

и реальной системы. В экспериментальном контуре в качестве управляемой емкости использовались как варикапы КВС-111А, так и МДП-варикапы. Полученные результаты представляют практический интерес для разработки новых методов приема и формирования радиосигналов.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность К. К. Лихареву за обсуждение работы и ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мигулин В. В. и др. Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978.  
 [2] Стрелков С. П. Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964. [3] Мак-Лахан Н. В. Теория и приложения функций Матье. М.: ИЛ, 1953. [4] Андронов А. А. Собрание трудов. М.: Изд-во АН СССР, 1968, с. 21. [5] Стретт М. Д. Функции Ляме, Матье и родственные им в физике и технике. Харьков—Киев, 1935. [6] Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М.: ИЛ, 1959.

Поступила в редакцию  
09.06.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 551.482.212:551.465

#### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОФИЛЯ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ПРИДОННОГО ПЛОТНОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ

А. Ю. Пыркин

(кафедра физики моря и вод суши)

Целью данной работы является построение профиля средней скорости придонного плотностного потока [1, 2]. Рассматривается двумерное стационарное придонное плотностное течение, распространяющееся вдоль наклонного дна. Расположение осей координат показано на рис. 1. Согласно экспериментальным данным, длина области распространения придонного плотностного потока значительно превосходит его толщину [3]. Следовательно, в данном случае можно считать справедливыми допущения теории пограничного слоя [4]. Тогда, используя гипотезу Буссинеска [4], можно записать следующие уравнения для расчета вертикального распределения средней скорости в исследуемом течении:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{g i \Delta \rho}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \mu \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

где  $u$  и  $w$  — продольная и вертикальная составляющие средней скорости течения,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $i$  — уклон дна,  $\rho$  — плотность воды,  $\Delta \rho$  — разность плотностей воды в придонном плотностном потоке и в вышележащих слоях,  $\mu$  — коэффициент турбулентной вязкости.

Граничные условия для системы (1)—(2) имеют вид

$$u(0, x) = 0, \quad w(0, x) = 0, \quad (3)$$

$$u(z_y, x) = 0, \quad w(z_y, x) = 0, \quad (4)$$

где  $z_y$  — горизонт, соответствующий верхней границе слоя увлечения «чистой» воды. Справедливость условий (4) вытекает из имеющихся экспериментальных данных [1, 2].

Так как толщина придонного плотностного течения изменяется весьма незначительно вдоль области распространения, движение может быть аппроксимировано плоскопараллельным течением. Мы будем интересоваться профилями скорости в области ядра потока, поэтому коэффициент  $\mu$  можно считать постоянным по глубине; с учетом изложенных выше предположений и в связи с тем, что толщина слоя с переменным  $\mu$  мала по сравнению с толщиной потока, система (1)–(2) приводится к виду

$$gi\Delta\rho + \mu \frac{d^2u}{dz^2} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

а граничные условия (3), (4) — к виду

$$u(0) = 0,$$

$$u(z_y) = 0.$$

Вертикальное распределение параметра  $\Delta\rho$  хорошо аппроксимируется следующей функцией:

$$\Delta\rho = \frac{\Delta\rho_{\max}}{2} + \frac{\Delta\rho_{\max}}{\pi} \arctg\left(\varphi - \frac{\sigma}{h}z\right), \quad (7)$$

где  $\Delta\rho_{\max}$  — максимальное значение параметра  $\Delta\rho$ ,  $h$  — горизонт, на котором наблюдаются максимальные значения величины  $d\Delta\rho/dz$ ,  $\varphi$ ,  $\sigma$  — безразмерные константы. На рис. 1 приведен характерный вер-

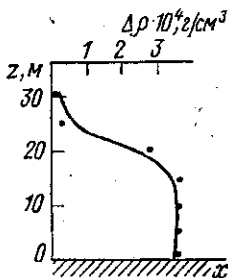


Рис. 1

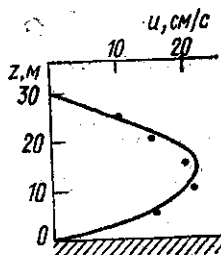


Рис. 2

тикальный профиль величины  $\Delta\rho$ , рассчитанный по формуле (7) при  $\varphi = 10,9$ ,  $\sigma = 12$  в сравнении с данными [1] (обозначены точками).

Решение системы (5)–(6) с учетом формулы (7) имеет вид

$$u(z) = \frac{a}{2}z^2 + \frac{bh^2}{2\sigma^2} \left\{ \arctg\left(\varphi - \frac{\sigma}{h}z\right) - \left(\varphi - \frac{\sigma}{h}z\right)^2 \arctg\left(\varphi - \frac{\sigma}{h}z\right) - \left(\varphi - \frac{\sigma}{h}z\right) + \left(\varphi - \frac{\sigma}{h}z\right) \ln\left[1 + \left(\varphi - \frac{\sigma}{h}z\right)^2\right] \right\} + C_1z + C_2, \quad (8)$$

где  $a = -gi\Delta\rho_{\max}/(2\mu)$ ;  $b = gi\Delta\rho_{\max}/(\pi\mu)$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  — константы, которые определяются из граничных условий и равны:

$$C_2 = \frac{bh^2}{2\sigma^2} \{ \varphi^2 \arctg \varphi + \varphi - \arctg \varphi - \varphi \ln [1 + \varphi^2] \},$$

$$C_1 = \frac{bh^2}{2\sigma^2 z_y} \left\{ \left( \varphi - \frac{\sigma}{h} z_y \right)^2 \operatorname{arctg} \left( \varphi - \frac{\sigma}{h} z_y \right) + \left( \varphi - \frac{\sigma}{h} z_y \right) - \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \left( \varphi - \frac{\sigma}{h} z_y \right) + \left( \varphi - \frac{\sigma}{h} z_y \right) \ln \left[ 1 + \left( \varphi - \frac{\sigma}{h} z_y \right)^2 \right] \right\} - \\ - \frac{C_2}{z_y} + \frac{a}{2} z_y.$$

На рис. 2 сопоставлено вертикальное распределение скорости течения, рассчитанное по соотношению (8) для профиля  $\Delta\rho$ , который показан на рис. 1, с данными [1] (обозначены точками). Величины  $h$  и  $\Delta\rho_{\max}$  определены по данным [1] и равны 22 м и  $3,7 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> соответственно, а величина  $\mu$  рассчитана по данным [2] и равна 70 г/(с·см). Видно, что полученное соотношение (8) дает величины скорости течения, достаточно хорошо согласующиеся с результатами прямых экспериментальных измерений.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Пыркин Ю. Г., Петров В. П., Самолюбов Б. И. Гидротехн. строительство, 1977, № 4, с. 9. [2] Кузнецов А. А., Пыркин Ю. Г., Соколов Л. В. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1978, 19, № 3, с. 19. [3] Пыркин Ю. Г., Пивоваров А. А., Хунджуа Г. Г. ДАН СССР, 1968, 179, № 3, с. 585. [4] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.

Поступила в редакцию  
17.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 551.46.09

### ОБ ОЦЕНКЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ ПОТОКА ТЕПЛА ВОДА—ВОЗДУХ В ЛАБОРАТОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В. Н. Аксенов, Е. Г. Андреев, И. Д. Баканов

(кафедра физики атмосферы)

В основу экспериментов, цель которых — выбор условий проведения лабораторных исследований, наиболее приближенных к натурным, положена методика оценки потоков тепла по регистрациям профилей температуры в тонких миллиметровых приповерхностных слоях воды и воздуха.

Регистрации профилей температуры в воде проведены с помощью малоинерционного быстродействующего зондирующего устройства, подробное описание которого приведено в работе [1]. Для оценки потоков контактного тепла в воздухе использовалось зондирующее устройство, принципиально мало отличающееся от описанного в [1], но скорость зондирования уменьшена с помощью микрометрического винта до 0,13 мм/с, а для записи температуры (с точностью до 0,03°) использован двухкоординатный самописец типа ЛКД-4. Эксперимент проводился в термоизолированном бассейне с размерами 250×500×250 мм. Всего было получено более 200 непрерывных профилей температуры в воде и в воздухе при различных температурных режимах: 1)  $\theta_a < \theta_w$ ; 2)  $\theta_a \approx \theta_w$ ; 3)  $\theta_a > \theta_w$ , где  $\theta_a$  — температура воздуха на высоте 10 см от поверхности воды,  $\theta_w$  — температура воды на глубине 5 см; измерения проводились как при спокойной поверхности, так и при обдуве ее воздухом со скоростью до 2 м/с.