

УДК 532.517.3

Н. К. ШЕЛКОВНИКОВ, Г. И. АЛЯВДИН, С. И. ЗАЙЦЕВ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ**

Энергообмен между атмосферой и океаном во многом определяется величиной квазиоднородного слоя, которая зависит от процессов, происходящих на верхней границе термоклина. Поэтому исследование явлений на границе раздела двухслойной жидкости имеет большое значение в общей проблеме взаимодействия атмосферы и океана.

Трудности, связанные с проведением тонких и всесторонних измерений в натуральных условиях, вынуждают осуществлять физическое моделирование в лабораторных условиях.

В данной работе исследование динамики границы раздела двухслойной жидкости проводилось в специально созданном для этих целей аэрогидроканале, который представлял собой часть прямоугольного канала, ограниченного с обоих концов и закрытого сверху. Канал с размерами  $37 \times 60 \times 850$  см заполнялся соленой водой до глубины 15 см, а затем пресной — до уровня 27 см. Таким образом была создана модель двухслойной жидкости.

В течение эксперимента над поверхностью воды искусственно создавался поток воздуха, в результате возникала вертикальная циркуляция в верхнем пресном слое жидкости, при этом нижний (соленый) слой оставался неподвижным. Граница раздела между слоями воды с разной плотностью представляла собой взволнованную поверхность, которая опускалась со скоростью порядка 1 см/ч. Кроме того, на поверхности раздела наблюдались периодические «выбросы» более тяжелой воды в верхний слой, напоминающие протуберанцы.

Для исследования динамических процессов, происходящих на поверхности раздела, был проведен комплекс измерений, включавший регистрацию вертикальных профилей течения  $U$ , температуры, солености  $S$ , а также пульсаций солености на границе раздела.

Измерение средней скорости течения проводилось пульсационным методом, на базе синхронных регистраций пульсаций модуля скорости одновременно в двух точках, разнесенных вдоль потока на фиксированное расстояние  $L$ . Скорость потока определялась по формуле  $U = L/\tau_0$ , где  $\tau_0$  — временное смещение максимума пространственно-временной корреляции  $R(L, 0, 0, \tau)$  относительно начала координат [1]. В качестве чувствительного элемента использовались термисторы МТ-54, которые во время измерений разносились на расстояния от 2 до 10 см.

Метод обладает высокой чувствительностью, хорошим разрешением по вертикали и не требует тарировки. К недостаткам его следует отнести трудоемкость проведения измерений и обработки полученных данных.

На рис. 1 приведен вертикальный профиль скорости течения для режима ветра I (см. рис. 2, а). Как видно из рис. 1, область дрейфового течения переходит в область градиентного противотечения на относительной глубине  $\eta = z/H \approx 0,27$ , где  $H$  — положение поверхности раздела или толщина перемешанного слоя в данный момент времени.

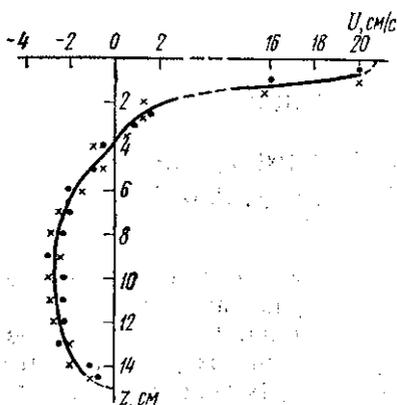


Рис. 1. Вертикальное распределение скорости течения в верхнем (пресном) слое воды, при режиме ветра I. Крестики и точки — разные серии измерений

В поверхностном слое скорость течения резко уменьшается до 20 см/с до значений, близких к нулевым. В зоне градиентного течения скорость достигала 3 см/с.

Вертикальное распределение температуры в воде измерялось термометром сопротивления [2] и в течение эксперимента оставалось постоянным, поэтому плотность слоев зависела только от солёности.

При регистрации среднего значения и пульсаций солёности использовался кондуктометрический метод измерения электропроводности воды. В разработанном варианте солемера измерительный мост питался переменным током с частотой 3,5 кГц. Датчик

представлял собой два электрода диаметром 3 мм, изготовленных из специальной марки нержавеющей стали. Расстояние между электродами составляло 5 мм. Аналоговый сигнал с измерительной диагонали моста подавался на усилитель, затем на фазовый детектор и регистрировался посредством самописца Н-327-5. Тарировка прибора проводилась «абсолютным» методом, основанным на прямой зависимости сопротивления датчика от солёности. В области изменения солёности от 10 до 15‰, при которой проводились основные измерения, характеристика была близка к линейной. Чувствительность солемера составляла 0,05‰ на 1 мм, а его инерция — 0,5 с.

Проведены также измерения параметров ветровых волн с помощью струнного волнографа и определена скорость ветра на 10 горизонтах индукционной микровёртушкой. Профили ветра и спектр поверхностного волнения представлены на рис. 2.

Положение поверхности раздела между пресной и солёной водой определялось как по вертикальным профилям солёности, так и по данным киносъёмки в поляризованном свете. Проведенный комплекс измерений позволил определить скорость вовлечения (или скорость опускания поверхности раздела)  $U_e$  [3].

В нашем случае скорость вовлечения определялась по формуле

$$U_e = \Delta(H - H_0) / \Delta t,$$

где  $H_0$  — начальное положение поверхности раздела ( $H_0 = 12$  см). На рис. 3 представлены кривые зависимости  $(H - H_0)$  от времени. Кривые 1, 2 относятся к режиму ветра I и начальной солёности 15 и 12‰ соответственно. В этом случае  $U_{e1} = 1,8 \cdot 10^{-4}$  см/с и  $U_{e2} = 2,4 \cdot 10^{-4}$  см/с. Кривая 3 соответствует режиму ветра II и солёности 15‰,  $U_{e3} = 2,9 \cdot 10^{-4}$  см/с.

Сопоставление значений  $U_{e1}$ ,  $U_{e2}$ ,  $U_{e3}$  показывает, что скорость вовлечения должна зависеть от начального скачка плотности и интенсивности турбулентного перемешивания. Характер зависимости  $U_e$

от динамической скорости  $U_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$  и числа Ричардсона  $Ri = \frac{g \Delta \rho h}{\rho_0 U_*^2}$  обычно в экспериментах со средним течением определяется выражением  $U_e/U_* = KRi^{-1}$  [3—5], где  $K$  — эмпирический

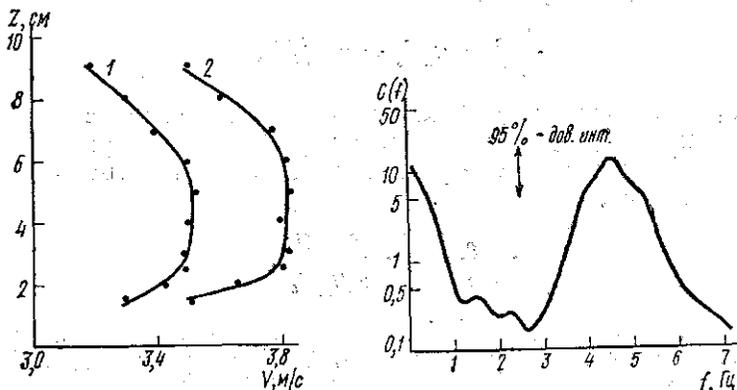


Рис. 2. Вертикальные профили скорости ветра  $V$  (а): 1 — режим I, 2 — режим II; нормированная спектральная плотность ветрового волнения, режим ветра I (б)

коэффициент;  $h$  — пространственный масштаб, за который в нашем случае взята толщина переходной зоны между слоями разной плотности ( $h=2$  см);  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\rho_0$  — плотность пресной воды;  $\Delta \rho$  — скачок плотности в переходной зоне. Таким образом делается попытка связать скорость вовлечения с устойчивостью не всего перемешанного слоя, а только с устойчивостью переходной зоны.

Динамическая скорость определяется двумя способами: непосредственно по профилю градиентного противотечения вблизи поверхности раздела (см. рис. 1) и по методике, предложенной Ву [5], т. е. по величине динамической скорости воздушного потока, которая, в свою очередь, определялась по профилям скорости ветра (см. рис. 2, а). Расхождение в определении  $U_*$  этими методами составило  $\sim 20\%$ .

Результаты расчета эмпирического коэффициента представлены в таблице. При расчетах по методике Ву число  $Ri$  вычислялось с использованием величины  $h$  для переходной зоны и величины  $H$  для всего перемешанного слоя.

Следует отметить, что, по данным Ву, условия эксперимента которой были наиболее близки к нашим,  $K=0,234$ .

Следующей важной характеристикой, которая была определена в настоящей работе, является доля энергии ветра, идущая на процесс вовлечения. Увеличение потенциальной энергии системы за счет изме-

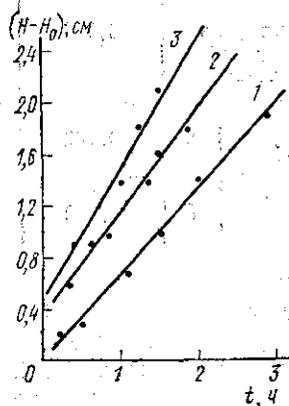


Рис. 3. Изменение толщины перемешанного (пресного) слоя во времени: 1 —  $U_{e1} = 1,8 \cdot 10^{-4}$  см/с,  $S = 15\%$ ; 2 —  $U_{e2} = 2,4 \cdot 10^{-4}$  см/с,  $S = 12\%$ ; 3 —  $U_{e3} = 2,9 \cdot 10^{-4}$  см/с,  $S = 15\%$

нения толщины и плотности перемешанного слоя за единицу времени (для единицы площади) равно:

$$\frac{\Delta E_p}{\Delta t} = \frac{1}{2} H \Delta \rho g \frac{\Delta H}{\Delta t}.$$

Работа ветра за единицу времени

$$\frac{\Delta E_k}{\Delta t} = \tau_a U_s = \rho_a U_{*a}^2 U_s,$$

где  $\tau_a$ ,  $U_{*a}$  — напряжение Рейнольдса и динамическая скорость ветра у поверхности воды,  $\rho_a$  — плотность воздуха,  $U_s$  — поверхностная скорость течения воды. Таким образом, доля энергии ветра, идущая на процесс вовлечения,

$$\frac{\Delta E_p}{\Delta E_k} = \frac{1}{2} \frac{gH \Delta \rho U_e}{\rho_a U_{*a}^2 U_s}.$$

Расчеты показали, что для  $\Delta \rho / \rho = 0,01$  и  $\Delta E_p / \Delta E_k = 0,002$ , т. е. на процесс вовлечения расходуется только 0,2% энергии ветра. По данным [5] при изменении  $\Delta \rho / \rho$  от 0,02 до 0,16  $\Delta E_p / \Delta E_k$  изменялось в пределах от 0,0022 до 0,0025.

Для исследования процессов на границе раздела анализировались спектральные характеристики пульсаций солености. При необходимости проводилась фильтрация значений исходного ряда с помощью

Расчет эмпирического коэффициента К

$U_{*a}$	S = 12‰		S = 15‰	
	$h$	$H$	$h$	$H$
Из профиля скорости течения	0,167	0,145	0,102	0,096
По методу Ву	0,612	0,576	0,102	0,096

цифрового высокочастотного фильтра с ядром скользящего среднего до частот 0,05 Гц. На рис. 4 приведены характерные нормированные спектральные плотности, взятые в различные моменты времени. Особенностью представленных спектров является наличие максимумов в области частот 0,15—0,25 Гц. Колебания с этим периодом наблюдались в виде «протуберанцев», частота появления которых была значительно ниже частоты ветрового волнения (ср. с рис. 2, б).

Для объяснения колебаний на поверхности раздела двухслойной жидкости можно привлечь теорию колеблющегося вязкого подслоя, выдвинутую Эйнштейном и Ли [6]. Согласно этой теории вязкий подслей, возникающий у твердой стенки, со временем увеличивается за счет сил молекулярной вязкости. По мере роста толщины этого подслоя число Рейнольдса также возрастает, при  $Re \geq Re_{кр}$  ламинарный слой становится неустойчивым и разрушается под действием возмущений со стороны турбулентного потока. При этом скорости элемента объема жидкости, находившегося в вязком подслое, достигает средней скорости турбулентного потока за время более короткое, чем время, необходимое для плавного роста вязкого подслоя. Затем вновь формируется вязкий подслей и снова разрушается и т. д.

В условиях нашего эксперимента соленая вода была неподвижной, а число Ричардсона в переходной области  $Ri = 200$  (т. е. система полностью устойчива), следовательно, можно условно принять, что поверхность раздела была квазижесткой. В этом случае должен формироваться вязкий подслей, подобный тому, который имеет место у

твердой стенки. При разрушении вязкого подслоя будет происходить интенсивное перемешивание жидкости в самом подслое и в прилегающих областях, т. е. соленая вода может втягиваться в верхний

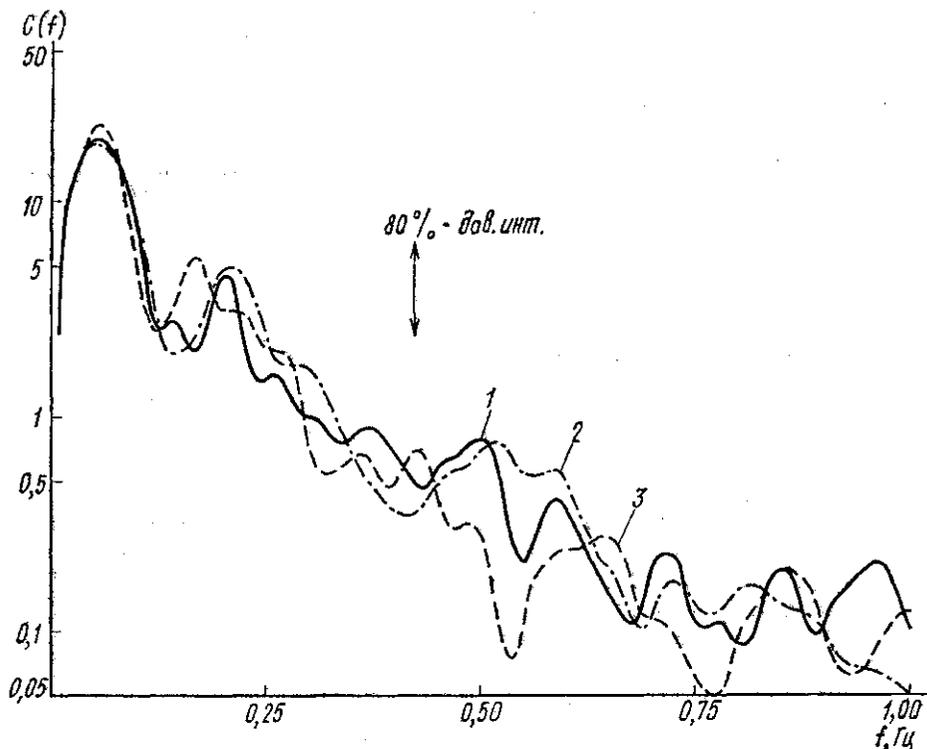


Рис. 4. Отфильтрованные нормированные спектральные плотности пульсаций солености на поверхности раздела, измеренные последовательно с интервалом 32 мин. (1—3)

слой, что, по-видимому, и наблюдалось в виде «протуберанцев» в нашем эксперименте.

Простая линейная теория вязкого подслоя дает для периода разрушений следующую формулу:  $T = \frac{4}{\pi} \frac{U_0^2 \nu}{U^4}$ , где  $U_0$  — скорость турбулентного потока вблизи вязкого подслоя,  $\nu$  — кинематическая вязкость. Применение данной формулы в нашем случае дает величину периода разрушения подслоя  $T=10$  с, что в полтора раза превышает наблюдаемый период  $T=5-7$  с. Такое превышение расчетной величины над измеренной объяснялось авторами чрезмерным упрощением теоретической модели.

Из всего изложенного можно сделать вывод, что хотя полученные данные не позволяют однозначно определить механизм разрушения поверхности раздела, тем не менее они дают основание считать, что наиболее правдоподобная гипотеза, объясняющая эрозию поверхности раздела двухслойной жидкости с большой разностью плотностей, основана на теории колеблющегося вязкого подслоя Эйнштейна — Ли.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шелковников Н. К., Букина Л. А., Миронов П. В. Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1976, 17, № 2, 131.
2. Шелковников Н. К. Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1976, 17, № 2, 219.
3. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М., 1977, 321—323.
4. Kato H., Phillips O. M. J. Fluid Mech., 1969, 37, p. 4, 643.
5. Wu J. J. Fluid Mech., 1973, 61, p. 2, 275.
6. Einstein H. A., Li H. J. Ing. Mech. Div. of A. S. C. E., 1956, N EM2, p. 945, 1—27.

Поступила в редакцию  
12.05.78

УДК 531.381

Ю. В. БАРКИН (СССР), С. М. ЭЛЬ-ШАБУРИ (Египет)

## ВОЗМУЩЕНИЯ ПЕРВОГО ПОРЯДКА ВО ВРАЩЕНИИ СПУТНИКА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПО КРУГОВОЙ ОРБИТЕ

Оскулирующие элементы, основанные на интегрируемой задаче Эйлера—Пуансо, использовались при изучении вращения Земли [1], [2]. В последнее время возродился интерес к подобным переменным. В динамике твердого тела [3], [4], в механике космического полета [5] и в теории поступательно-вращательного движения небесных тел [6], [7] получили применение канонические переменные действие—угол, представляющие собой модификацию переменных, использованных в [1], [2].

В настоящей работе переменные действие—угол используются для изучения вращения спутника.

Рассмотрим вращение твердого спутника относительно собственного центра масс под действием сил притяжения к центральному телу  $O$ , относительно которого центр инерции  $S$  спутника описывает кеплеровскую круговую орбиту радиуса  $a$ .

Пусть  $Oxyz$  — инерциальная система координат с началом в центральном теле  $O$ , причем плоскость  $Oxy$  совпадает с плоскостью орбиты спутника;  $Sxyz$  — система координат с началом в центре масс  $S$  спутника и с осями, параллельными соответствующим осям системы координат  $Oxyz$ ; система  $S\xi\eta\zeta$  совпадает с главными центральными осями инерции спутника. Обозначим через  $A, B, C$  главные центральные моменты инерции спутника.

В осях  $Oxyz$  движение центра масс спутника определяется координатами  $x = a \cos M$ ,  $y = a \sin M$ , где  $M = nt$  — средняя аномалия,  $n$  — среднее орбитальное движение. Вращательное движение спутника опишем каноническими переменными действие—угол [6]  $L, G, H, l, g, h$ , где  $G$  — модуль кинетического момента  $\mathbf{G}$  вращательного движения спутника;  $H$  — величина проекции вектора  $\mathbf{G}$  на ось  $Oz$ ;  $h$  — долгота восходящего узла промежуточной плоскости  $Q$ , нормальной к вектору  $\mathbf{G}$  на плоскости  $Oxy$ , а величины  $L, l, g$  определяются в результате решения уравнений [6]:

$$L_1 = L \left( 1 + \sum_{m=1}^{\infty} L'_m \cos 2ml \right);$$