СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля. М.: Наука, 1969, с. 172—174. [2] Барут А., Рончка Р. Теория представлений групп и ее приложения. Т. 2. М.: Мир, 1980, с. 260—267. [3] Bisognano J. J., Wichmann E. H. J. Math. Phys., 1976, 17, р. 303.

Поступила в редакцию 18.05.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 551.465

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАГОННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ И ПРОЦЕССА ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ

Н. К. Шелковников, С. М. Новочинский

(кафедра физики моря и вод суши)

Метод лабораторного моделирования позволяет довольно успешно изучать отдельные физические процессы, протекающие в морях и океанах [1—4]. Некоторые закономерности сгонно-нагонной циркуляции, а также турбулентного перемешивания в прибрежных районах морей и океанов при наличии стратификации можно исследовать на модели двухслойной жидкости, на верхний, менее плотный слой которой действует касательное напряжение ветра.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования кинематической и динамической структуры нагонной циркуляции, а также процесса перемешивания над откосом в двухслойной жидкости.

Эксперимент выполнялся на установке, описанной в работе [2]. Опыты проводились при разных режимах ветра, мгновенная скорость течения определялась методом киносъемки частиц нейтральной плавучести, в качестве которых использовались шарики диаметром 1—2 мм. Шарики-индикаторы запускались на расстоянии 0,5 м от уреза воды и располагались на разной глубине.

Киносъемка проводилась со скоростью 5 кадров в секунду. Киноаппарат располагался на расстоянии 1 м от оси канала и 1,1 м от уреза воды в зоне нагона. Для регистрации промежутков времени в кадр вводился электрический секундомер, дающий показания с точностью 0,01 с.

При обработке кинокадров определялись мгновенные значения горизонтальной u_i и вертикальной w_i составляющих скорости индикаторов. Всего было получено по 400 значений u_i и w_i с дискретностью 0,2 с для каждого из исследуемых горизонтов верхнего слоя жидкости.

Как и в работе [2], высота поверхностных волн не превышала 0,6 см, и они практически не влияли на процесс перемешивания жидкости.

Так как над поверхностью воды профили скорости воздушного потока до некоторой высоты удовлетворяли логарифмическому закону, то это позволило вычислить значения динамической скорости ветра V_* , а именно: для 1-го режима — 18 см/с (V_{\max} =1,5 м/с); для 2-го режима — 22,5 см/с (V_{\max} =1,8 м/с); для 3-го режима — 27 см/с (V_{\max} = =2,2 м/с); здесь V_{\max} — максимальная скорость ветра.

После включения вентилятора в верхнем слое жидкости под действием ветра в течение 5—7 мин формировалась сгонно-нагонная цирку-

ляция, при этом нижний слой плотной соленой воды оставался практически неподвижным. Через 30 мин после установления режима начиналась киносъемка исследуемой части потока и одновременно с ней проводились измерения распределения по вертикали электропроводности и температуры воды (необходимые для расчета профилей плотности жидкости), а также скорости ветра в воздушном канале; кроме того, велась регистрация параметров волнения. Так как наибольшая скорость опускания границы раздела между слоями жидкости за счет вовлечения со-



Рис. 1. Профили средней бозразмерной горизонтальной скорости течения. Скорость ветра $V_{max} =$ =1,5 (1), 1,8 (2) и 2,2 м/с (3). Скорость ветра 2,7 м/с на расстояниях 0,5 (7), 1,1 (4), 1,5 (5) и 2,2 м (6) от уреза воды в зоне нагона. Кривая 8 из работы [4]



Рис. 2. Распределение средней безразмерной вертикальной скорости по глубине на расстоянии 1,1 м от уреза воды для 1 (1), 2 (2) и 3-го (3) режимов ветра. Кривая 4 из работы [6]

леной воды в верхний слой не превышала 4 см/ч (3-й ветровой режим), а время киносъемки равнялось 5 мин, то можно считать, что толщина верхнего слоя во время измерений почти не менялась и циркуляция жидкости была практически стационарной.

Следует отметить, что граница раздела слоев жидкости в исследуемой части потока была четкой в течение всего эксперимента. Возникавший вследствие нагона уклон поверхности раздела жидкостей был противоположен уклону свободной поверхности воды и имел следующие средние значения: 0,6 · 10⁻², 1 · 10⁻² и 1,5 · 10⁻² соответственно для 1, 2 и 3-го режимов ветра.

На рис. 1 приведены безразмерные профили горизонтальной скорости течений $\beta = \bar{u}/\bar{u}_s$ для разных режимов ветра (здесь \bar{u} и \bar{u}_s — средние скорости на некоторой глубине и на поверхности жидкости соответственно). Числовые значения \bar{u} и \bar{u}_s определялись по формуле

$$\overline{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} u_i, \qquad (1)$$

где N = 400, $u_i - M$ гновенные значения горизонтальной скорости потока, полученные при обработке кинокадров. На этом же рисунке показаны также безразмерные профили β в различных сечениях вдоль осевой линии канала, полученные на этой же модели в работе [2] для скорости ветра 2,7 м/с. Глубина п дана в относительных единицах; за единицу

31

принималась глубина, начиная с которой соленая вода оставалась не-подвижной.

Как видно из рис. 1, в верхнем слое жидкости наблюдались два разнонаправленных течения: у свободной поверхности воды — дрейфовое, ниже — градиентное, которое частично захватывало и слой скачка плотности. Графики средней горизонтальной скорости течения, полученные в одном сечении канала при трех режимах ветра, а также на разных расстояниях вдоль оси канала в зоне нагона, оказались подобными.

На рис. 1 для сравнения приведен также профиль (кривая 8) безразмерной скорости течения из [4], полученный в прямоугольном канале с однородной жидкостью над жестким дном. Сходство всех профилей указывает на один и тот же механизм формирования течений, а различия в структуре градиентных течений — на то, что обмен импульсом над слоем скачка плотности более интенсивен, чем над твердым дном.

Следует отметить, что по мере удаления от уреза воды в зоне нагона до середины длины канала наблюдалось отчетливое увеличение максимальной скорости градиентного течения, при этом его ядро при движении над поверхностью раздела поднималось вверх. Обратная картина наблюдалась над откосом при нагоне в однородной жидкости [4—6], а именно заглубление ядра градиентного течения по мере удаления от уреза воды и, следовательно, опускание жидкости на всех глубинах. Таким образом, распределение \overline{w} по глубине над откосом в однородной жидкости должно отличаться от аналогичного распределения \overline{w} в верхнем слое двухслойной жидкости.

Действительно, рассмотрим рис. 2, на котором представлены безразмерные профили $\alpha = \overline{w}/\overline{w_{\text{max}}}$ (здесь \overline{w} — средняя вертикальная скорость на некоторой глубине, а w_{max} —максимальное значение \overline{w} для данного профиля). Числовые значения \overline{w} для каждого горизонта определялись по формуле (1) с заменой u_i на w_i . Если положительным считать направление вниз, то, как видно из рис. 2, в градиентном течении над слоем скачка плотности при любом режиме ветра существует слой жидкости, в котором вертикальная скорость отрицательна. При этом его толщина заметно меняется в зависимости от скорости ветра и, соответственно, наклона поверхности раздела жидкостей. Таким образом, при нагоне в верхнем слое жидкости, имеющей двухслойную стратификацию, формируется сложная вертикальная циркуляция, приводящая к опусканию вод вверху и подъему их внизу со скоростями, зависящими от скорости нагонного ветра. На рис. 2 приведен безразмерный профиль α из работы [6] (кривая 4) для однородной жидкости.

Для исследования динамической структуры потока нами были рассчитаны распределения по глубине турбулентного потока импульса т и коэффициента турбулентного обмена µ для 1, 2 и 3-го режимов ветра. Числовые значения т и µ определялись по формулам

$$\tau = \frac{1}{N} \rho \sum_{i=1}^{N} (u_i - \overline{u}) (w_i - \overline{w})$$

И

$$\mu = \tau / \frac{d\overline{u}}{dz},$$

где ρ — плотность воды. При расчете коэффициента турбулентного обмена градиент $d\bar{u}/dz$ определяется графическим способом по профилям средней продольной скорости течения \bar{u} . Графики вертикального распределения т по глубине для трех режимов ветра, представленные па рис. 3, показывают, что в области градиентного течения турбулентный поток импульса меняет знак на глубине, соответствующей максимуму скорости этого течения, и имеет максимум над слоем скачка плотности, в котором

происходит быстрое уменьшение значений т с глубиной.



Рис. 3. Распределение турбулентного потока импульса по глубине. Обозначения те же, что на рис. 2. Кривая 4 — профиль т_{*} в безразмерной форме из работы [5]



Рис. 4. Распределение коэффициента турбулентного обмена μ по глубине. Обозначения те же, что на рнс. 2

Для сравнения на рис. З приведен профиль τ из работы [5] (кривая 4), полученный при нагоне над откосом в прямоугольном канале с однородной жидкостью. Во всех случаях турбулентный поток импульса над поверхностью раздела жидкостей направлен так же, как и над жестким дном, и, следовательно, слой скачка плотности в условиях нашего бпыта играл роль жидкого дна для градиентного течения.

На рис. 4 представлены профили коэффициента турбулентного обмена, которые имеют одинаковый характер изменения для всех трех режимов ветра.

Значения µ возрастают с удалением как от верхней, так и от нижней границы перемешиваемого ветром слоя и достигают максимальных величин примерно в его середине. Подобный характер изменения µ по вертикали наблюдался на шельфе Каспийского моря [7] в условиях плотностной стратификации, близкой к двухслойной. Интересно отметить, что профили продольной скорости течения, рассчитанные с использованием параболического закона изменения коэффициента турбулентного обмена с глубиной [8], практически совпадали с профилями \bar{u} , измеренными над откосом в аэрогидроканале, заполненном однородной жидкостью [9].

В работе [2] на этой же модели при скорости ветра 2,7 м/с было проведено исследование изменения устойчивости пограничной между жидкостями области вдоль оси канала. Было установлено, что в зоне градиентного течения по мере удаления от уреза воды происходило значительное усиление турбулентного перемешивания и, следовательно, увеличение скорости вовлечения *u*_e нетурбулизированной более плотной соленой жидкости в верхний слой. В настоящей работе получены значения *u*_e для разных режимов ветра в исследуемом сечении канала.

Как уже отмечалось, поверхностное волнение в условиях эксперимента было незначительным, поэтому турбулентная энергия, идущая на процесс вовлечения, генерировалась в основном за счет сдвига скорости. В этом случае зависимость между безразмерной скоростью вовлечения $E = u_e/u_m$ и потоковым числом Ричардсона Ri₀ описывается по Тернеру [10] для некоторого интервала значений Ri₀ функцией

$$E = k \operatorname{Ri}_0^{-1} \tag{2}$$

Здесь u_m — некоторый масштаб скорости, k — эмпирический коэффициент, $\operatorname{Ri}_0 = g\Delta\rho H/\rho u_m^2$), $\Delta\rho$ — разность плотностей между слоями жидкости, H — пространственный масштаб. Если принять зависимость (2) за основу, то учитывая характер циркуляции жидкости и пользуясь предположениями и результатами работы [2], получим k=0.5 (120 $\leq \operatorname{Ri}_0 \leq 360$).

Приведем оценку эффективности ветрового перемешивания жидкости в ходе опытов. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что в данной модели мощность, расходуемая на вовлечение, практически равна скорости изменения потенциальной энергии столба верхнего слоя воды единичной площади за счет перемещения вовлеченной в верхний слой плотной жидкости. Это изменение выражается формулой

$$\Delta p = \frac{1}{2} gh \, \Delta \rho \, u_c,$$

где h — толщина перемешанного слоя. В свою очередь мощность, поступающая от ветра к единице площади поверхности воды, определяется соотношением $M = u_s \tau_a$, где τ_a — касательное трение ветра. Расчет величины $R = \Delta p/M$, характеризующей долю энергии ветра, расходусмой на вовлечение, показал, что на этот процесс идет лишь малая часть $(0,1 \div 0,2\%)$ энергии ветра, поступившей в верхний слой жидкости. Этот результат хорошо согласуется с данными [1, 3] и с результатами работы [11], в которой исследовалась эффективность ветрового перемешивания в Балтийском море во время шторма, а также практически совпадает с выводами, полученными в [12] при численном исследовании динамики перемешанного слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Шелковников Н. К., Алявдин Г. И. Океанология, 1982, 22, № 2, с. 196. [2] Шелковников Н. К., Новочинский С. М. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 1, с. 18. [3] Wu I. J. Fluid Mech., 1973, 61, N 2, р. 275. [4] Baines W. D., Кпарр D. J. Proc. ASCE. J. Hydr. Div., 1965, HY2, N 3, р. 205. [5] Шелковников Н. К., Контобойцева Н. В., Новочинский С. М. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1980, 21, № 3, с 53. [6] Фельзенбаум А. И. В кн.: Итоги науки. Гидромеханика, 1968. М.: ВИНИТИ, 1970, с. 97 [7] Арсеньев С. А. н др. Изв. АН СССР. ФАО, 1975, 11, с. 845. [8] Шелковников Н. К., Ракитина И. С. Изв. АН СССР. ФАО, 1982, 18, с. 870. [9] Шелковников Н. К., Ракитина И. С. Изв. АН СССР. ФАО, 1982, 18, с. 870. [9] Шелковников Н. К., Новочинский С. М., Ракитина И. С. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрои., 1982, 23, № 3, с. 66. [10] Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977, с. 321-323. [11] Jensen T. G., Kullenberg G. Geophysica, 1981, 17, N 1-2, p. 47. [12] Kundu P. K. J. Phys. Oceanogr., 1980, 10, p. 220.

Поступила в редакцию 13.06.83