментах изучалась эволюция конвективного движения, развивающегося в слое толщиной 2 см со свободной верхней границей, кривизна которой является малой величиной.

Рассмотрим свободную поверхность первоначально покоящегося слоя жидкости, однородно прогретого и с постоянной соленостью по глубине ( $T_0 = 1$ ,  $S_0 = 1$ ,  $D_0 = 1$ ,  $C_0 = 0$ ). Зададим поток тепла, направленный в атмосферу, и поток соли в противоположном направлении (величины потоков равны  $120 \text{ Вт/м}^2$  для тепла и  $2.4 \cdot 10^{-5} \text{ г/(см}^2 \cdot \text{с)}$  для соли). Вычислялись значения величин  $T(t)$ ,  $S(t)$ ,  $D(t)$  и  $C(t)$ . Данная ситуация соответствует той, которая реализуется вблизи морской поверхности при испарении. Поток скрытого тепла в атмосферу приводит к охлаждению поверхности океана, а поток влаги засолоняет последнюю. В результате формируется неустойчивая плотностная стратификация и создаются условия для возникновения конвективной неустойчивости. Начальное возмущение задавалось на поверхности жидкости в точке в центре расчетной области. Величина начального возмущения для температуры составляла одну сотую градуса, а для солености — одну сотую промилле. Такие флуктуации температуры и солености постоянно возникают на морской поверхности вследствие неоднородного

прогрева или испарения жидкости [2]. Физические параметры среды соответствуют  $T \sim 25^\circ\text{C}$  и  $S \sim 35^\circ/\omega$ , что представляет собой характерные условия для тропической зоны океана. Значения этих величин были взяты в соответствии с реальными их значениями в океанской воде [8].

Эволюция конвективного движения прослеживалась на интервале времени до 3 мин. Расчеты изменения температуры жидкости в центре конвективной ячейки (термика) и глубины ее опускания со временем приведены на рис. 1–4. Они проводились для гравитационной и термокапиллярной конвекции, при этом варьировались безразмерные параметры — числа Шмидта ( $Sc = \nu/D_S$  характеризует соотношение сил вязкости и диффузии) и Марангони ( $Ma_\Gamma = -(\partial\sigma/\partial T)\Delta T/\mu D_S$  характеризует зависимость поверхностного натяжения от распределения температуры на поверхности). Результаты проведенных численных экспериментов следующие.

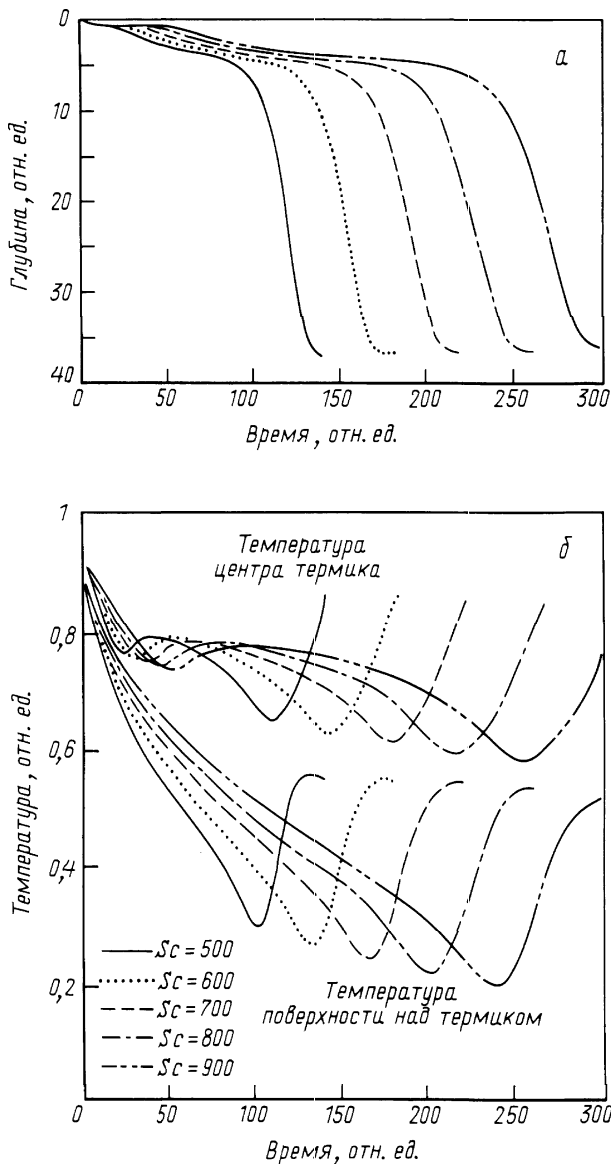


Рис. 1. Конвекция Рэлея. Опускание термика (а) и значения температур в центре термика и на поверхности над термиком (б) при различных значениях числа Шмидта

**1. Гравитационная конвекция в зависимости от числа Шмидта.** В эксперименте исследовалось развитие неустойчивости в случае гравитационной конвекции в зависимости от числа  $Sc$  ( $Ma_T = 0$ ,  $Ma_S = 0$ ,  $Ma_\Gamma = 0$ ). На рис. 1, а представлены зависимости глубины погружения центра термика от времени. На рис. 1, б — зависимости температуры в центре термика и на поверхности над ним от времени. Анализ построенных зависимостей позволяет выделить две фазы развития термика: первая соответствует развитию начального возмущения в верхнем миллиметровом слое, вторая — развитию гравитационной неустойчивости.

С увеличением числа Шмидта наблюдается замедление развития гравитационной конвекции.

**2. Термокапиллярная конвекция в зависимости от числа Шмидта.** Численный эксперимент проведен для случая термокапиллярной конвекции

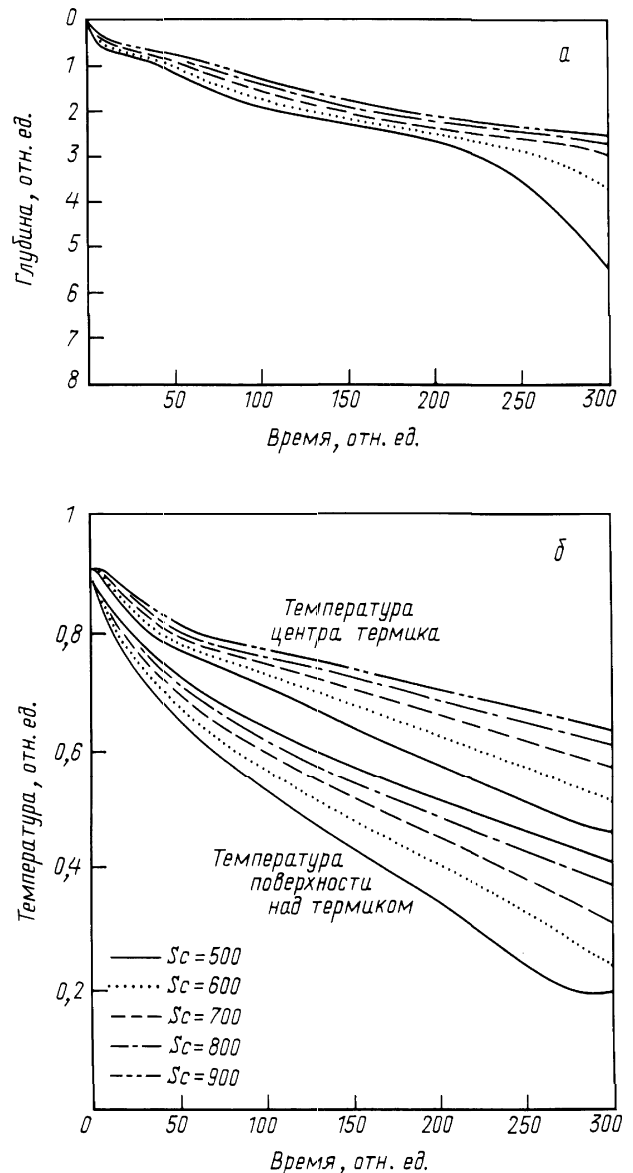


Рис. 2. Термическая конвекция Марангони. Опускание термика (а) и температура в центре термика и на поверхности над термиком (б) при различных значениях числа Шмидта

( $Gr^T = 0$ ,  $Gr^S = 0$ ,  $Ma_\Gamma = 0$ ), результаты приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что зависимости глубины погружения центра термика и температур в центре термика и на поверхности от времени оказались более пологими по сравнению с зависимостями, полученными для гравитационной конвекции.

Это означает, что термокапиллярная конвекция менее активна по сравнению с гравитационной. Так же как и в первом эксперименте, с увеличением числа Шмидта ( $Sc$ ) наблюдается замедление конвекции. Процесс идет медленнее, чем при гравитационной конвекции, и поверхность охлаждается больше, чем в первом эксперименте.

**3. Гравитационная конвекция в присутствии пленки ПАВ.** Исследовалось развитие неустойчивости в случае гравитационной конвекции при фиксированном числе Шмидта ( $Sc$ ) и различных

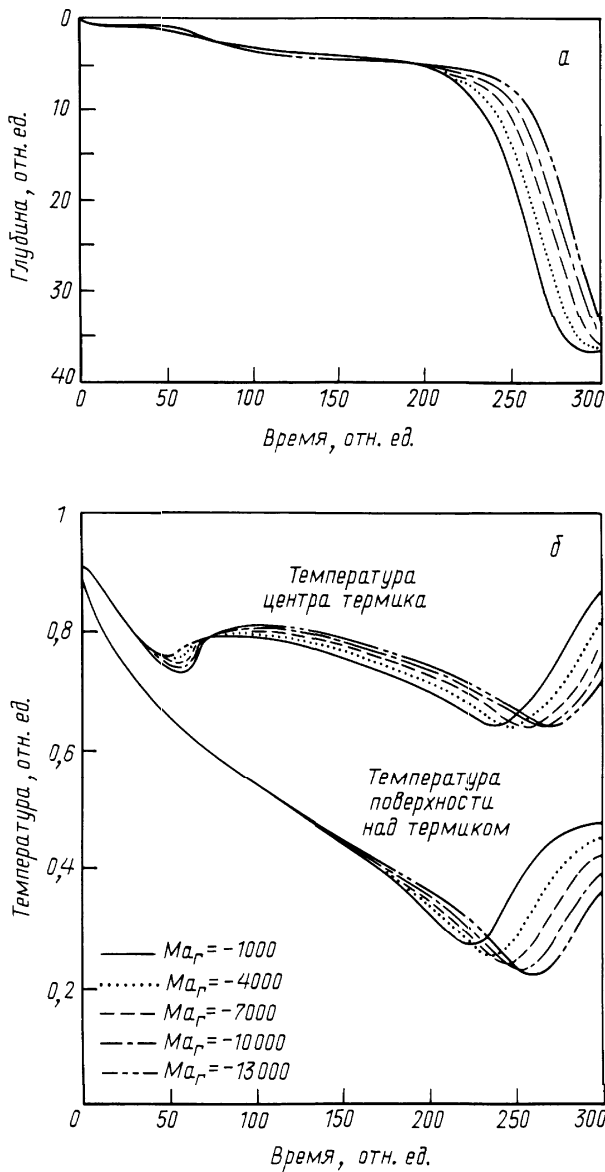


Рис. 3. Конвекция Рэлея. Опускание термика (а) и температура в центре термика и на поверхности над термиком (б) в присутствии ПАВ при различных значениях поверхностного числа Марангони

значениях поверхностного числа Марангони ( $Ma_\Gamma$ ) (т.е. в присутствии ПАВ,  $Ma_T = 0$ ,  $Ma_S = 0$ ). Как видно из рис. 3, наличие ПАВ замедляет скорость погружения центра термика примерно в два раза. С увеличением числа  $Ma_\Gamma$  по модулю конвекция замедляется. В первой фазе развития термика заметно, что с увеличением числа  $Ma_\Gamma$  наблюдается замедление отрыва термика от поверхности.

**4. Термокапиллярная конвекция в присутствии пленки ПАВ.** Исследовалось развитие термокапиллярной неустойчивости при фиксированном числе Шмидта ( $Sc$ ) и различных значениях поверхностного числа Марангони ( $Ma_\Gamma$ ) ( $Gr^T = 0$ ,  $Gr^S = 0$ ). Результат приведен на рис. 4. При числе  $Ma_\Gamma$  меньше  $-4000$  возмущение в течение 300 временных шагов (примерно 15 с) не успевает оторваться от поверхности. Зависимость положения центра

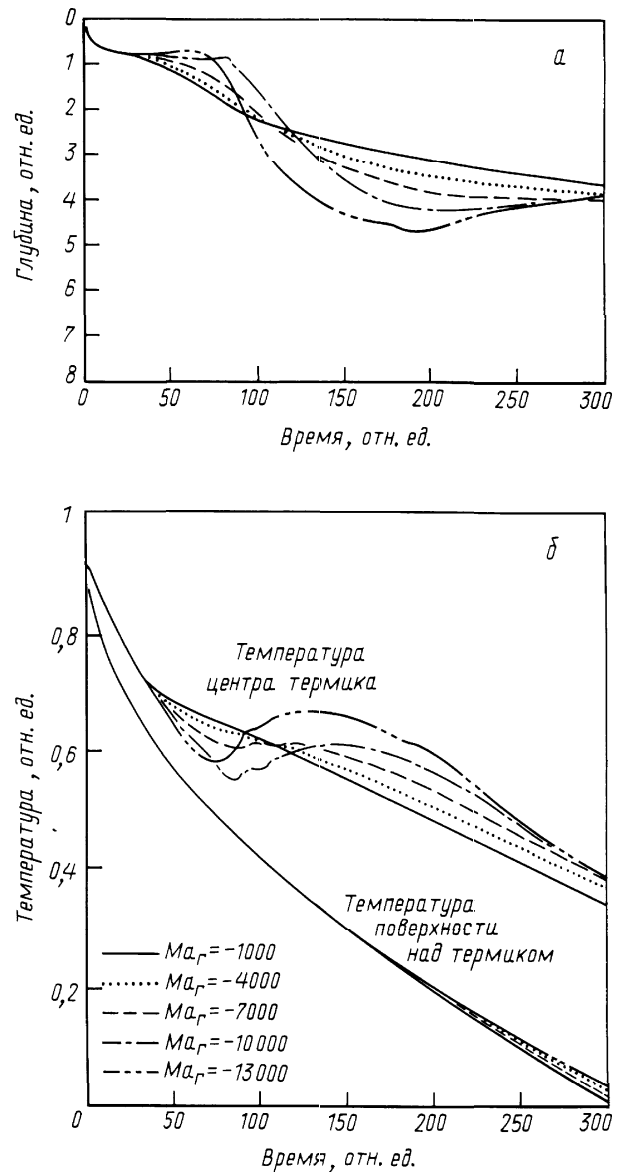


Рис. 4. Термическая конвекция Марангони. Опускание термика (а) и температура в центре термика и на поверхности над термиком (б) в присутствии ПАВ при различных значениях поверхностного числа Марангони

термика от времени для  $Ma_T = -1000$  показывает, что точка максимума возмущения сначала движется вниз, затем останавливается и медленно поднимается вверх. Это говорит о том, что при переходе числа  $Ma_T$  через некоторое критическое значение возмущение не опускается ниже 0.5 см и термик не образуется.

### 5. Гравитационно-капиллярная конвекция.

Было также исследовано совместное развитие термокапиллярной и гравитационной неустойчивости в отсутствие ПАВ и при его наличии. При этом варьировалось число Шмидта и поверхностное число Марангони. Результаты сходны с результатами первого и третьего опытов, различие состоит в том, что все процессы происходят быстрее и заканчиваются на 50 шагов раньше соответствующих процессов в первом и третьем опытах. Из этого можно сделать вывод, что структура гравитационно-капиллярной конвекции подобна структуре конвекции Рэлея, однако ее развитие ускорено. В присутствии ПАВ при увеличении по модулю числа  $Ma_T$  термик отходит от поверхности позднее.

### Литература

1. Мони́н А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеиздат, 1985.
2. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометеиздат, 1988.
3. Караваева Е.В., Кузнецова М.Р., Твердислов В.А., Хунджуа Г.Г. // Океанология. 1990. **30**, № 2. С. 228.
4. Роль А. Физика атмосферных процессов над морем. ГИМИЗ, 1988.
5. Лапшин В.Б., Рагулин И.Г. // Изв. РАН, ФАО. 1992. **28**, № 11. С. 1106.
6. Лапшин В.Б., Ушанов А.И. // Метеорология и гидрология. 1992. № 4. С. 69.
7. Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М.: Мир, 1981.
8. Попов Н.И., Федоров К.Н., Орлов В.М. Морская вода: Справочное руководство. М.: Наука, 1979.

Поступила в редакцию  
09.11.01

УДК 581.621.6; 550.343+550.34; 523.3; 521.81

## ЗЕМНАЯ КОРА — АКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

Н. Н. Володичев, В. А. Захаров, Б. М. Кужевский, О. Ю. Нечаев,  
Е. А. Сигаева  
(НИИЯФ)

E-mail: bmk@srd.sinp.msu.ru

Проведены измерения потоков тепловых и медленных нейтронов двух систем: на почве и над водным пространством (оз. Селигер) и на почве и леднике (Памир). Получены сведения, подтверждающие, что вклад земной коры в полный поток тепловых и медленных нейтронов в нижней атмосфере сравним с вкладом космических лучей. Основной вклад земной коры как источника нейтронов такой энергии связан с естественной радиоактивностью.

### Введение

Ранее проведенный [1, 2] анализ вариаций потока тепловых и медленных нейтронов вблизи земной поверхности за длительный период (1994–1997 гг.) выявил существование анизотропии в этом потоке и сезонного хода анизотропии. Оба этих факта указывают на то, что земная кора является источником нейтронов.

Земная кора может быть источником нейтронов, по крайней мере, по двум причинам. Первая выяснена в работе [3] и связана с наличием в земной коре радиоактивных газов — радона, торона и актинона. Энергичные  $\alpha$ -частицы, возникающие при радиоактивном распаде этих газов, взаимодействуют с ядрами элементов земной коры и атмосферы. При этом выбиваются нейтроны. Поток таких нейтронов обозначим как  $F_{\uparrow}^{\text{act}}$  (земная кора как активный источник). Вторая причина обусловлена ядерным

взаимодействием энергичных частиц, достигающих поверхности Земли (первичных, космических, и вторичных, генерированных в атмосфере), с элементами земной коры. В этом случае земная кора выступает в роли пассивной мишени. Поток этих нейтронов обозначим как  $F_{\uparrow}^{\text{pas}}$ .

Тогда величина  $F_{\uparrow}^{\text{act}} + F_{\uparrow}^{\text{pas}}$  — полный вклад земной коры в поток тепловых и медленных нейтронов вблизи поверхности Земли.

Общий поток тепловых и медленных нейтронов вблизи поверхности Земли можно представить следующим выражением:

$$F = F_{\uparrow}^{\text{act}} + F_{\uparrow}^{\text{pas}} + F_{\downarrow} + F^{\text{disp}}, \quad (1)$$

где  $F_{\downarrow}$  — поток нейтронов, обусловленный взаимодействием космических лучей с атмосферой,  $F^{\text{disp}}$  — вклад рассеянных нейтронов.