

УДК 551.465

АВТОКОЛЕБАНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ СТРАТИФИЦИРОВАННОМ СДВИГОВОМ ПОТОКЕ

© 2002 г. В. И. Казаков, Д. П. Коротков, Б. В. Серин, В. И. Таланов, Ю. И. Троицкая

*Институт прикладной физики РАН
603600 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
E-mail: kazakov@hydro.appl.sci-nnov.ru
talanov@hydro.appl.sci-nnov.ru
yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 02.02.2001 г., после доработки 13.06.2001 г.

Проведена серия экспериментов по исследованию динамики турбулентного стратифицированного сдвигового потока, созданного индуктором сдвиговых течений в Большом Термостратифицированном Опытном Бассейне ИПФ РАН (Занесен в Реестр уникальных установок РФ рег. 01–19). Анализ средних профилей температуры и скорости показал, что толщина слоя сдвига скорости существенно превышала толщину термоклина, а центр слоя сдвига находился существенно выше центра термоклина. С использованием полученных средних профилей температуры и скорости изучена устойчивость сдвигового течения. Показано, что выше термоклина образуется область, в которой число Ричардсона падает ниже $1/4$. При превышении некоторой пороговой скорости струи в рассматриваемой системе развиваются интенсивные колебания. В спектре генерируемых волн имелся достаточно узкий пик с частотой максимума около 0.05 Гц шириной 0.015 Гц. Зависимость амплитуды соответствующих этому пику квазигармонических колебаний от управляющего параметра типична для стационарного решения уравнения Гинзбурга–Ландау, что является основным признаком возбуждения в системе глобально-неустойчивой моды. Обсуждаются физические причины неустойчивости и положительной обратной связи в системе, приводящие к возбуждению глобально неустойчивой моды.

Стратифицированные сдвиговые течения типичны для океана и атмосферы. Особый интерес представляют достаточно интенсивные потоки, допускающие возникновение неустойчивости, развитие которой вызывает турбулизацию, приводящую к перемешиванию. Подобные условия сильного сдвига скорости, сопровождающегося возникновением и развитием неустойчивости, наблюдаются в океанских противотечениях [1], в проливах [2], в некоторых областях сезонного термоклина [3]. Наблюдения генерации волновых возмущений в стратифицированных сдвиговых потоках стимулировали многочисленные теоретические работы (см., например, [4, 5]), а также постановку лабораторных экспериментов [6–8]. Наблюдать генерацию волн потоками в природе довольно затруднительно из-за слабой контролируемости условий эксперимента. В то же время, потоки, создаваемые в лабораторных установках, характеризуются малыми числами Рейнольдса по сравнению с наблюдаемыми в природных условиях.

В настоящей работе описывается генерация волн в стратифицированном сдвиговом турбулентном потоке, создаваемом в Большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН с помощью специального устройства – индуктора течений. В отличие от природных, условия эксперимента

поддаются контролю, в то же время значения числа Рейнольдса создаваемых потоков $Re \sim 10^4$ близки к наблюдаемым в природных стратифицированных сдвиговых потоках [9].

Наблюдалась генерация интенсивных внутренних волн с достаточно узким частотным спектром, что дало возможность предположить, что на течения возбуждается глобально неустойчивая мода, представляющая собой нарастающую собственную моду колебаний стратифицированного сдвигового потока [10, 11]. Для проверки этой гипотезы были исследованы признаки глобально неустойчивой моды, предложенные в [11]. Они следуют из свойств стационарного решения уравнения Гинзбурга–Ландау, которому удовлетворяют значения амплитуды колебаний глобально неустойчивой моды [12]. Первым из них (и наименее достоверным) является наличие узкого спектрального пика в спектре пульсаций величины, измеренной в точке. Такой же пик образуется при развитии конвективной неустойчивости в системе с малым входным шумом [13]. Вторым признаком связан с внешним воздействием на систему на ее собственной частоте. Хорошо известно, что в этом случае при сильном превышении порога генерации амплитуда стационарных колебаний не зависит от величины внешнего воздействия.

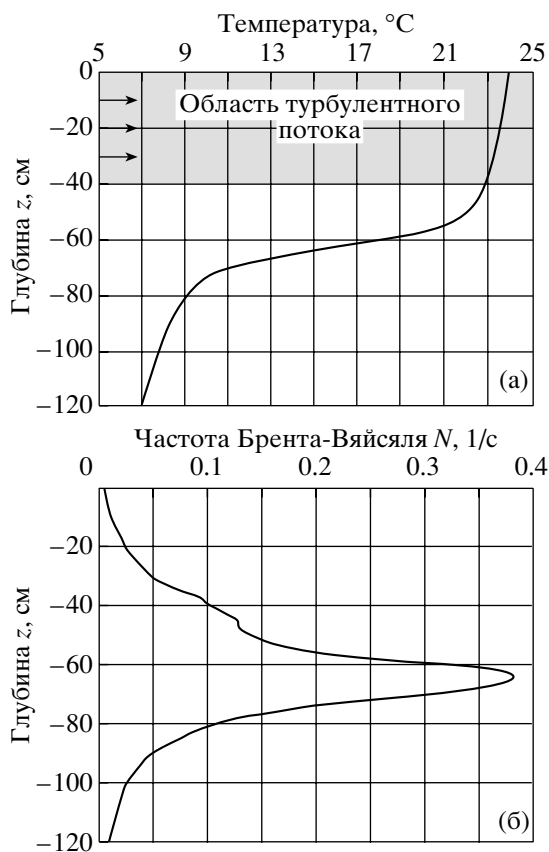


Рис. 1. Стационарные профили температуры (а) и частоты плавучести (б) в большом термостратифицированном бассейне.

Однако вблизи порога генерации такая зависимость появляется. И, наконец, наиболее достоверным признаком в [11] называется характерная зависимость стационарной амплитуды колебаний (или амплитуды насыщения) A от управляющего параметра: $|A| \sim \sqrt{R - R_c}$.

Эти особенности изучались, например, в работе [14], авторы которой интерпретировали колебания в слое смешения как результат развития глобально неустойчивой моды. Описанные характеристики колебаний являются лишь косвенными признаками возбуждения в системе глобальной моды. В то же время, они достаточно просты для проверки, поскольку требуют изучения только установившихся колебаний. Достоверным свидетельством возбуждения глобальной моды является наблюдение процесса установления колебаний [11], подобно тому, как это проделано в [12]. В этом случае можно экспериментально определить значения коэффициентов уравнения Гинзбурга–Ландау (см. [12]). В настоящей работе проверялось наличие только первого и третьего признаков, второй признак не исследовался, поскольку возбуждение волн волнопродуктором на

собственной частоте глобальной моды в данной установке неэффективно.

В разд. 1 описана лабораторная установка, измерительная аппаратура и методы обработки данных. В разд. 2 представлены некоторые характеристики осредненных полей температуры и скорости. В разд. 3 рассмотрены особенности возбуждения волновых возмущений и показано, с большой степенью достоверности, что в системе возбуждается глобально неустойчивая мода. Кроме того, обсуждаются физические причины неустойчивости и положительной обратной связи в системе, приводящие к возбуждению глобально неустойчивой моды. Модельное течение, в котором возможна абсолютная неустойчивость, приводящая к возникновению глобально неустойчивой моды, рассмотрена в разд. 4.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА, АППАРАТУРА, МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Геометрические размеры Большого Термостратифицированного Опытного Бассейна ИПФ РАН составляют: длина – 20 м, ширина – 4 м и глубина – 2 м. В бассейне создается профиль температуры термоклинного типа с перепадом температуры около 20°C и толщиной слоя скачка около 10 см. Стационарные профили температуры и частоты плавучести показаны на рис. 1. Принципиальная конструкция бассейна и способ создания температурной стратификации подробно описаны в [15].

Чтобы иметь возможность моделировать взаимодействие волн с потоками бассейн оборудован индуктором сдвиговых течений, предназначенным для создания неоднородного по скорости течения стратифицированной жидкости. Идея его конструктивного решения основана на использовании свойства устойчиво стратифицированной жидкости двигаться на уровне, соответствующем ее плотности. Габаритные размеры индуктора сдвиговых течений: длина 19.75 м, ширина – 3.4 м, высота – 1.3 м. Диапазон скоростей потока – 0.01–0.12 м/с, диапазон частот вращения двигателя – 10–200 1/с.

Индуктор течений (рис. 2) состоит из расположенных вдоль бортов бассейна трубопроводов (каналов) (1) с осевыми насосами (импеллерами) внутри них, поворотных колен в торцевых частях (2) и открытой рабочей части (3). Индуктор устанавливается на определенной глубине. Импеллеры, приводимые в движение от одного регулируемого по частоте вращения электропривода, обеспечивают заданную подачу жидкости. Конструкция трубы и поворотного колена, выполненного в виде диффузора с поворотными лопатками и выходной решеткой (хонейкомбом), обеспечи-

вает снижение уровня турбулентности в выходном потоке до 5%.

В открытой рабочей части поток ограничен по сторонам стенками каналов, сверху – свободной поверхностью, а снизу – слоем скачка плотности. В противоположном конце бассейна вода всасывается в конфузтор, площадь сечения входа которого равна площади выхода диффузора. Горизонтальность скорости потока на входе рабочей части обеспечивается за счет двух горизонтальных пластин, расположенных на выходе диффузора. Они схематично показаны на рис. 3 (б). Следует заметить, что такой способ выравнивания потока приводит к существенному повышению уровня турбулентности в окрестности этих пластин (см. ниже). Для его снижения установлены специальные решетки, гасящие турбулентные флуктуации рис. 3 (7).

Для измерения скорости потока использовались термоанемометры, обеспечивающие измерение скоростей в диапазоне 0.01–0.5 м/с с погрешностью 0.003 м/с и с постоянной времени 0.3 с. Использовался также трехкомпонентный акустический доплеровский измеритель скорости потока жидкости (ADV-Lab, Nortek AS). Он представляет собой высокоточный инструмент для измерения трех компонент скорости потока жидкости, осредненных по объему не более 0.25 см³. Датчик позволяет измерять скорости потока в диапазоне: 0.03–2.5 м/с с точностью 0.1 мм/с, при этом частота опроса составляет от 0.1 до 25 Гц.

Для измерения температуры использовались платиновые термометры сопротивления, позволяющие измерять значения температуры воды в диапазоне от 0° до 30°C с погрешностью не более 0.05°C и постоянной времени 0.3 с. Для получения профилей температуры и скорости производилось вертикальное сканирование водного слоя датчиками температуры и скорости со скоростью 0.5 см/сек в интервале 45 см в области термоклина. Такой режим позволял измерять профили температуры и скорости с разрешением 0.15 см. Кроме того, измерения температуры производились с помощью гирлянды из 14 электротермометров, размещенных на самоходной буксировочной тележке. Схема расположения измерительных устройств показана на рис. 3. Измерения мгновенных профилей модуля скорости $|u|(z)$ и температуры $t(z)$ (где z – вертикальная координата) производились при различных x от 50 см до 400 см с шагом 50 см (где x – горизонтальная продольная координата, отсчитываемая от диффузора) и различных расстояниях от центра бассейна $y = 0.50$ м (где y – горизонтальная поперечная координата, отсчитываемая от центра бассейна). Примеры мгновенных профилей скорости и температуры, измеренные как в присутствии решеток, гасящих турбулентность, так и в их отсут-

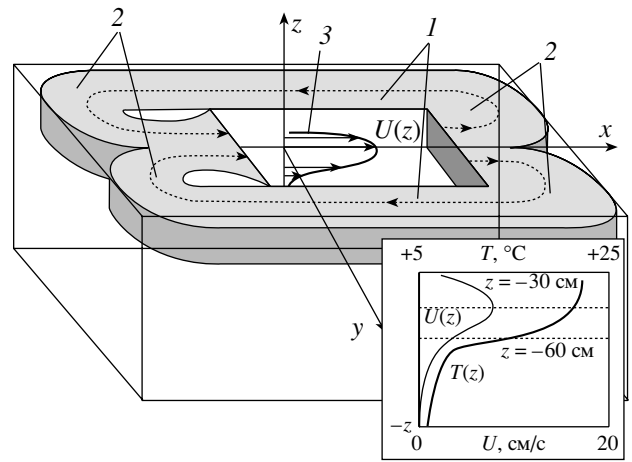


Рис. 2. Общая схема создания сдвигового течения в бассейне. 1 – каналы, 2 – поворотные колена, 3 – рабочая часть.

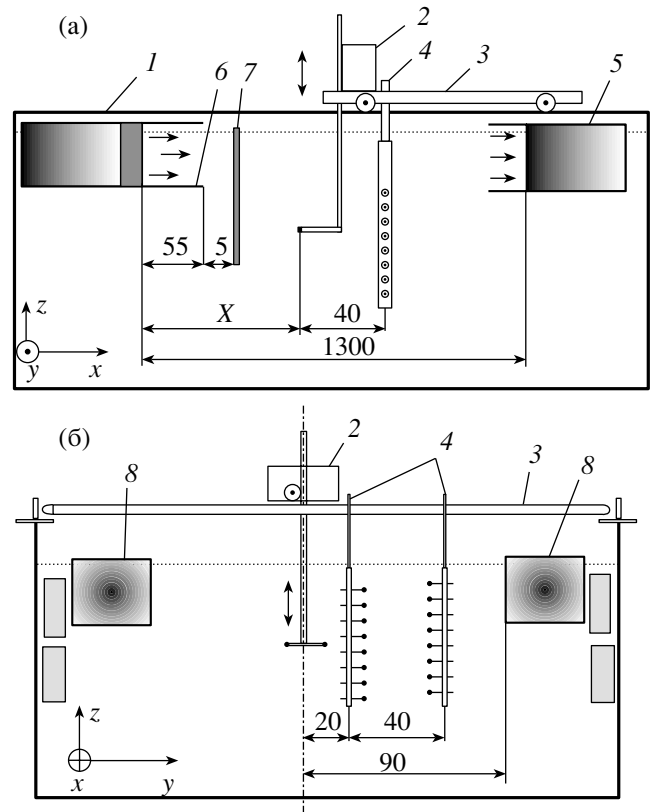


Рис. 3. Схема расположения измерительных устройств относительно индуктора течений: 1 – выходной блок индуктора с изменяемым сечением потока, 2 – система измерения профилей температуры и скорости потока, 3 – буксировочная тележка, 4 – гирлянда датчиков температуры, 5 – конфузтор, 6 – диффузор с горизонтальными пластинами для выравнивания скорости потока, 7 – решетки, гасящие турбулентные флуктуации, 8 – возвратные трубы.

вие, приведены на рис. 4а, 4б. Видно, что даже при наличии решеток эти зависимости имеют большую пульсационную компоненту, поэтому необходимо осреднение.

2. СРЕДНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ СДВИГОВОМ ПОТОКЕ

Профили температуры и скорости регистрировались с интервалом 3 мин. Поскольку характерный масштаб корреляции флуктуаций скорости и температуры был менее 25 с ($f = 0.04$ Гц), то случайные компоненты гидродинамических полей на различных профилях являлись статистически независимыми, поэтому усреднение по времени:

$$|\bar{u}| = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |u|^i$$

(где N – число измеренных профилей) эквивалентно усреднению по ансамблю, и при этом дисперсия флуктуаций убывает в N раз. В данном эксперименте при $N = 9$ дисперсия сохраняется все еще очень значительной. Для ее уменьшения вычислялось скользящее среднее с шириной окна $\delta = 12$ см.

Прежде, чем обсуждать полученные зависимости, обсудим смысл получаемых при осреднении величин. Представим мгновенные значения скорости \mathbf{u} и температуры t в виде суммы средних по ансамблю и пульсационных компонент:

$$\mathbf{u} = \langle U \rangle \mathbf{x}_0 + \mathbf{u}',$$

$$t = \langle t \rangle + t'.$$

Очевидно, что

$$\bar{t}(z) = \langle t \rangle.$$

В то же время, измерения с помощью термоанемометра дают значение модуля скорости:

$$|u| = [(\langle U \rangle + u'_1)^2 + u'^2_2 + u'^2_3]^{1/2}, \quad (1)$$

где u'_1, u'_2, u'_3 – компоненты пульсационной скорости. Отсюда ясно, что осредненное значение модуля достаточно сложно связано со средним профилем. При невысоком уровне турбулентности, когда $\langle U \rangle \gg |u'_1|, |u'_2|, |u'_3|$, из (1) следует

$$|\bar{u}| = \langle U \rangle + \frac{\langle u'^2_2 + u'^2_3 \rangle}{2\langle U \rangle}$$

Заметим, что при этом дисперсия флуктуаций модуля скорости

$$\sigma_u^2 = \langle u'^2_1 \rangle$$

В то же время из рис. 4а видно, что уровень турбулентности достаточно высок, а значит можно предположить, что $|\bar{u}|$ и $\langle U \rangle$ связаны более сложным образом. Сравнение профилей средней скорости, полученных с помощью термоанемометра и с помощью доплеровского акустического измерителя скорости, представлено на рис. 5. Видно, что профили довольно существенно отличаются друг от друга, особенно в областях малых скоростей потоков. Но, тем не менее, измерение с помощью термоанемометра вполне допустимо, по крайней мере в тех случаях, когда скорость потока не изменяет направление на некотором горизонте. Осуществлялась аппроксимация полученных профилей $|\bar{u}|(z)$ и $\bar{t}(z)$ с помощью аналитических функций:

$$\bar{t}(z) = t_0 + t'_z z + \frac{\Delta t}{2} \times \left[1 + \operatorname{th} \frac{z - z'_0}{\delta'_0} \left(1 + \frac{\alpha^t}{\operatorname{ch} \frac{2z - z'_1}{\delta'_1}} \right) \right], \quad (2)$$

$$|\bar{u}|(z) = \frac{\Delta U}{2} \left[1 + \operatorname{th} \frac{z - z''_0}{\delta''_0} \left(1 + \frac{\alpha''}{\operatorname{ch} \frac{2z - z''_1}{\delta''_1}} \right) \right]. \quad (3)$$

Параметр t'_z , определяющий градиент температуры в районе квазиоднородного слоя определялся с помощью линейной аппроксимации профиля $\bar{t}(z)$ на соответствующем участке. Параметр t_0 определялся по известному значению температуры вблизи дна $\bar{t}|_{z=-200 \text{ см}} = 5^\circ\text{C}$, откуда

$$t_0 = 5^\circ + 200t'_z.$$

Остальные параметры $\Delta t, z'_0, \delta'_0, \alpha^t, z'_1, \delta'_1$, а также $\Delta U, z''_0, \delta''_0, \alpha'', z''_1, \delta''_1$ определялись методом наименьших квадратов.

Хорошо известно, что необходимое условие неустойчивости стратифицированного сдвигового потока имеет вид: $\operatorname{Ri} < \frac{1}{4}$, где $\operatorname{Ri} = N^2/u_z^2$ – градиентное число Ричардсона. С использованием аппроксимаций (2) и (3) строились профили $\operatorname{Ri}(z)$ при различных скоростях вращения двигателя. Семейство таких профилей, измеренных при различных x при $D = 40$ см и $U = 120$ об/мин, изображено на рис. 6а. Видно, что профили изменяются довольно слабо. Характерной их особенностью является область выше термоклина, где число Ri меньше

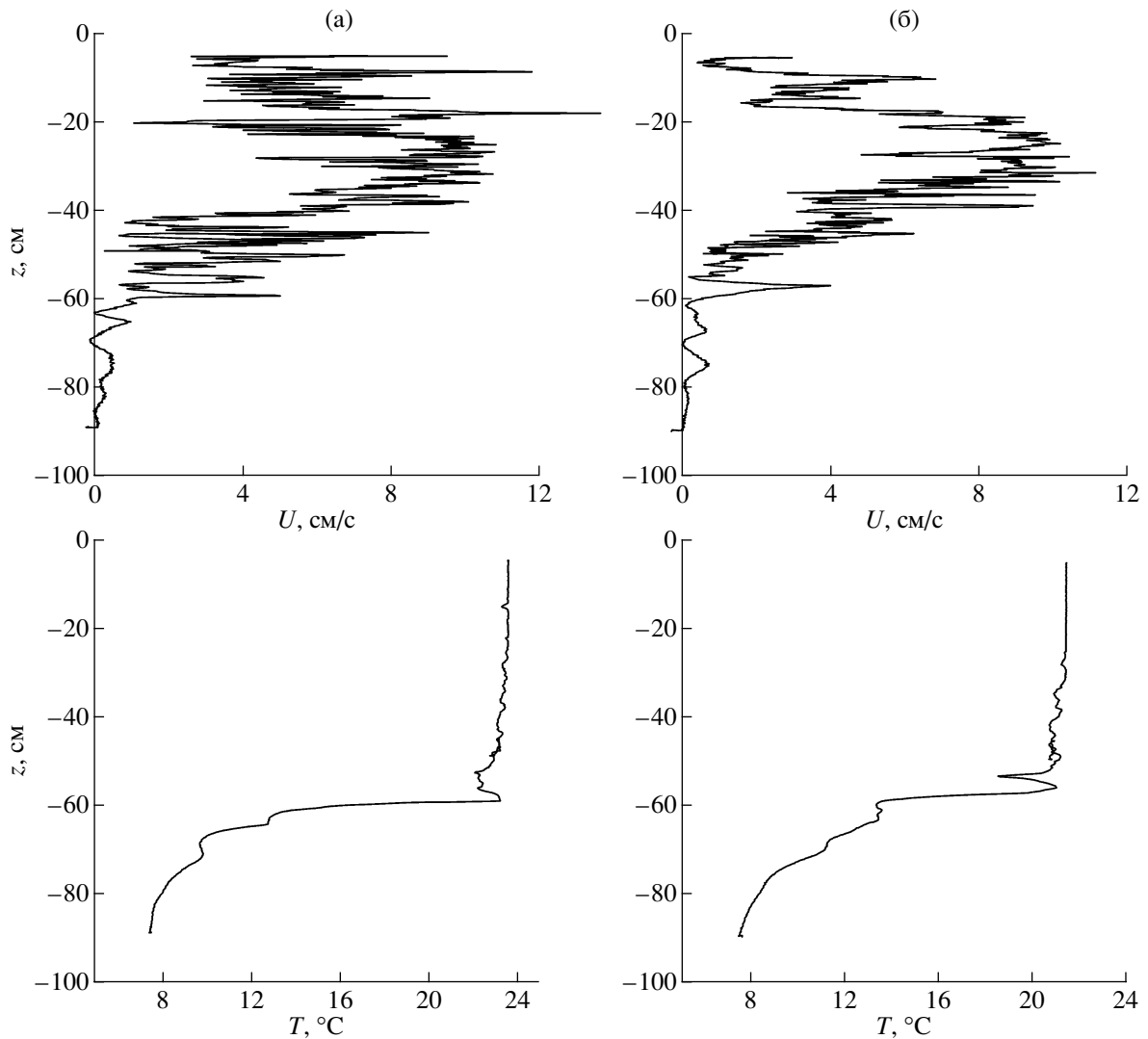


Рис. 4. Мгновенные профили скорости и температуры (а) – без решетки, (б) – с решеткой.

1/4, т.е. возникают условия для развития неустойчивости.

На рис. 6б представлены профили $Ri(z)$, полученные на расстоянии $x = 200$ м от диффузора при различных скоростях вращения двигателя. Видно, что при $U > 40$ об/мин возникает область, в которой $Ri < 1/4$, т.е. выполняется необходимое условие возникновения неустойчивости.

3. ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ СДВИГОВОМ ПОТОКЕ

При выполнении условия $Ri < 1/4$ стратифицированный сдвиговый поток становится неустойчивым, т.е. в нем могут нарастать начальные возмущения, вносимые в поток при срыве вихрей с пластин, ограничивающих сопло, при вибрациях и т.п. С целью изучения этих колебаний одновре-

менно с измерением профилей скорости и температуры производилась запись температуры на 14 горизонтах с помощью гирлянды электротермометров. Продолжительность записи составляла 2048 с с частотой опроса 1 Гц.

По данным измерений определялись осредненные спектры мощности колебаний температуры на всех горизонтах. Для этого весь период измерения разбивался на 16 интервалов по 128 точек, по которым вычислялись спектры мощности S_t^i . По полученным спектрам вычислялись средние спектры мощности колебаний температуры:

$$S_t(f) = \sum_{i=1}^{16} S_t^i.$$

На рис. 7 представлены спектры колебаний температуры на горизонте, где они имеют макси-

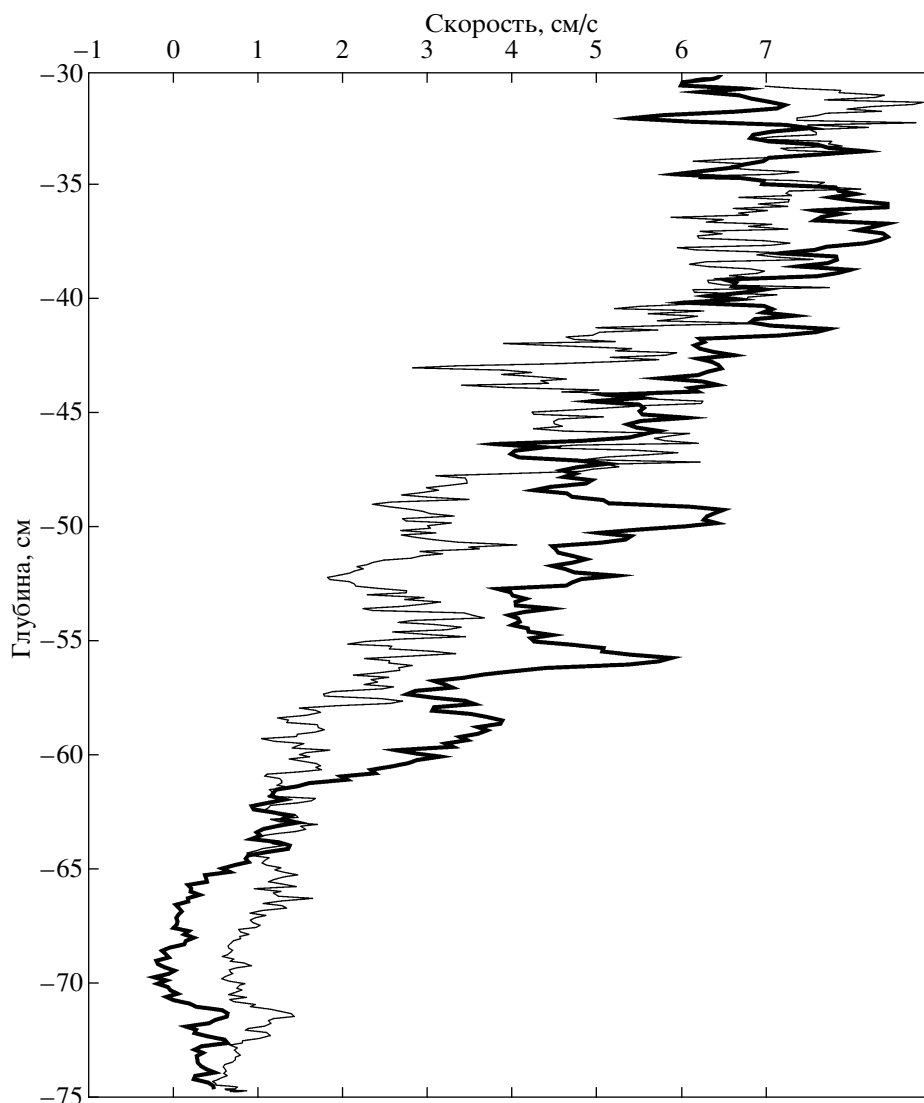


Рис. 5. Профили скорости, измеренные с помощью термоанемометра (тонкая линия) и акустического доплеровского измерителя скорости (широкая линия).

мальный размах как в присутствии решетки, гасящей турбулентность, так и в ее отсутствие. Видно, что при $U < 65$ об/мин. спектр колебаний широкий. Узкий пик при $f_0 = 0.05$ Гц появляется при $U \approx 65$ об/мин. Наличие такого узкого пика является признаком существования глобально неустойчивой моды в рассматриваемой системе [11]. Однако, как указано в [11], этот признак не является достаточным для утверждения о существовании такой моды, поэтому проверялось наличие еще одного признака. Согласно [11], амплитуда глобальной моды A удовлетворяет уравнению Гинзбурга–Ландау:

$$\frac{dA}{dt} = [\sigma_r + i\sigma_i](R)A - [l_r + il_i]|A|^2A + \beta.$$

Здесь R – управляющий параметр, $\sigma_r > 0$ при R большем критического значения R_{cr} , β – уровень шумов. В настоящей задаче роль управляющего параметра играет U – скорость вращения электродвигателя индуктора течений. При этом максимальное значение скорости на оси струи вблизи диффузора ΔU (см. (3)) пропорционально U : $\Delta U \approx 0.1U$. Уровень шумов определяют турбулентные флуктуации, присутствующие в потоке изначально. Для стационарных колебаний имеем

$$\alpha|A|(U - U_{cr}) - |A|^3\gamma + \beta = 0. \quad (4)$$

При достаточно большой надкритичности, когда $\alpha|A|(U - U_{cr}) \gg \beta$, из (4) следует $|A| \approx \sqrt{(U - U_{cr})\alpha/\gamma}$ – типичную корневую зависимость амплитуды от управляющего параметра.

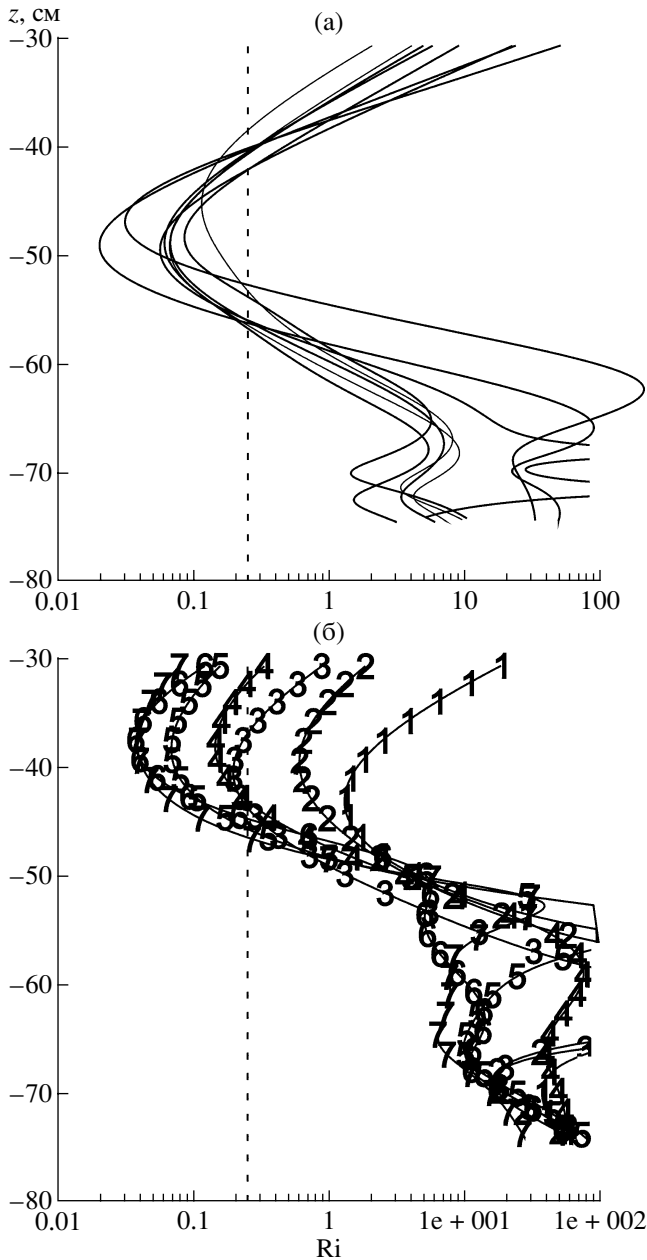


Рис. 6. Профили $Ri(z)$, а – полученные при различных x , $D = 40$ см, $U = 120$ об/мин; б – полученные при различных скоростях вращения двигателя. (1 – $U = 20$ об/мин, 2 – $U = 30$ об/мин, 3 – $U = 40$ об/мин, 4 – $U = 55$ об/мин, 5 – $U = 65$ об/мин, 6 – $U = 75$ об/мин, 7 – $U = 100$ об/мин), пунктир – $Ri = 0.25$, $x = 200$ см.

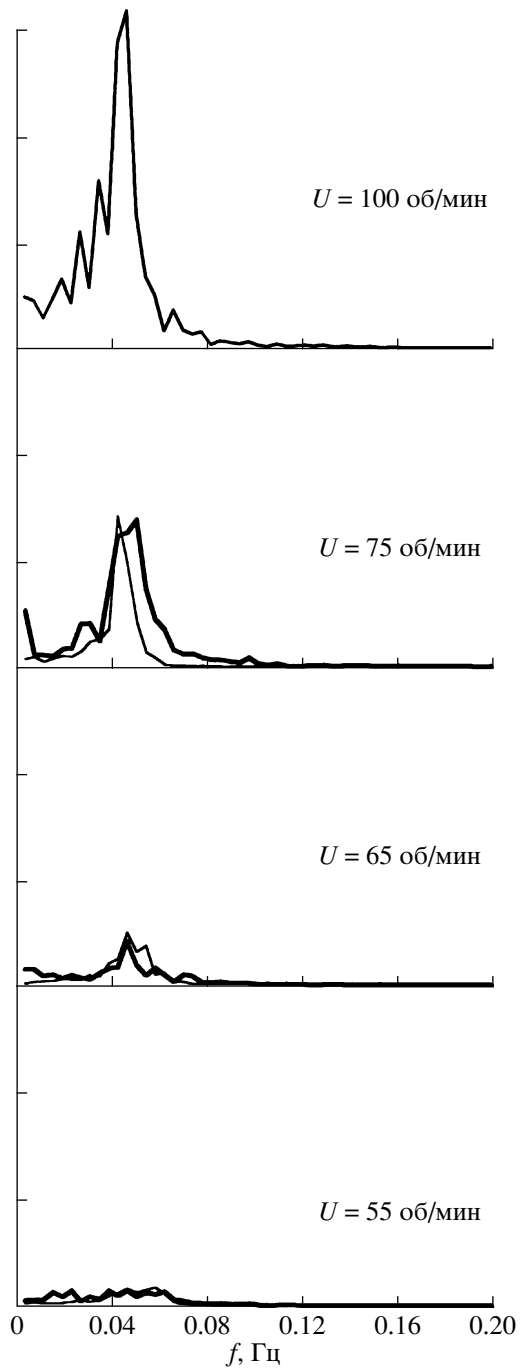


Рис. 7. Безразмерные спектры колебаний температуры. Жирная линия – без решетки, тонкая линия – с решеткой.

Для проверки выполнения соотношения (4) измерялись колебания температуры при различных скоростях вращения двигателя U . На рис. 8 показана зависимость дисперсии флуктуаций температуры от скорости вращения электродвигателя. При наличии квазигармонических колебаний дисперсия флуктуаций температуры практически равня-

лась квадрату амплитуды этих колебаний, поскольку, как можно видеть из спектров, представленных на рис. 7, основная энергия сосредоточена в узком частотном интервале вблизи пика. Параметры α , β , γ подбирались методом наименьших квадратов из условия соответствия экспериментальным точкам. Видно, что при достаточно боль-

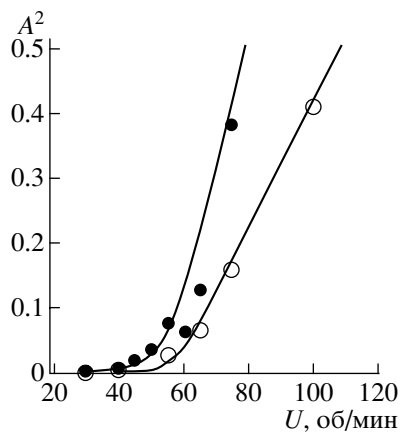


Рис. 8. Зависимость квадрата амплитуды колебаний температуры от частоты вращения электродвигателя течений. \circ – эксперименты без решетки, \bullet – эксперименты с решеткой. Кривые представляют зависимость $A^3 - \alpha(U - U_{cr})A - \beta = 0$, в которой параметры и определяются методом наименьших квадратов.

шой надкритичности экспериментальные точки хорошо ложатся на характерную корневую зависимость амплитуды от управляющего параметра.

Обсудим кратко роль турбулентных флуктуаций. Видно, что если определять по экспериментальным кривым значения критического параметра U_{cr} , то он очень мало зависит от энергии турбулентных флуктуаций (с решеткой и без решетки получается $U_{cr} \approx 59$ об/мин). Это свидетельствует о том, что критическая скорость определяется главным образом свойствами среднего течения (которые изменяются слабо), а не турбулентными флуктуациями (которые изменяются сильно). Следует отметить достаточно сильное влияние турбулентных флуктуаций на характеристики глобально неустойчивой моды. В частности, они сильно влияют на ширину резонансного пика в спектре. Так, хотя $U_{cr} = 59$ об/мин, выраженный узкий пик в спектре виден только при $U = 65$ об/мин (см. рис. 7).

Итак, характерная зависимость амплитуды от управляющего параметра указывает на то, что в системе возбуждаются автоколебания или, по терминологии [11] глобально неустойчивая мода. Для понимания природы автоколебаний необходимо найти механизмы неустойчивости и положительной обратной связи.

Механизм дестабилизации может быть обусловлен гидродинамической неустойчивостью страти-

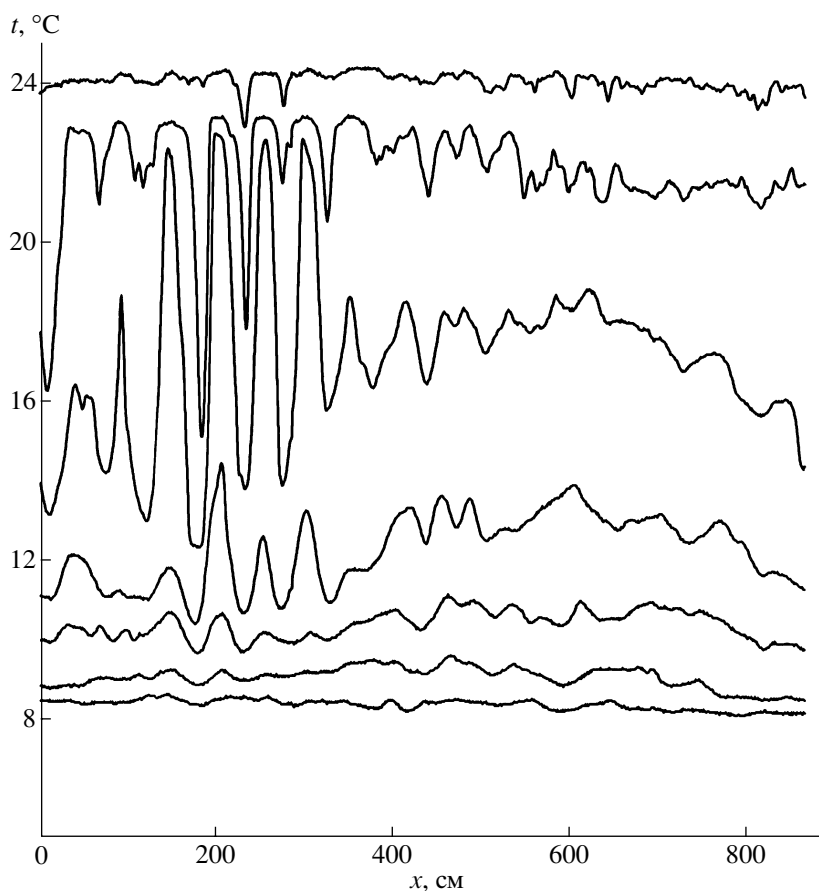


Рис. 9. Пространственный разрез поля температуры. Скорость буксировки гирлянды термисторов $v = 10$ см/с, $dx = 1$ см.

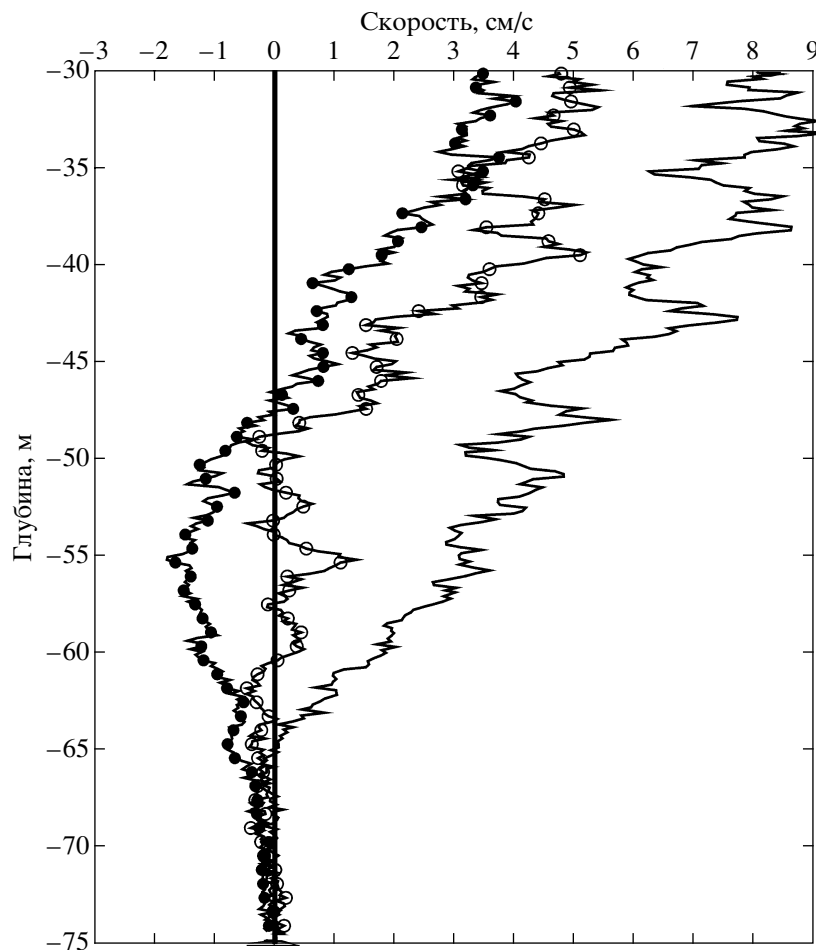


Рис. 10. Профили горизонтальной скорости на различных расстояниях от оси бассейна — $y = 0$, \circ — $y = 40$ см, \bullet — $y = 80$ см.

фицированного сдвигового потока. Так, из рис. 6б видно, что уже при $U > 40$ об/мин в потоке выполняется необходимое условие неустойчивости Майлса–Ховарда $Ri < 1/4$.

Вопрос о механизме положительной обратной связи более сложен. Возможны два варианта в зависимости от характера локальной неустойчивости стратифицированного сдвигового турбулентного потока. Если неустойчивость конвективная, то глобально-неустойчивая мода может возникать только за счет конструктивных особенностей бассейна (отражения волн от его задней стенки, передачи колебаний по трубам, обеспечивающим возвратное течение жидкости и т.п.). Другая возможность может быть реализована, если в свободном потоке возможна абсолютная неустойчивость. В этом случае глобальная мода может появиться при смене характера локальной устойчивости течения вдоль потока: абсолютная, конвективная неустойчивость, устойчивость [10, 11]. В пользу последнего механизма говорит следующий факт. Было произведено измерение продольной пространственной структуры колебаний. Для

этого датчики температуры размещались на тележке, и она перемещалась вдоль бассейна с постоянной скоростью. Полученный горизонтальный разрез поля температуры показан на рис. 9. Видно, что существенный уровень колебаний присутствует только вблизи диффузора индуктора течений. Это свидетельствует о том, что осцилляции определяются собственной динамикой струи, а не связаны с отражением от задней стенки бассейна. При этом глобально-неустойчивая мода могла бы существовать, если бы были обеспечены условия существования абсолютной неустойчивости. Известно, что для струйных течений, подобных тому, которое создавалось в бассейне, условия существования абсолютной неустойчивости выполняются только при наличии противотечения [11].

Были проведены измерения вертикальных профилей горизонтальной скорости на различных расстояниях от оси бассейна с помощью доплеровского акустического измерителя скорости, позволяющего определять направление вектора скорости. Результаты измерений показаны на рис. 10. Из рисунка видно, что в середине бас-

сейна противотечение отсутствует. Оно имеется вблизи стенок бассейна над термоклином. Возможная причина происхождения такого противотечения следующая. Конструктивные особенности индуктора течений таковы, что его рабочая часть расширяется вниз по потоку, что приводит к уменьшению скорости и росту давления. Известно, что в течениях с положительным градиентом давления возникает рециркуляционное течение в пристеночной области, и может даже происходить отрыв пограничного слоя [16]. При этом противотечение возникает выше термоклина, поскольку градиент плотности препятствует проникновению движений в толщу жидкости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом настоящей работы является наблюдение самовозбуждения внутренних волн в турбулентном стратифицированном сдвиговом потоке в большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН с индуктором течений. Эти волны возникают при превышении скоростью потока некоторого критического значения. При этом, поскольку скорость потока существенно изменяется вдоль бассейна, то в качестве управляющего параметра удобно выбирать частоту вращения электродвигателя индуктора течений, создающего этот поток. Волны возникают при частоте вращения электродвигателя, превышающей критическую.

В спектре генерируемых волн имеется достаточно узкий пик с частотой максимума около 0.05 ± 0.01 Гц шириной на уровне 0.5 по мощности 0.015 Гц. При достаточно большой надкритичности амплитуда соответствующих этому пику квазигармонических колебаний A зависит от управляющего параметра следующим образом: $A = \sqrt{U - U_{cr}}$ где $U_{cr} = 59$ об/мин. Наличие этих двух признаков позволило интерпретировать наблюдаемые осцилляции как автоколебания или глобально неустойчивую моду [11].

Можно ожидать, что подобное явление будет наблюдаться в морских проливах, для которых характерны интенсивные течения, устойчивая стратификация морской воды термоклинного типа, и кроме того, возможна геометрия берегов, обеспечивающая возникновение противотечений. Основываясь на данных нашего эксперимента, сделаем оценки скоростей течений, необходимых для возникновения автоколебаний на течениях в проливах, с учетом масштабных коэффициентов большого бассейна. Так, стратификация, создаваемая в бассейне, позволяет моделировать толщину сезонного океанского термоклина в масштабе $L_{\text{tank}}/L_{\text{sea}} \sim 1/1000$, при этом перепад температур, создаваемый в бассейне, порядка природного. Отсюда следует, что частота плавучести модели-

руется в масштабе $N_{\text{tank}}/N_{\text{sea}} \sim (L_{\text{sea}}/L_{\text{tank}})^{1/2} \sim 33$. Заметим, что критерий сдвиговой неустойчивости $Ri < 1/4$ определяется числом Ричардсона $Ri = N^2/(dU/dz)^2$. Чтобы обеспечить моделирование по числу Ричардсона, надо, чтобы отношение скоростей потоков $U_{\text{sea}}/U_{\text{tank}} \sim (L_{\text{sea}}/L_{\text{tank}})^{1/2} \sim 33$. Как показал эксперимент, глобально неустойчивая мода наблюдается при скорости вращения электродвигателя больше 59 об/мин, что соответствует скорости на оси струи примерно 6 см/с. С учетом этого получаем оценку скорости потока, необходимой для возникновения глобально неустойчивой моды, $U_{\text{sea}} \sim 2$ м/с. Такие скорости течений часто наблюдаются в проливах [2], и можно ожидать генерации интенсивных внутренних волн с узкими частотными спектрами, имеющих автоколебательную природу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов № 98-05-65128, 00-15-99399, 00-15-96772). Особая благодарность Министерству промышленности, науки и технологий РФ за финансирование программы поддержки уникальных установок РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Овчинников И.М., Кривошея В.Г., Осадчий А.С.* Некоторые особенности структуры и динамики гидрофизических полей в зоне течения Ломоносова на меридиане 18°30'W // Изменчивости океана и атмосферы в экваториальной Атлантике (исследования по программе ПГЭП). М.: Наука, 1982. С. 50–60.
2. Farmer D.M., Armitage L. The flow of Atlantic water through the Strait of Gibraltar // *Progr. Oceanogr.* 1988. V. 21. P. 1.
3. Woods J.D. Wave induced shear instability in the summer thermocline // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 32. P. 791.
4. Holmboe J. On the behaviour of symmetric waves in stratified shear flows // *Geophys. Publ.* 1962. V. 24. P. 67.
5. Hazel P. Numerical studies of stability of inviscid stratified shear flow // *J. Fluid Mech.* 1972. V. 51. P. 39.
6. Browand F.K., Winant C.D. Laboratory observations of shear-layer instability in a stratified fluid // *Boundary Layer Meteorol.* 1973. V. 5. P. 67.
7. Koop G.C., Browand F.K. Instability and turbulence in a stratified fluid with shear // *J. Fluid Mech.* 1979. V. 93. Pt1. P. 135–159.
8. Showalter D.G., Van-Atta C.W., Lasheras J.C. A study of streamwise vortex structure in a stratified shear layer // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 281. P. 247–291.
9. Монин А.С., Озмидов П.В. Океанская турбулентность // Л.: Гидрометеиздат, 1981.
10. Chomaz J.M., Huerre P., Redekopp L.G. Bifurcation to local and global modes in spatially developing flows // *Phys. Rev. Letters.* 1988. V. 60. № 1. P. 25–28.
11. Huerre P., Monkewitz P.A. Local and global instabilities in spatially developing flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1990. V. 22. P. 473.

12. *Shumm M., Berger E., Monkewitz P.A.* Self-excited oscillations in the wake of two-dimensional bluff bodies and their control // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 271. P. 17–53.
13. *Deissler R.J.* Spatially growing waves, intermittency and convective chaos in an open-flow system // *Physica D.* 1987. V. 25. № 2. P. 233–260.
14. *Strykovsky P.J., Niccum D.L.* The stability of counter-current mixing layer in circular jet // *J. Fluid Mech.* 1991. V. 227. P. 309–343.
15. *Арабаджи 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 / Ред. Е.Н. Пелиновский, В.И. Таланов, 1999. Т. 2. С. 231–251.
16. *Бетчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 759 с.