

УДК 532.5

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СТРУЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ. ЧАСТЬ 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

© 2012 г. Е. В. Ежова, Д. А. Сергеев, А. А. Кандауров, Ю. И. Троицкая

*Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
E-mail: ezhova@hydro.appl.sci-nnov.ru*
Поступила в редакцию 12.04.2011 г.

На основании лабораторных экспериментов в Большом опытовом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН (БОСБ) изучена нестационарная динамика турбулентных осесимметричных струй в стратифицированной жидкости с резким перепадом плотности (пикноклином), моделирующих течения от заглубленных коллекторов сбросовых систем прибрежных городов. В ходе экспериментов проведена подводная видеосъемка струйного течения в области пикноклина и выполнено синхронное измерение внутренних волн. Показано, что струя при взаимодействии с пикноклином совершает квазипериодические колебания в вертикальной плоскости, эффективно генерирующие внутренние волны. Установлено, что источником внутренних волн является осесимметричная мода колебаний струи.

Ключевые слова: турбулентные струи, мода колебаний, стратификация, внутренние волны.

ВВЕДЕНИЕ

Струйное течение — классический объект гидродинамики, представляющий интерес в связи с многочисленными геофизическими, экологическими и промышленными приложениями. Многие струйные течения, которые встречаются в природе и в промышленности, являются примерами вынужденных плавучих струй. Такие струи обладают избыточным импульсом и плавучестью, которая возникает в поле силы тяжести из-за разницы плотностей струи и окружающей жидкости. Примерами служат газовые выбросы при извержении вулканов, гидротермальные источники на поверхности земли и в глубине океана, источники пресной воды в прибрежной зоне, метановые струи, высвобождающиеся из разломов земной коры, стоки подводных коллекторов прибрежных сбросовых систем, газовые выхлопы отработанного топлива и т.д. Стационарные режимы вынужденных плавучих струй хорошо изучены [1–3]. Для струй, имеющих импульс и плавучесть одного знака, показано, что основные параметры течения определяются автомодельными законами, зависящими от потоков импульса и плавучести. Существуют и теоретические модели, описывающие параметры стационарных струй, импульс и плавучесть которых направлены в противоположные стороны. В работах [4, 5] построены модели фонтанов — вынужденных струй отрицательной плавучести, направленных вертикально вверх.

При распространении фонтана жидкость, имеющая плотность выше плотности окружающей жидкости и начальный импульс, направленный вверх, замедляется под действием сил плавучести, достигает максимальной высоты подъема и падает вниз, образуя кольцеобразную область, окружающую восходящее течение — происходит формирование противотока. Модели, предложенные в [4, 5], позволяют определить максимальную высоту фонтанов, изменение скорости и поперечных масштабов восходящего и нисходящего течений в однородной и стратифицированной жидкости в зависимости от потоков импульса, плавучести и параметра фоновой стратификации. В последнее время интерес к изучению фонтанов возрос. Наличие противотока оказывает существенное влияние на динамику струйного течения и может приводить к развитию абсолютной неустойчивости [6, 7], которая является возможной причиной возникновения автоколебаний — нестационарного режима фонтанов, для которого характерны периодические колебания верхней границы. Такой режим наблюдается для различных типов фонтанов: затопленных [8, 9] и фонтанов жидкости в воздухе [10, 11], ламинарных [12] и турбулентных [13, 14].

Течение, подобное фонтану, может формироваться в жидкости со стратификацией, близкой к двухслойной, когда струя легкой жидкости втекает в нижний слой на некотором расстоянии от

скачка плотности (пикноклина). Тогда даже в отсутствие начального импульса жидкость ускоряется под действием сил плавучести и приобретает положительный вертикальный импульс. В случае турбулентной струи вовлечение окружающей жидкости приводит к тому, что при подходе к пикноклину плотность струйного течения оказывается близкой к плотности окружающей жидкости, т.е. формируется струя нейтральной плавучести по отношению к нижнему слою стратификации. Если ее скорость достаточно велика, то струя проникает через пикноклин, имея в верхнем слое отрицательную плавучесть и ненулевой положительный вертикальный импульс, т.е. формируется фонтан. При этом нестационарная динамика таких фонтанов может приводить к генерации внутренних волн при условии, что частота колебаний фонтана ниже максимальной частоты плавучести.

Механизм генерации внутренних волн, связанный с возбуждением автоколебаний в области взаимодействия струи с пикноклином, был предложен в работах [15, 16], которые посвящены исследованию режимов работы заглубленных сбросовых систем прибрежных городов. На выходе из диффузора сточные воды, представляющие собой пресную воду в соленой морской воде, образуют турбулентные струи положительной плавучести. В [15, 16] описана серия экспериментов по изучению динамики таких струй в малом бассейне с солевой стратификацией с использованием метода оптической цифровой анемометрии PIV (Particle Image Velocimetry) [17]. Было показано, что верхняя граница всплывающей струи совершала колебания в вертикальной плоскости. Оценки возможной частоты автоколебаний, выполненные для профилей скорости струи вблизи пикноклина, согласовались с частотой этих колебаний. Возможность автоколебательного режима плавучей струи была показана также в работе [18], в которой проводилось исследование генерации внутренних волн ламинарными фонтанами ($Re < 400$) путем прямого численного моделирования. Было показано, что при числе Фруда, превышающем некоторое критическое значение, течение становится неустойчивым, и фонтан совершает автоколебания, сопровождающиеся генерацией внутренних волн в пикноклине.

На основе анализа данных лабораторных экспериментов [16, 19] было показано, что для параметров течений и стратификации, моделирующих типичный коллектор подводной сбросовой системы, плавучая струя является источником интенсивных внутренних волн, которые могут быть обнаружены современными дистанционными методами. Для выяснения механизма генерации внутренних волн необходимы синхронные измерения динамики плавучей струи и поля внутренних волн на некотором расстоянии от источника. В первой части работы описана серия та-

ких экспериментов, проведенных в Большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН (БОСБ). Совпадение частоты колебаний образующегося в области термоклина фонтана с частотой внутренних волн подтвердило, что внутренние волны генерируются струей. С использованием метода цифровой оптической анемометрии определен модовый состав возмущений на струе, показано, что преобладающей является осесимметричная мода колебаний. В то же время для профилей продольной скорости, измеренных в эксперименте, выполнено необходимое условие неустойчивости только по отношению к спиральной моде колебаний, т.е. осесимметричная мода не должна была возбуждаться. Возможное теоретическое объяснение этого эффекта дано в части 2 [20], где показано, что неустойчивость относительно осесимметричной моды может развиваться на непараллельной струе. При этом противотечение на профилях скорости может приводить к абсолютной неустойчивости осесимметричной моды.

Работа структурирована следующим образом. В разделе 1 описана постановка эксперимента по изучению нестационарной динамики турбулентной осесимметричной струи в области пикноклина. В разделе 2 приведены его основные результаты. В разделе 3 выполнено сравнение спектра внутренних волн со спектром колебаний струи. В разделе 4 определен тип моды, нарастающей на струе в области пикноклина.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА В БОСБ

Серия экспериментов по изучению нестационарной динамики вынужденных струй проводилась в БОСБ ИПФ РАН [21] с размерами $20 \text{ м} \times 4 \text{ м} \times 2 \text{ м}$. Схема эксперимента приведена на рис. 1. В БОСБ создавалась температурная стратификация термоклинного типа, параметры которой не изменялись в ходе всех экспериментов. Общая глубина жидкости в бассейне составляла 160 см, глубина залегания термоклина 44 см. Возмущения поля температуры, вызванные всплыванием струй, фиксировались с помощью антенны из 13 температурных датчиков (термисторов), позволяющих измерять значения температуры в диапазоне от 9°C до 20°C с погрешностью не более 0.05°C и постоянной времени 0.3 с. Датчики размещались закрепляясь на специальной переносной стойке в 50 см от модели коллектора (см. рис. 1). Аналоговые сигналы с термисторов преобразовывались с помощью АЦП и записывались на жесткий диск компьютера. При последующей обработке температуры пересчитывались в высоты изотерм.

Струя вытекала вертикально вверх из П-образной трубки круглого сечения диаметром 6 мм (см. рис. 1). Свободный конец трубки шлангом соеди-

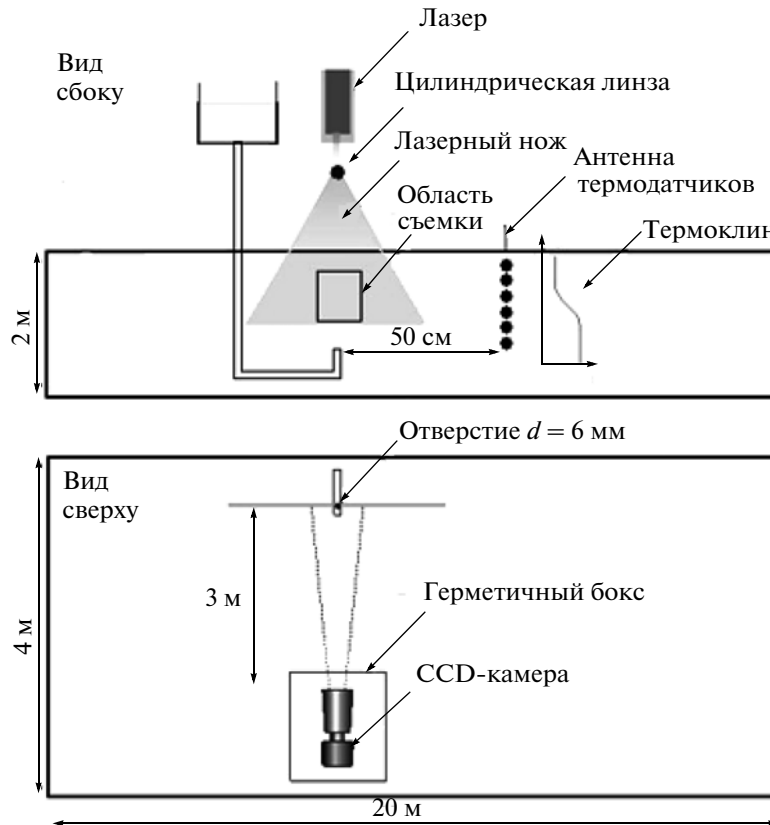


Рис. 1. Общая схема эксперимента с визуализацией вынужденной турбулентной струи в БОСБ.

нялся с баком с водой. Средняя скорость истечения воды из трубки определяется через ее расход:

$$u_0 = \frac{Q}{S_0} = \frac{V_0}{S_0 \Delta t}, \quad (1)$$

где Q – расход воды, S_0 – площадь отверстия, Δt – время истечения контрольного объема воды V_0 .

Изменение скорости истечения за счет уменьшения уровня воды в баке во время эксперимента не превышало 10% (в среднем оно равнялось 5%).

Параметры струйного течения в этом эксперименте выбирались так, чтобы условия взаимодействия турбулентной плавучей струи с термоклином были близки к условиям экспериментов по масштабному лабораторному моделированию сбросовых систем, описанных в [15, 16]. В экспериментах [16] использовалась жидкость положительной плавучести, вытекающая из модели коллектора горизонтально с заданной начальной скоростью (эксперименты проводились при четырех значениях скоростей: 40, 70, 100 и 150 см/с; при параметрах, характерных для типичных коллекторов). Визуализация такой струи в БОСБ является весьма сложной задачей. Плавучая струя с начальным горизонтальным импульсом подходит к термоклину почти вертикально на некотором удалении от модели коллектора (рис. 2а, 2б). Для

осуществления видеосъемки с высоким пространственным разрешением необходимо знать это расстояние с большой точностью, чтобы оптимально разместить видеосистему. В новой серии экспериментов была использована струя нейтральной плавучести, вытекающая вертикально вверх с начальным импульсом. При этом скорость истечения жидкости из выходного отверстия и его заглубление выбирались таким образом, чтобы масштабы струи по отношению к толщине термоклина и ее скорость на входе в термоклин соответствовали параметрам экспериментов с плавучими струями. Эти параметры для серии с плавучей жидкостью оценивались численно с помощью прямого решения системы уравнений для интегральных параметров турбулентной струи в идеальной несжимаемой жидкости, приведенной в [22].

При этом были получены следующие значения (см. рис. 3). Для скорости истечения жидкости из отверстия 40 см/с скорость на оси струи у входа в термоклин $u_p = 5$ см/с, для 70 см/с – $u_p = 7$ см/с, для 100 см/с – $u_p = 8.2$ см/с, для 150 см/с – $u_p = 9.8$ см/с, поперечный масштаб струи на входе в термоклин менялся слабо: r_p менялся от 9.1 см до 9.8 см (определялся по спаданию скорости от ее максимального значения в e раз).

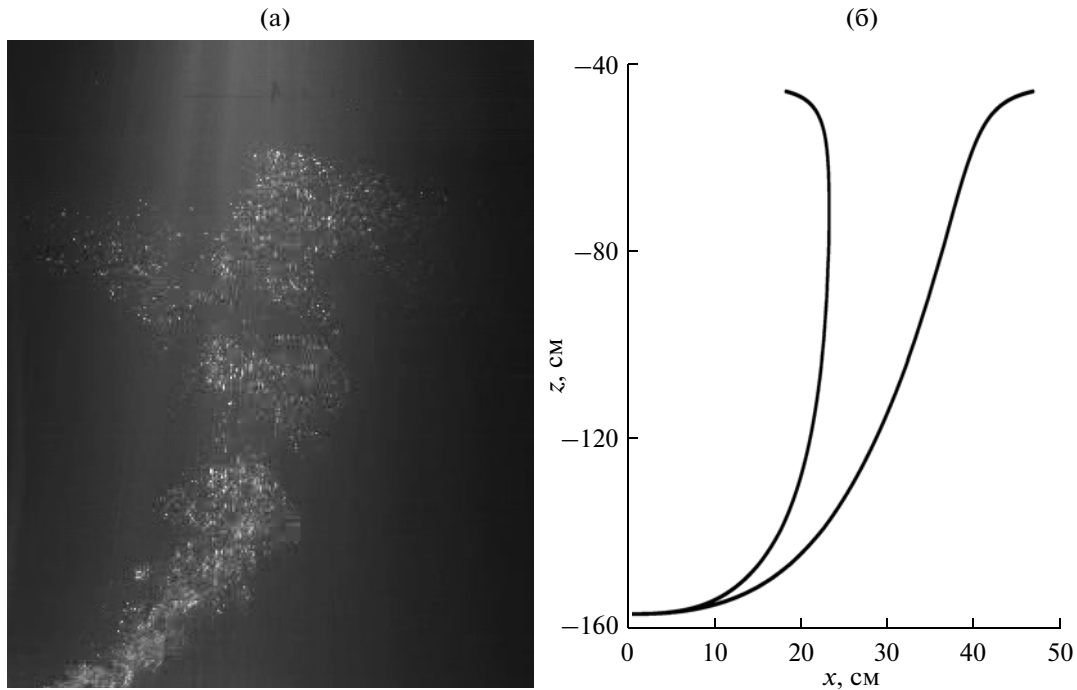


Рис. 2. а – Визуализация всплывающей струи в малом бассейне; б – результаты расчета для типичных условий стратификации в БОСБ на основе интегральной модели (центр термоклина на заглублении 44 см).

Для определения выходных параметров новой серии экспериментов использовались законы сохранения потоков массы и импульса турбулентной струи нейтральной плавучести:

$$\frac{d(ur^2)}{dz} = 2\alpha ur, \quad (2)$$

$$u^2 r^2 = \text{const}, \quad (3)$$

где u – скорость на оси струи, r – поперечный масштаб струи, $\alpha = 0.0775$ – коэффициент турбу-

лентного вовлечения [23]. Тогда выходная скорость и расстояние от модели коллектора до входа в термоклин, обеспечивающие необходимые параметры струи на входе в термоклин, определяются по формулам:

$$u_0 = u_p(1 + 2\alpha z_p/r_0), \quad z_p = \frac{r_p - r_0}{2\alpha}, \quad (4)$$

где u_0 , r_0 – скорость и радиус струи на выходе из отверстия, u_p , r_p – скорость и радиус струи на входе в термоклин, z_p – расстояние от выходного отверстия до входа в термоклин.

Подставляя в (4) параметры на входе в термоклин, получим значения выходных скоростей u_0 , равные 110, 160, 185 и 210 см/с (соответствуют горизонтальному истечению плавучей жидкости со скоростями 40, 70, 100 и 150 см/с). При этом для получения среднего радиуса струи на входе в термоклин, равного 9.5 см, трубка должна была располагаться на расстоянии от него $z_p = 44$ см. Однако в эксперименте струя в связи с геометрией трубки практически не расширяется и скорость ее не падает. При этом оказалось, что максимально возможное удаление трубки от термоклина обеспечивает поперечный масштаб струи на входе в термоклин, приблизительно равный 8 см. В качестве выходных скоростей использовались оценки, следующие из (4). Всего было проведено десять экспериментов: по два для каждой скорости истечения. Экспериментально измеренные пара-

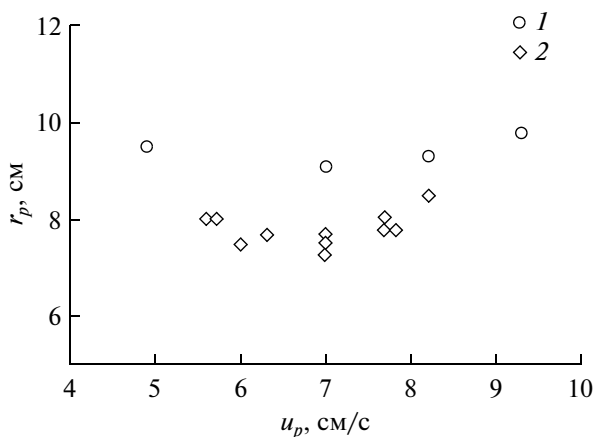


Рис. 3. Параметры экспериментов: 1 – рассчитанные в рамках интегральной модели для скоростей истечения жидкости из модели коллектора 40, 70, 100 и 150 см/с; 2 – параметры, реализованные в настоящей серии экспериментов.

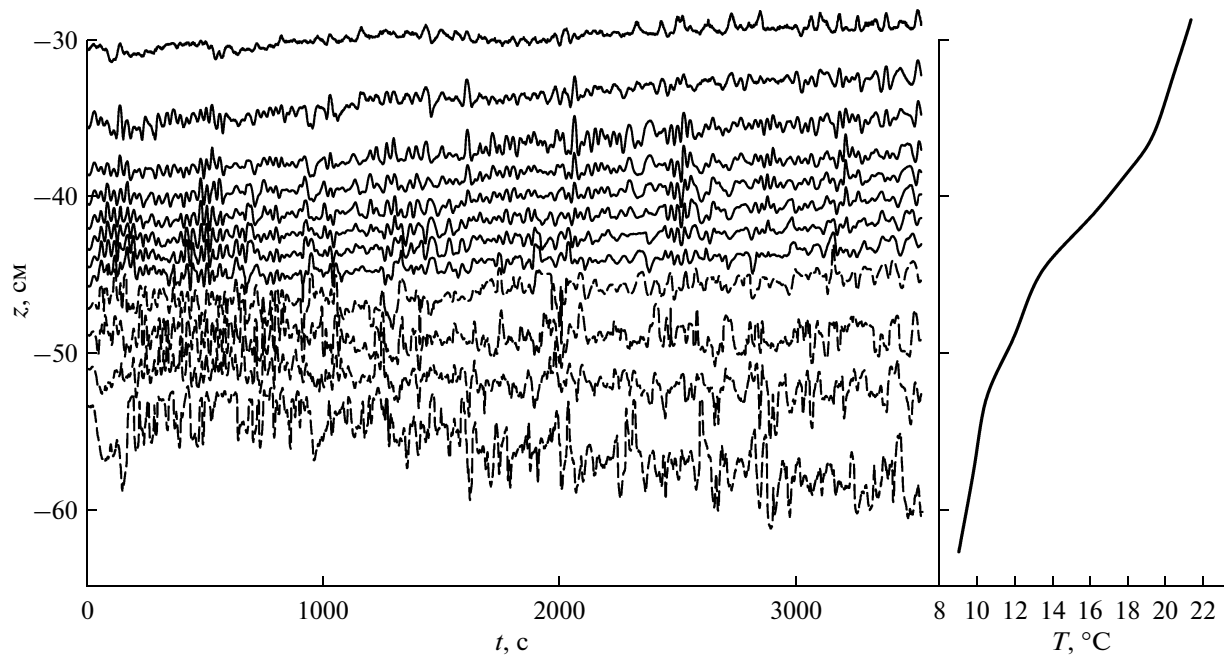


Рис. 4. Временной разрез колебаний изотерм при выходной скорости 150 см/с. Справа: средний за время проведения эксперимента профиль температуры.

метры струи на входе в термоклин приведены на рис. 3.

Для изучения полей скорости в струе использовался метод цифровой оптической анемометрии. Для визуализации струи в жидкость, находящуюся в баке, добавлялись частицы полиамида с характерным масштабом 20 мкм. Добавление частиц в воду производилось спустя 5 минут после начала каждого эксперимента. Течение в струе с частицами подсвечивалось световым ножом, сформированным цилиндрической линзой из луча от полупроводникового лазера непрерывного зеленого излучения LCS-PTL-318(500) мощностью 0.5 Вт. Вид сбоку снимался на цифровую видеокамеру “Видеоскан-415/Ц-2201” (скорость съемки — 25 кадров/с) помещенную в специальный водонепроницаемый бокс. Камера находилась на уровне термоклина на расстоянии 3 м от выходного отверстия (максимально возможное расстояние). Съемка длилась 20 мин, колебания температуры фиксировались в течение 1 ч.

Обработка данных подводной видеосъемки, проведенной в настоящей серии экспериментов, выполнялась при помощи специально разработанных программ SMPD и Vortex. Программа Vortex реализует алгоритм расчета векторного поля скоростей методом оптической цифровой анемометрии, а SMPD позволяет проводить различные операции с данными видеосъемки и рассчитанными в Vortex полями скорости.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

По измеренным временным температурным разрезам рассчитывались изотермы, характеризующие смещения жидких частиц относительно равновесного уровня и их спектры. Примеры полей температуры представлены на рис. 4. На левой части рис. 4 показаны временные разрезы колебаний изотерм 10°C–21°C с шагом в 1°C, построенные по измерениям всех датчиков. На правой части рисунков показаны профили средней температуры (профили стратификации). Из рисунков видно, что всплывающая струя возбуждает интенсивные колебания температуры (смещения изотерм).

Турбулентная струя, растекаясь на горизонте нейтральной плавучести, формировала горизонтальное сдвиговое течение под термоклином. На рис. 4 изотермы в области термоклина показаны сплошными линиями, а в области струи — пунктиром. Заметим, что в области струи колебания температуры обусловлены не только волновыми возмущениями, но и турбулентными флуктуациями. На рис. 5 показаны спектры высот изотерм в области термоклина, соответствующих температурам от 14 до 21°C. На всех спектрах присутствует выраженный пик в интервале частот $f_{\min} = 0.02$ Гц и $f_{\max} = 0.05$ Гц, меньших максимального значения частоты плавучести, которая в данной серии экспериментов была 0.07 Гц (невозмущенное значение, без учета воздействия струи на термоклин).

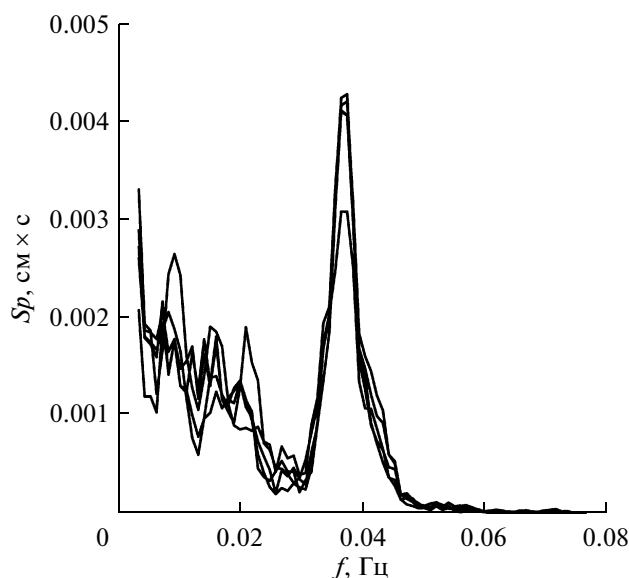


Рис. 5. Спектры изотерм в области термоклина для выходной скорости 150 см/с. Разные кривые соответствуют разным горизонтам.

3. СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОВ ВНУТРЕННИХ ВОЛН И КОЛЕБАНИЙ СТРУИ

С использованием программы SMPD были изучены колебания верхней границы струи. При этом использовалась функция программы, позволяющая получить зависимость интенсивности освещения, усредненной по выделенной области кадра, от времени. Если область усреднения выбирается в месте осцилляций струи, то вследствие наличия частиц в струе изменение интенсивности освещения будет детектировать эти осцилляции. Область усреднения выбиралась исходя из следующих соображений. Можно было ожидать, что на струе могут нарастать два типа мод: осесимметричная (мода расширения – сжатия) и спиральная. Развитие осесимметричной моды приводит к колебаниям струи в вертикальной плоскости, а спиральная мода в плоскости лазерного ножа будет выглядеть как колебания струи вправо-влево. Для того чтобы отслеживать колебания обоих типов мод, одна из боковых границ прямоугольника выбиралась вдоль оси струи, вторая отделяла область с частицами от области, где их нет (пример см. рис. 6). Верхняя и нижняя стороны прямоугольника – это максимально и минимально возможные положения верхней границы струи. Были получены реализации ее колебаний для каждого эксперимента (см. рис. 7).

Необходимо отметить, однако, что количество частиц в струе менялось с течением времени (во время эксперимента они постепенно всплывали к

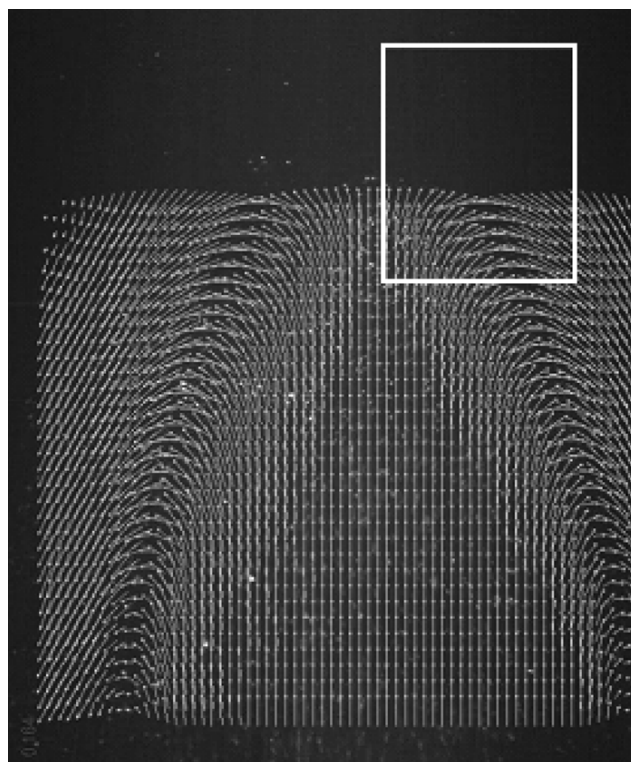


Рис. 6. Иллюстрация выбора прямоугольной области для определения колебаний струи. Поле средней скорости построено по результатам PIV-измерений.

поверхности резервуара, из которого вода поступала в трубку), в связи с чем при выполнении съемки менялась интенсивность изображения исследуемой области струи. Это приводило к появлению на реализации интенсивности соответствующего тренда. В моменты времени, когда частицы добавлялись в резервуар, на реализациях видны резкие скачки. Кроме того, плавное убывание интенсивности также могло приводить к неправильному соотношению мощностей в спектральных пиках, так как всегда наиболее сильными будут колебания, соответствующие либо началу съемки, либо моменту добавления воды в резервуар.

В связи с этим данные об изменении интенсивности в прямоугольном окне корректировались следующим образом. Для каждого эксперимента определялся тренд интенсивности, связанный с различной концентрацией частиц в струе. Такую зависимость можно получить, выбирая максимально возможную занятую частицами область внутри струи и рассчитывая интенсивность изображения в ней в каждый момент времени (рис. 7). Чем больше эта область, тем меньше высокочастотные флуктуации интенсивности. Колебания верхней границы струи, измеряемые по

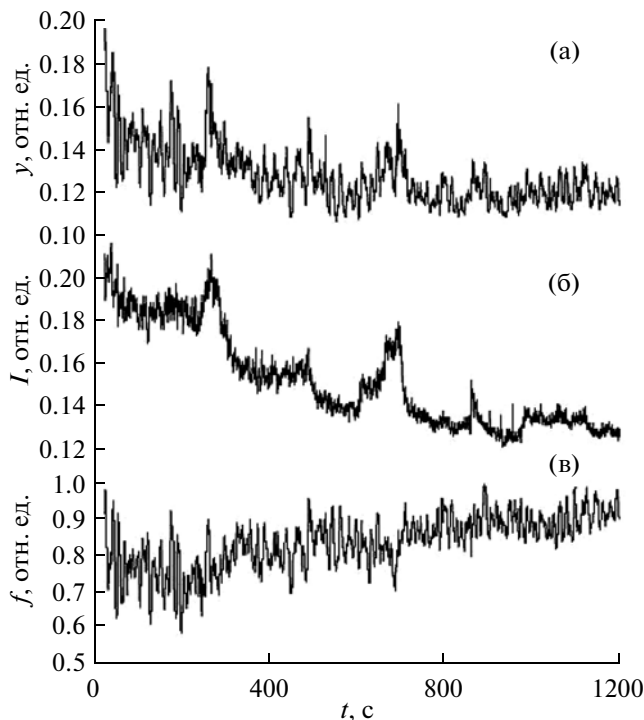


Рис. 7. Реализация колебаний средней интенсивности в прямоугольной области (а), изменение интенсивности вследствие различной концентрации частиц (б); колебания верхней границы струи (в) — пример для реализации эксперимента с выходной скоростью 150 см/с.

изменению интенсивности, можно представить в виде функции $y(t) = I(t)*f(t)$, где $f(t)$ — функция осцилляций струи, какой она была бы при постоянной концентрации частиц, а $I(t)$ описывает тренд интенсивности изображения (или концентрации частиц). Тогда искомая функция $f(t) = y(t)/I(t)$ (рис. 7). При обработке высокочастотные колебания с реализацией $I(t)$ были отфильтрованы.

Для каждого эксперимента определялся спектр колебаний верхней границы струи (спектр функции $f(t)$) и проводилось сравнение со спектром изотермы $T = 16^\circ\text{C}$, соответствующей центру термоклина (при этом из часовой реализации выделялся отрезок, совпадающий со временем съемки). Примеры спектров для выходной скорости 150 см/с приведены на рис. 8.

На спектре внутренних волн присутствует выраженный пик на частоте примерно $0.7N_0$, а спектр колебаний струи широкий, но в нем имеется выраженный пик на частоте внутренних волн. Различие спектров можно объяснить частотной зависимостью коэффициента возбуждения внутренних волн. В [24] получены коэффициенты возбуждения мод внутренних волн, генерируемых гармоническим источником массы с характерным поперечным размером s и расходом

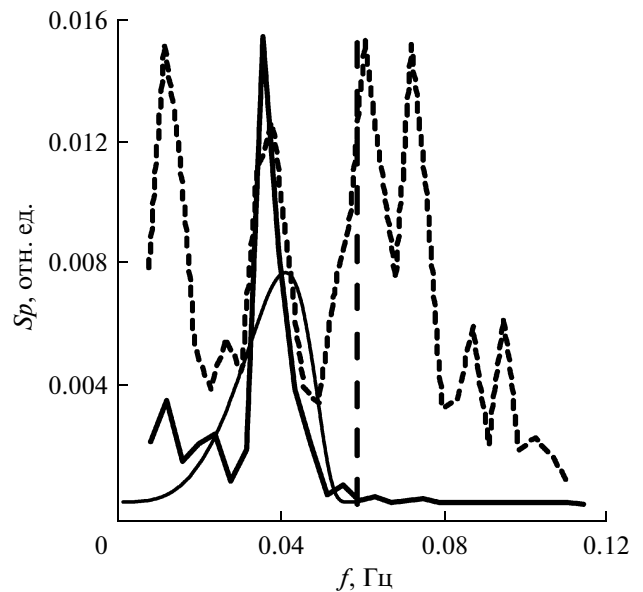


Рис. 8. Спектр колебаний верхней границы струи (штриховая линия) и спектр изотермы (сплошная линия), соответствующей центру термоклина для эксперимента с выходной скоростью 150 см/с. Прямой линией отмечено положение средней по реализации эксперимента частоты плавучести. Плавная кривая соответствует частотной зависимости коэффициента возбуждения внутренних волн.

Q , расположенным на расстоянии h от центра пикноклина:

$$I_m = \frac{\omega \rho Q^2}{8l} \sin^2\left(\kappa_m \varepsilon h - \frac{\pi m}{2}\right) \exp\left(-\frac{1}{4} \kappa_m^2 s^2\right), \quad (5)$$

где $\kappa = (\varepsilon l)^{-1} [\pi m/2 + \text{arctg}(l/\varepsilon)]$ — поперечное волновое число, $\varepsilon = \sqrt{N^2/\omega^2 - 1}$, l — полутолщина пикноклина, N — частота плавучести, ρ — плотность жидкости. В нашем эксперименте характерный поперечный размер источника $s = 16$ см, $l = 8$ см, $h \approx l$. Определяющий вклад в полную энергию излучения в этих условиях вносит низшая мода с $m = 0$. Зависимость $I_0(f)$ показана на рис. 8, она имеет максимум около $0.7N_0$. Из рисунка видно, что колебания струи с частотой $0.7N_0$ являются наиболее эффективным источником внутренних волн.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЗМУЩЕНИЙ НА СТРУЕ

В настоящем разделе определен тип неустойчивой моды струи, генерирующей внутренние волны. При этом использовался модифицированный метод, предложенный в работе [25], в которой на основании данных эксперимента с визуализацией турбулентной струи кругового сечения

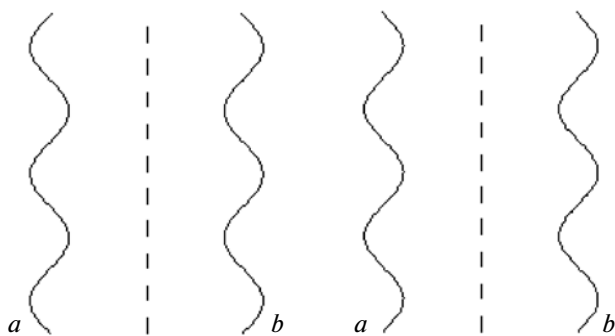


Рис. 9. Зависимости границ струи от времени для некоторого поперечного сечения: слева нарастает осесимметричная мода, справа – спиральная.

изучена структура возмущений на ней при $x/d \gg 1$ (где x – расстояние от источника струи, d – диаметр выходного отверстия). Метод основан на кросскорреляционной обработке данных цифровой видеосъемки. Сначала на каждом кадре из видеофильма были выделены “границы” струи – области с заданной интенсивностью изображения. Затем для нескольких поперечных сечений струи были построены зависимости положения ее “границ” от времени (для каждого сечения по две зависимости) и рассчитаны их кросскорреляционные функции, по виду которых определялась доминирующая мода.

Поясним использование метода на примере. Пусть на струе нарастает осесимметричная мода. Зависимости “границ” струи от времени t для этого случая показаны на рис. 9. Отразим зеркально правую границу струи относительно ее оси, при этом кривые a и b совпадут. Их кросскорреляционная функция имеет при $t = 0$ максимум. Если на струе нарастает спиральная мода (рис. 9), то при $t = 0$ функция имеет минимум.

Модификация метода состояла в том, что границы струи определялись по профилям продольной скорости, рассчитанным по данным эксперимента при помощи метода оптической цифровой анемометрии PIV (Particle Image Velocimetry) [17]. Для уменьшения высокочастотного шума проводилось осреднение полей скорости по времени и координате вдоль направления распространения струи, при этом время осреднения и область осреднения вдоль струи выбиралась малыми по сравнению с характерными временным и пространственным масштабами исследуемой неустойчивой моды. Характерный временной масштаб, соответствующий частоте $0.7N_0$, составляет 25 с. При обработке данных эксперимента мгновенные профили скорости усреднялись по $t_{avg} = 2$ с. Длина волны неустойчивой моды по порядку величины должна быть сопоставима с поперечным масштабом струи, равным 15–16 см в

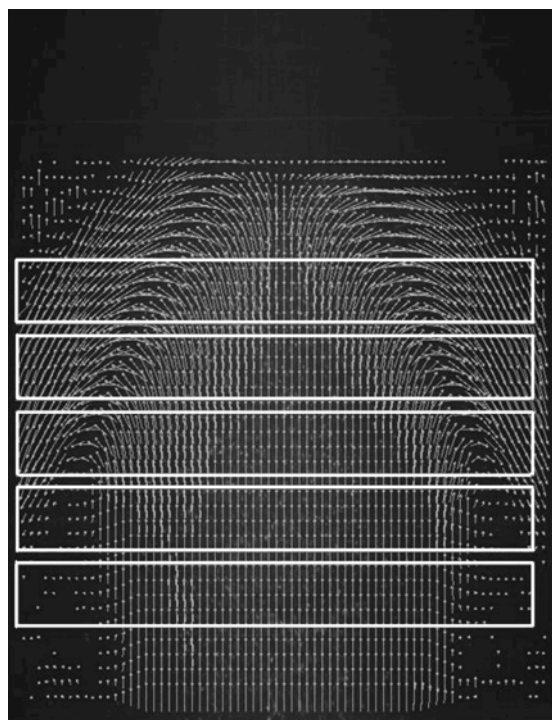


Рис. 10. Иллюстрация выбора областей осреднения профилей скорости.

области термоклина. Осреднение профилей продольной скорости проводилось по пяти соседним сечениям, отстоящим друг от друга на 1 см, т.е. по $l_{avg} = 4$ см.

Для каждой последовательности из 30000 кадров, полученной в результате видеосъемки, на изображении выделялись пять подобластей, две из которых, как правило, находились в области термоклина, одна ниже и две выше него (см. рис. 10). Для каждой из указанных подобластей в программе SMPD был сформирован файл, который содержал осредненные по t_{avg} и l_{avg} профили продольной скорости, записанные последовательно во времени с интервалом t_{avg} . По этим данным были получены зависимости максимальной скорости и “границ” струи в данной подобласти от времени. При этом “границы” струи определялись по спаданию ее осевой скорости в e раз. Для того чтобы выделить моду, генерирующую внутренние волны, каждая зависимость подвергалась низкочастотной фильтрации с частотой отсечки 0.02 Гц и высокочастотной с частотой отсечки 0.05 Гц. Для каждой из пяти выделенных подобластей были найдены кросскорреляционные функции границ струи, примеры приведены на рис. 11. Из рисунка видно, что при $t = 0$ функции имеют максимумы, т.е. на частоте генерации внутренних волн возбуждена осесимметричная мода струи.

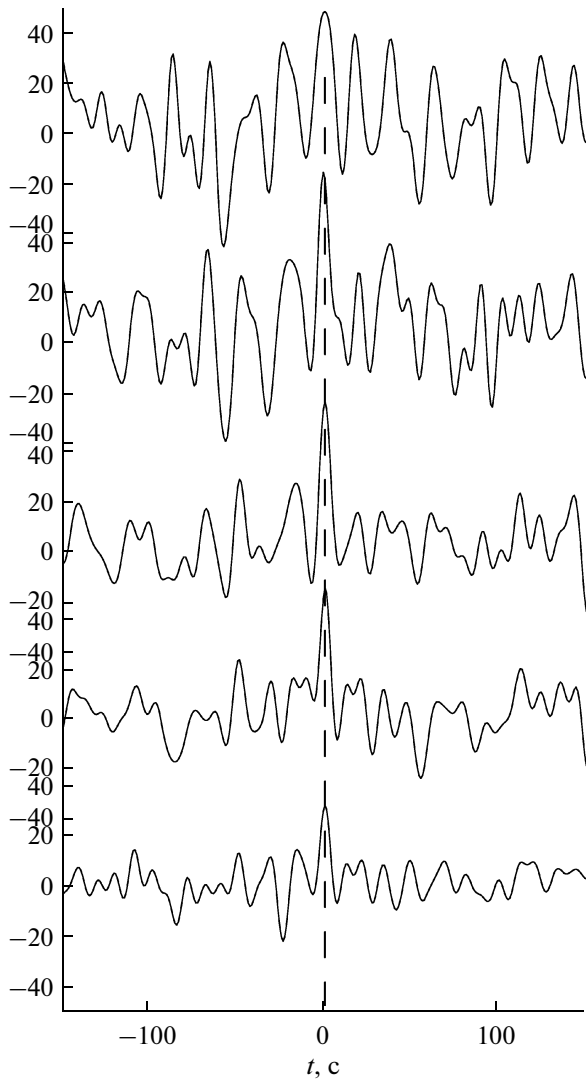


Рис. 11. Примеры кросскорреляционных спектров границ струи для пяти подобластей для эксперимента с выходной скоростью струи 150 см/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе лабораторного эксперимента в Большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН исследована генерация внутренних волн вынужденными турбулентными струями. В ходе экспериментов проведена подводная съемка струи в области термоклина, измерены внутренние волны. Показано, что частота внутренних волн соответствует частоте осцилляций струи. Детальное изучение модовой структуры колебаний струи показало, что основная мода струи, которая является источником внутренних волн – варикозная. Этот факт требует объяснения, поскольку в рамках классической теории гидродинамической устойчивости плоскопараллельных течений для профилей скорости, полученных в эксперименте, осесимметричная мода является

устойчивой, и на струе должна преобладать спиральная мода. Выяснению причин возбуждения осесимметричной моды посвящена вторая часть работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (ГК № 16.518.11.7105), РФФИ (проекты №№ 09-05-00779-а, 11-05-00455-а, ГФЕН_а 10-05-91177), ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 432 с.
2. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 515 с.
3. List E.J. Turbulent jets and plumes // Annu. Rev. Fluid Mech. 1982. V. 14. P. 189–212.
4. McDougall T.J. Negatively buoyant vertical jets // Tellus. 1981. V. 33. P. 313–320.
5. Bloomfield L.J., Kerr R.C. A theoretical model of a turbulent fountain // J. Fluid. Mech. 2000. V. 424. P. 197–216.
6. Monkewitz P.A. The absolute and convective nature of instability in two-dimensional wakes at low Reynolds numbers // Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 999–1006.
7. Huerre P., Monkewitz P.A. Local and global instabilities in spatially developing flows // Annu. Rev. Fluid Mech. 1990. V. 22. P. 473–537.
8. Maurel A., Cremer S., Jenffer P. Experimental study of a submerged fountain // Europhys. Lett. 1997. V. 39. № 5. P. 503–508.
9. Карликов В.П., Трушина О.В. Об автоколебаниях плоских затопленных фонтанов // ДАН. 1998. Т. 361. № 3. С. 340–344.
10. Villiermaux E. Pulsed dynamics of fountains // Nature. 1994. V. 371. P. 24–25.
11. Clannet C. On large-amplitude pulsating fountains // J. Fluid. Mech. 1998. V. 366. P. 333–350.
12. Williamson N., Srinarayana N., Armsfield S.W. et al. Low-Reynolds-number fountain behaviour // J. Fluid Mech. 2008. V. 608. P. 297–317.
13. Friedman P.D. Oscillation height of a negatively buoyant jet // Trans. ASME J: J. Fluids Engng. 2006. V. 128. P. 880–882.
14. Friedman P.D., Vadokoot V.D., Meyer W.J. et al. Instability threshold of a negatively buoyant fountain // Exps. Fluids. 2007. V. 42. P. 751–759.
15. Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А., Ежова Е.В. и др. Автогенерация внутренних волн всплывающими струями в стратифицированном бассейне // ДАН. 2008. Т. 419. № 2. С. 388–392.
16. Бондур В.Г., Гребенюк Ю.В., Ежова Е.В. и др. Поверхностные проявления внутренних волн, излучаемых заглубленной плавучей струей. Часть 1. Механизм генерации внутренних волн // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 6. С. 833–845.

17. *Adrian R.J.* Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1991. V. 23. P. 261–304.
18. *Дружинин О.А., Троицкая Ю.И.* Генерация внутренних волн фонтаном в стратифицированной жидкости // *Изв. РАН. МЖГ.* 2010. № 3. С. 147–158.
19. *Бондур В.Г., Гребенюк Ю.В., Ежова Е.В. и др.* Поверхностные проявления внутренних волн, излучаемых заглубленной плавучей струей. Часть 3. Поверхностные проявления внутренних волн // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2010. Т. 46. № 4. С. 519–529.
20. *Ежова Е.В., Сергеев Д.А., Кандауров А.А. и др.* Нестационарная динамика затопленных турбулентных осесимметричных струй в стратифицированной жидкости. Часть 2. Механизм возбуждения осесимметричных колебаний затопленной струи // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2012. Т. 48. № 5.
21. *Арабаджи В.В., Богатырев С.Д., Баханов В.В. и др.* Лабораторное моделирование гидрофизических процессов в верхнем слое океана (Большой термостратифицированный бассейн ИПФ РАН) // *Приповерхностный слой океана. Физические процессы и дистанционное зондирование: Сб. трудов / Под ред. В.И. Таланова, Е.Н. Пелиновского.* Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. Т. 2. С. 231–251.
22. *Fan L.N., Brooks N.H.* Numerical solutions of turbulent buoyant jet problems. Rep. № KH-R-18. Pasadena: California Institute Technology, 1969. 94 p.
23. *Blevins R.D.* Applied fluid dynamics handbook. New York: Van Nostrand Reinhold Co. 1984. 568 p.
24. *Мареев Е.А., Чугунов Ю.В.* Возбуждение внутренних волн осциллятором в пикноклине // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1986. № 6. С. 663–665.
25. *Yoda M., Hesselink L., Mungal M.D.* The evolution and nature of large-scale structures in the turbulent jet // *Phys Fluids A.* 1992. V. 4. № 4. P. 803–811.

Nonsteady Dynamics of Turbulent Axially Symmetrical Jets in Stratified Fluid: Part 1. Experimental Study

E. V. Ezhova, D. A. Sergeev, A. A. Kandaurov, and Yu. I. Troitskaya

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

e-mail: ezhova@hydro.appl.sci-nnov.ru

Received April 12, 2011

Abstract—The nonsteady dynamics of turbulent axially symmetrical jets in stratified fluid with a great density gradient (pycnocline) is studied in laboratory experiments in the large test reservoir with artificial temperature stratification at the Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences (IAP RAS) simulating wastewater flows from underwater collectors in coastal cities. An underwater survey of jets in the pycnocline region has been carried out along with synchronous measurements of internal waves. It is shown that a jet quasiperiodically oscillates in a vertical plane, thus effectively generating internal waves when interacting with the pycnocline. It is ascertained that the axially symmetrical mode of jet oscillations is a source of internal waves.

Keywords: turbulent jets, oscillation mode, stratification, internal waves.