

УДК 532.5

АВТОГЕНЕРАЦИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН ВСПЛЫВАЮЩИМИ СТРУЯМИ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ БАССЕЙНЕ

© 2008 г. Ю. И. Троицкая, Д. А. Сергеев, Е. В. Ежова, И. А. Соустова, В. И. Казаков

Представлено академиком А.В. Гапоновым-Греховым 19.10.2007 г.

Поступило 19.10.2007 г.

Гидродинамика турбулентных плавучих струй или факелов в стратифицированной жидкости детально изучалась в 1960–1970-е годы. Важные приложения этой теории связаны с исследованием тепло-влагообмена в атмосфере и формированием облаков [1, 2]. Новый всплеск интереса к таким течениям возник с развитием новых технологий утилизации жидких отходов приморских городов [3–6]. Конечным звеном в таких системах являются подводные коллекторы сточных вод. Типичный диффузор современного коллектора представляет собой трубу с небольшими отверстиями, из которых сточные воды, являющиеся после обработки на очистных сооружениях практически пресной водой, вытекают в соленую океанскую воду [3]. Таким образом, из отверстий диффузора происходит истечение турбулентных струй с плотностью, меньшей плотности окружающей жидкости, при этом формируются всплывающие факелы. При конструировании диффузоров подводных коллекторов один из основных вопросов связан с определением режима истечения сточных вод, при котором плавучие факелы будут захватываться пикноклином и не достигнут поверхности [3].

Сброс сточных вод представляет собой значительную антропогенную нагрузку, воздействуя на общий массообмен, гидродинамику и состояние экосистемы прибрежной зоны. Комплексное исследование этих процессов включает в себя математическое моделирование динамики затопленных турбулентных струй [3, 6, 7], контактные методы [8], а также аэрокосмические дистанционные методы [5]. Физические механизмы поверхностного проявления сточных вод в настоящее время окончательно не выяснены. Помимо прямого выхода сточных вод на поверхность в работе [4] предлагаются механизмы, обусловленные деформацией поверхности всплывающими вихрями или внутренними волнами, а в работе [5] поверхностные

проявления подводных стоков объясняются сложным взаимодействием турбулентности, внутренних волн, приливных течений и донной топографии. Основной целью настоящей работы является изучение гидродинамических процессов вблизи подводного коллектора сточных вод на основе масштабного лабораторного моделирования с целью выяснения эффективности возбуждения внутренних волн подводными всплывающими факелами.

Эксперименты проводили в большом термо-стратифицированном бассейне ИПФ РАН (БТСБ), поперечные размеры которого 20×4 м и глубина 2 м. Нагревом и охлаждением жидкости с помощью системы теплообменников, установленных вдоль боковых стенок бассейна, в нем создается искусственная температурная стратификация пикноклинового типа [9]. Резкий скачок температуры в 12°C формируется на глубине примерно 60–65 см. Общая схема экспериментов показана на рис. 1.

Модель коллектора представляет собой заглушенную с одного конца металлическую трубку длиной 1.3 м с внутренним диаметром 1.2 см, на боковой поверхности которой имеются пять отверстий диаметром 3 мм, расположенных на расстоянии 30 см друг от друга на одном уровне. Трубка располагалась горизонтально, посередине и поперек бассейна на расстоянии h от дна (см. рис. 1). Через свободный конец модель коллектора шлангом соединялась с баком с раствором этилового спирта плотностью 0.93 г/см^3 . Средняя скорость истечения раствора из отверстий в модели коллектора определяется через расход раствора

$$V = \frac{Q}{S_\Sigma} = \frac{V_0}{5S_0\Delta t},$$

где S_0 – площадь одного отверстия, Δt – время истечения контрольного объема раствора V_0 . Изменение скорости истечения за счет изменения уровня раствора в баке за время эксперимента не превышало 10%. Колебания температуры в окружающей среде, вызванные всплыванием струй, фиксировались с помощью гирлянды из 14 термисторов, позволяющих измерять значения темпе-

*Институт прикладной физики
Российской Академии наук, Нижний Новгород*

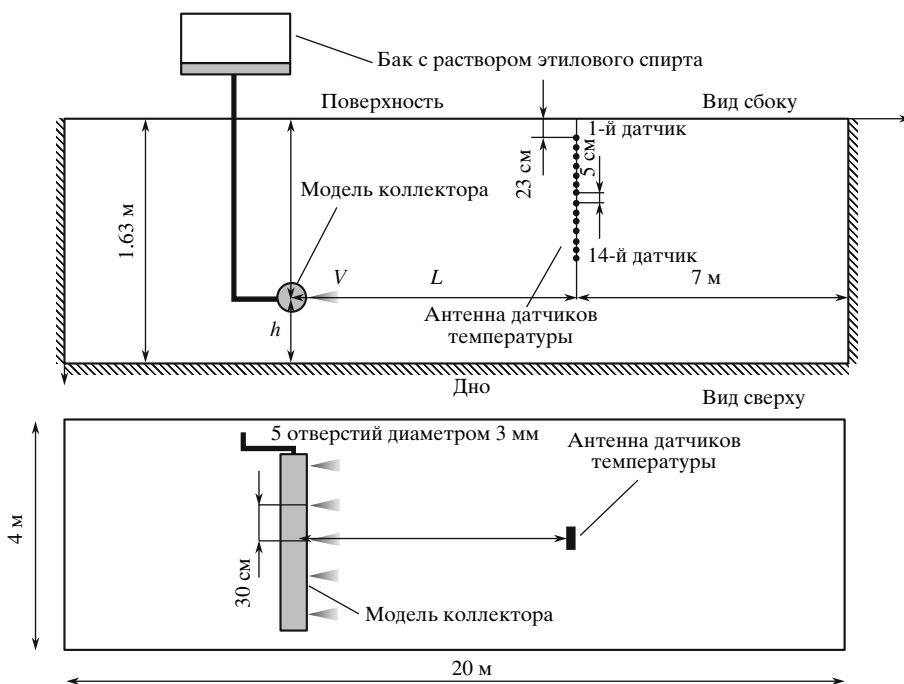


Рис. 1. Общая схема эксперимента в большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН.

ратуры воды в диапазоне от 0 до 30°C с погрешностью не более 0.05°C и постоянной времени 0.3 с. Аналоговые сигналы с термисторов преобразовывались в цифровые с помощью АЦП и записывались на жесткий диск компьютера.

Параметры фоновой стратификации (максимальное значение частоты плавучести N_0 и характерное значение толщины термоклина H), геометрические размеры модели (расстояния между отверстиями в модели коллектора l и диаметр отверстия в коллекторе b_0), скорость истечения

жидкости в модельном эксперименте U_0 и начальная разность плотностей струи и окружающей жидкости ($\rho_1 - \rho_0$), а также глубина от середины пикноклина до коллектора z_p определялись из условий моделирования по безразмерным параметрам задачи: параметру фоновой стратификации

$$Str = \frac{N_0^2 b_0 \rho_0}{g \Delta \rho_0},$$

глобальному числу Ричардсона струйного течения

$$Ri = \frac{g \Delta \rho_0 b_0}{\rho_0 U_0^2},$$

безразмерной толщине пикноклина $\tilde{H} = \frac{H}{b_0}$, безразмерной глубине расположения коллектора $\tilde{z}_0 = \frac{z_0}{b_0}$, а также геометрическим подобием. В табл. 1

представлены параметры течения и стратификации в БТСБ, которые обеспечивают реализацию масштабного моделирования типичных условий вблизи диффузора коллектора г. Гонолулу в бухте Мамала (Гавайские острова) по числам Ri , Str , \tilde{z}_0 , \tilde{H} и геометрическое подобие в масштабе 1:27. При этом число Рейнольдса на выходе из отверстий составляло около 3000, что обеспечивало в лабораторном эксперименте режим развитой турбулентности плавучих струй.

Таблица 1

Параметр	Натурные условия	Лабораторные условия
Диаметр отверстия в коллекторе b_0	8 см	0.3 см
Глубина от середины пикноклина до коллектора z_p	30 м	110 см
Толщина пикноклина h	5.5 м	20 см
Расстояние между отверстиями в коллекторе l	7 м	30 см
Максимальное значение частоты плавучести N_0^2	$5 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ $3 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$	0.45 с^{-1} 0.35 с^{-1}
Начальная разность плотностей струи и окружающей жидкости ($\rho_1 - \rho_0$)	0.0235 г/см ³	0.07 г/см ³
Скорость струи на выходе из диффузора U_0	3 м/с	1 м/с

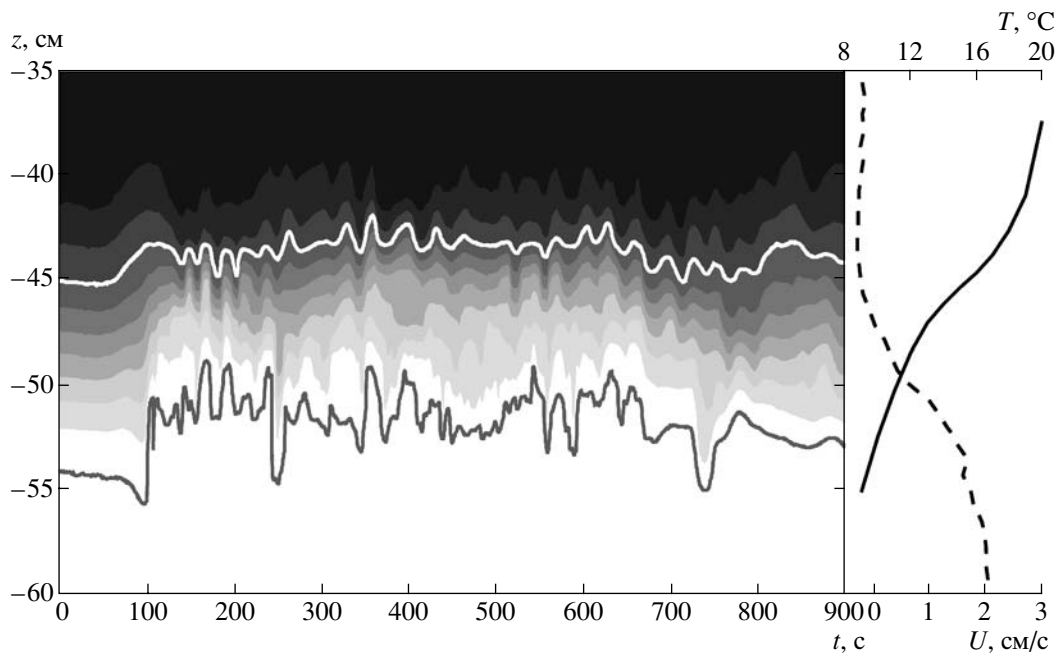


Рис. 2. Временной разрез поля температуры. Скорость истечения жидкости из модели диффузора коллектора 100 см/с.

Измерения показали, что при скорости истечения жидкости из модели диффузора коллектора 100 см/с, соответствующей условиям масштабного моделирования, при взаимодействии всплывающей турбулентной струи с пикноклином наблюдаются интенсивные колебания пикноклина, показанные на временном разрезе поля температуры (рис. 2).

Были исследованы зависимости амплитуд колебаний изотерм 10 и 17°C (a_{10} и a_{17}), являющихся условно нижней и верхней границами пикноклина (см. рис. 2), от управляющего параметра, в качестве которого выбрано безразмерное число Фруда, $Fr = Ri^{-1/2} = \frac{U_0}{\sqrt{g\Delta\rho b_0/\rho_0}}$, пропорциональное скорости истечения жидкости из коллектора. Зависимости a_{10}^2 и a_{17}^2 от Fr показаны на рис. 3.

Для объяснения природы наблюдаемых колебаний нами была выдвинута гипотеза о возбуждении в системе автоколебаний, т.е. незатухающих колебаний, поддерживаемых неперiodическим внешним источником энергии, в нелинейной диссипативной системе. Известно, что при наличии в системе автоколебаний их амплитуда a удовлетворяет уравнению Ландау [10]:

$$\frac{da}{dt} = \gamma + (\mu(R - R_c) - \nu|a|^2), \quad (1)$$

где R – управляющий параметр, R_c – его критическое значение, γ – внешняя сила, определяемая

турбулентными флуктуациями, ν – параметр нелинейного затухания.

Экспериментальные зависимости a_{17}^2 и a_{10}^2 от числа Фруда были аппроксимированы с помощью стационарного решения уравнения (1). Из рис. 3 видно, что полученные кривые хорошо аппроксимируют экспериментальные данные. На основании этого сделано предположение о том, что при взаимодействии стратифицированной по плотности среды с всплывающей струей наблюдается автогенерация колебаний пикноклина.

Автоколебательные системы с гидродинамическими потоками хорошо известны в акустике (свистки, духовые музыкальные инструменты). Механизм обратной связи в таких системах исследован в [11]. Автоколебательные режимы для пространственно развивающихся течений были подробно исследованы в [12], где введено понятие глобально неустойчивой моды. В таких модах распределенная положительная обратная связь обусловлена абсолютной неустойчивостью на ограниченном участке течения [12]. При этом было установлено, что абсолютная неустойчивость в струйных течениях возможна при наличии противотечения [13].

Для исследования деталей взаимодействия струйного течения с пикноклином был проведен эксперимент в малом бассейне с солевой стратификацией. Его постановка аналогична использованной в БТСБ. Видеосъемка показала, что верхняя граница струи совершает колебания в верти-

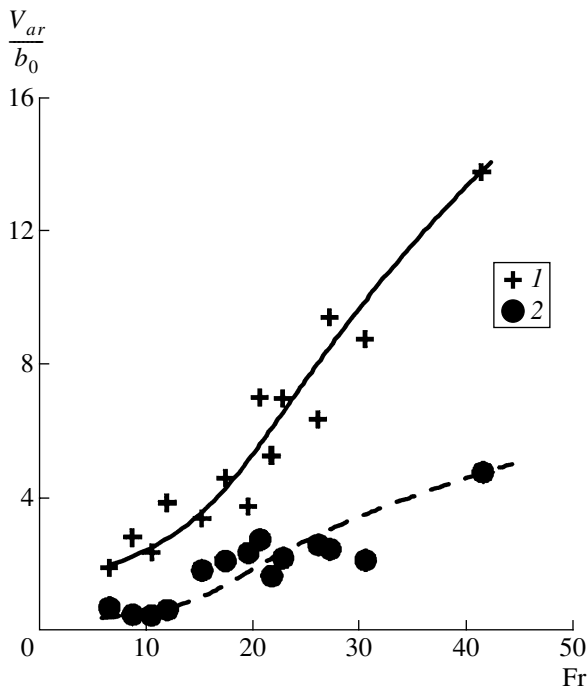


Рис. 3. Зависимость дисперсии смещений нижней (1) и верхней (2) границ термоклина от числа Фруда. Сплошная и штриховая кривые – аппроксимации экспериментальных зависимостей стационарными решениями уравнения (1).

кальной плоскости, при этом спектр колебаний имеет выраженный пик (рис. 4). Поле скорости во всплывающей турбулентной струе было измерено методом PIV (Particle Image Velocimetry) [14]. Получены средние профили скорости этого течения в нескольких сечениях. Профили скорости имели выраженный П-образный вид, а при приближении к пикноклину появлялось заметное противотечение, максимум скорости которого составлял 20–25% от максимальной скорости течения.

Теоретически исследована локальная неустойчивость течения в струе. При этом для каждого выделенного сечения струи на основании численного решения граничной задачи находили дисперсионное соотношение для нормальных мод свободных колебаний струйного течения с профилем скорости, определенным из эксперимента. Характер неустойчивости (конвективная или абсолютная) определялся в соответствии с критерием Бриггса [15], согласно которому вид неустойчивости зависит от знака мнимой части абсолютной частоты ω_0 . Она определяется как решение уравнения $\left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\omega=\omega_0} = 0$, где ω и k – комплексные

частота и волновое число, связанные дисперсионным соотношением $D(\omega, k, x) = 0$. Если $\text{Im} \omega_0 > 0$, то неустойчивость является абсолютной, а при $\text{Im} \omega_0 < 0$ – конвективной, кроме того, точка ветв-

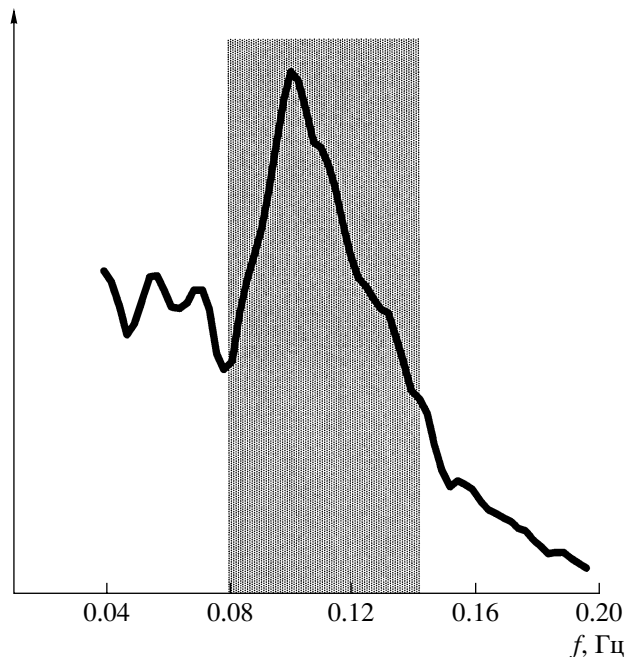


Рис. 4. Спектр колебаний верхней границы струи. Выделенный интервал соответствует рассчитанным границам вариаций возможной частоты автоколебаний $\text{Re} f_0$.

ления (ω_0, k_0) должна возникать в результате слияния двух мод, одна из которых образовалась выше по течению, а другая – ниже.

Теоретический анализ показал, что для наблюдаемых в эксперименте П-образных профилей скорости в струе с противотоком наиболее неустойчивой является симметричная (“варикозная”) мода. При этом при наличии противотока, наблюдаемого в эксперименте, для нескольких локальных профилей скорости неустойчивость является абсолютной. Таким образом, показано существование конечной области вдоль струи, где $\text{Im} \omega_0 > 0$, что является необходимым условием существования в системе глобально неустойчивой моды.

Детальный расчет частоты автоколебаний в рассматриваемом пространственно развивающемся течении представляет собой сложную задачу, однако, согласно [12], частота таких колебаний близка к

$\text{Re} \omega_0$. Расчеты показали, что $\text{Re} f_0 = \text{Re} \frac{\omega_0}{2\pi}$ вдоль

струи, наблюдаемой в эксперименте, изменялась от 0.08 до 0.14 Гц. Интервал рассчитанных вариаций действительной части частоты $\text{Re} f_0$ отмечен на спектре колебаний верхней границы струи (см. рис. 4). Видно, что теоретические оценки находятся в хорошем согласии с наблюдениями.

Таким образом, возможен следующий механизм генерации внутренних волн всплывающей струей. При взаимодействии всплывающей струи с пикноклином возникают автоколебания глобально неустойчивой моды. Если частота этих колебаний оказывается ниже максимальной частоты плавучести в пикноклине, то происходит интенсивная генерация внутренних волн.

Авторы выражают благодарность академику В.Г. Бондур, профессору К.Д. Сабину и доктору Ю.В. Гребенюку за стимулирующие дискуссии.

Работа выполнена по заказу ЦПАМ “Аэрокосмос”, а также при поддержке РФФИ (проекты 06-05-64473, 06-05-64890).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morton B.R., Taylor G.I., Turner J.S.* // Proc. Roy. Soc. London. 1956. V. A234. P. 1–23.
2. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с.
3. *Koh C.Y., Brooks H.N.* // Annu. Rev. Fluid Mech. 1975. V. 8. P. 187–211.
4. *Бондур В.Г., Гребенюк Ю.В.* // Исслед. Земли из космоса. 2001. № 6. С. 1–19.
5. *Bondur V., Keeler R., Gibson C.* // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. at. L12610. doi:10.1029/2005GL022390
6. *Bondur V., Zhurbas V., Grebenuk Yu.* // Oceanology. 2006. V. 46. № 6. P. 805–820.
7. *Озмидов П.В.* Диффузия примесей в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 280 с.
8. *Bondur V., Keeler R., Vithanage D.* // Sea Technol. 2004. V. 45. № 4. P. 53–58.
9. *Казakov В.И., Коротков Д.П., Серин Б.В. и др.* // Изв. АН, ФАО. 2002. Т. 38. № 4. С. 504–514.
10. *Stuart J.T.* // J. Fluid Mech. 1958. V. 4. P. 1–21.
11. *Андронов А.А., Фабрикант А.Л.* В кн.: Нелинейные волны. М.: Наука, 1979. С. 68–104.
12. *Huerre P., Monkewitz P.A.* // Annu. Rev. Fluid Mech. 1990. V. 22. P. 473–537.
13. *Monkewitz P.A., Sohn K.D.* // AIAA J. 1988. V. 26. P. 911–916.
14. *Adrian R.J.* // Annu. Rev. Fluid Mech. 1991. V. 23. P. 261–304.
15. *Briggs R.J.* Electron-Stream Interaction with Plasmas. Cambridge (Mass.): MIT Press, 1964.