

Зависимость скорости диссипации турбулентной энергии и вертикального обмена от стратификации по обобщенным экспериментальным данным (сравнение с существующими моделями)

В работе анализируются приведенные в литературе результаты измерений скорости диссипации турбулентной энергии и распределения частоты плавучести с глубиной для различных районов естественных стратифицированных бассейнов. По данным измерений исследуется характер зависимости скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести в верхнем стратифицированном слое и основном пикноклине с целью проверки известных к настоящему времени моделей вертикального обмена в стратифицированных бассейнах за счет сдвиговой неустойчивости в поле инерционно-гравитационных внутренних волн.

Ключевые слова: стратифицированные бассейны, внутренние волны, сдвиговая неустойчивость, вертикальное перемешивание, диссипация энергии.

Введение. Настоящая работа имеет целью более полную экспериментальную проверку развитого нами ранее подхода для установления зависимости скорости диссипации энергии и коэффициента вертикальной турбулентной диффузии от параметров стратификации. В литературе представлено немало примеров прямых и косвенных расчетов распределений скорости диссипации турбулентной энергии и связанного с ней коэффициента вертикальной турбулентной диффузии по глубине. Эта информация необходима для оценок интенсивности вертикального обмена теплом и растворенными химическими веществами, а также его изменчивости в зависимости от изменяющихся внешних условий.

По различным оценкам ключевым механизмом для поддержания перемешивания и вертикального обмена в основной толще стратифицированной части природных бассейнов является сдвиговая неустойчивость в поле квазиинерционных внутренних волн, представляющих собой почти горизонтальные стратифицированные периодические по глубине сдвиговые течения [1, 2].

Поскольку прямые измерения скорости диссипации энергии или коэффициента вертикальной диффузии связаны, как правило, с определенными трудностями по причине использования специальной измерительной аппаратуры, возникает необходимость построения физических моделей исследуемых процессов с применением, в данном случае, спектральных моделей для внутренних волн в океане. Основным параметром внешней среды в этих моделях рассматривается частота Вайсяля – Брента (частота плавучести) $N = \sqrt{(g / \rho_0)(\partial \rho / \partial z)}$, где g – ускорение свободного падения, ρ_0 – характерная плотность жидкости в слое, ρ – среднее распределение плотности жид-

кости по глубине, z – вертикальная координата. В наиболее известной модели такого рода, построенной Греггом в работе [2], используются в качестве основы модель климатического спектра Гаррета – Манка [3], а также подход к проблеме, разработанный в статье [4]. В итоге модельная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ имеет вид

$$\varepsilon \propto N^2. \quad (1)$$

Следует особо подчеркнуть, что полученная зависимость описывает весь стратифицированный слой, начиная с глубины залегания максимума частоты плавучести в верхнем стратифицированном слое. Такая же зависимость $\varepsilon(N)$ предлагается в моделях из статей [5, 6].

В работе [7], основанной на использовании спектрального подхода, развитого нами ранее в статьях [8, 9], построена альтернативная модель для описания зависимости $\varepsilon(N)$, в которой предлагаются отличающиеся друг от друга соотношения:

для основного пикноклина

$$\varepsilon \propto N^3 \quad (2)$$

и верхнего стратифицированного слоя

$$\varepsilon \propto N^3 |\partial N / \partial z|^{-1}. \quad (3)$$

На протяжении многих лет для описания поля внутренних волн в стратифицированном океане и связанных с ними процессов перемешивания и вертикального обмена используется климатический спектр Гаррета – Манка [3]. Указанный спектральный подход служит инструментом для анализа данных измерений, относящихся к волновым и мелкомасштабным флуктуациям характеристик в стратифицированной жидкости. Суть этого полуэмпирического подхода состоит в том, что с использованием известных соотношений, в частности дисперсионного соотношения, конструируются аналитические степенные формы одномерных спектров и затем на основе анализа массива натуральных данных подбираются значения показателей степени. В качестве очевидного недостатка такого подхода можно указать на зависимость формы модельного спектра от усвоенных данных измерений. В наших работах [8, 9] построена модель климатического спектра внутренних волн, основанная на решении спектрального уравнения и не требующая привлечения данных измерений для построения формы спектров. Определение уровня спектра, зависящего от интенсивности источников внутренних волн и ее изменчивости для каждого из исследуемых районов, является по-прежнему отдельной задачей.

В представленной работе проводится анализ результатов измерений скорости диссипации турбулентной энергии в основном пикноклине и верхнем стратифицированном слое для различных районов естественных бассейнов и их сравнение с нашими модельными распределениями $\varepsilon(N)$ из статьи [7]. Следует сказать, что указанная модель, так же как и другие модели подобного рода, предназначена для описания средних условий в районах, где преобладающим фактором вертикального турбулентного обмена служит механизм

сдвиговой неустойчивости в поле инерционно-гравитационных внутренних волн.

В настоящей работе модельные распределения исследуемых характеристик для различных рядов измерений восстанавливались следующим путем. Модельное степенное распределение $N(z)$ рассчитывалось с помощью процедуры аппроксимации измеренного распределения степенной функцией $N \propto 1/z^\alpha$ с использованием метода наименьших квадратов. После этого модуль производной частоты плавучести по вертикальной координате можно выразить через N соотношением

$$|\partial N / \partial z| \propto N^{(\alpha+1)/\alpha}. \quad (4)$$

Подставляя это выражение в (3), получаем искомую модельную зависимость $\varepsilon(N)$ для верхнего стратифицированного слоя

$$\varepsilon \propto N^\beta = N^{2-(1/\alpha)}. \quad (5)$$

Таким образом, мы восстанавливаем степенную модельную зависимость $\varepsilon(N)$, а затем сравниваем ее с измеренной зависимостью, аппроксимированной с помощью степенной функции. Для подобного сравнения в условиях основного пикноклина требуется только процедура степенной аппроксимации измеренного распределения $\varepsilon(N)$. Следует отметить, что альтернативная аппроксимация распределения $N(z)$ посредством, например, экспоненциальной функции (которая используется в модели Гаррета – Манка, а также в ряде других работ) привела бы к квадратичной модельной степенной зависимости $\varepsilon(N)$ в верхнем стратифицированном слое (при этом в основном пикноклине сохраняется модельная зависимость (2)). Однако, как будет показано ниже, данные измерений в целом противоречат этому результату.

Укажем, что для анализа данных измерений во всех привлекаемых нами работах [10 – 19] скорость диссипации энергии на единицу массы вычисляется следующим образом:

$$\varepsilon = 7,5\nu \langle u_z'^2 \rangle, \quad (6)$$

где ν – молекулярная вязкость морской воды, $\langle u_z'^2 \rangle$ – осредненный квадрат вертикального сдвига мелкомасштабных флуктуаций горизонтальной скорости течения.

В процессе анализа данных измерений ряды распределений по глубине для частоты плавучести и скорости диссипации энергии восстанавливались нами путем оцифровки графиков, приведенных в рассматриваемых статьях [10 – 19], с помощью имеющегося для этих целей программного обеспечения.

Ниже приводятся результаты анализа данных измерений в различных районах Мирового океана. Все рисунки, содержащие аппроксимации экспериментальных зависимостей $\varepsilon(N)$ степенными функциями, снабжены оценками достоверности аппроксимации R^2 .

Анализ данных измерений из работы Грегга [2]. Модель, построенная Греггом для описания зависимости скорости диссипации кинетической энергии за счет сдвиговой неустойчивости в поле инерционно-гравитационных внутренних волн, имеет следующий вид:

$$\varepsilon = 7 \cdot 10^{-10} \left\langle \frac{N^2}{N_0^2} \right\rangle \left\langle \frac{S_{10}^4}{S_{GM}^4} \right\rangle. \quad (7)$$

Здесь N – частота плавучести; $N_0 = 5,2 \cdot 10^{-3} 1/c$; S_{10} – наблюдаемый сдвиг скорости в поле внутренних волн с вертикальным масштабом, превышающим 10 м; S_{GM} – соответствующий сдвиг скорости в спектре Гаррета – Манка. Таким образом, получена степенная зависимость скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести (1) для всего стратифицированного слоя.

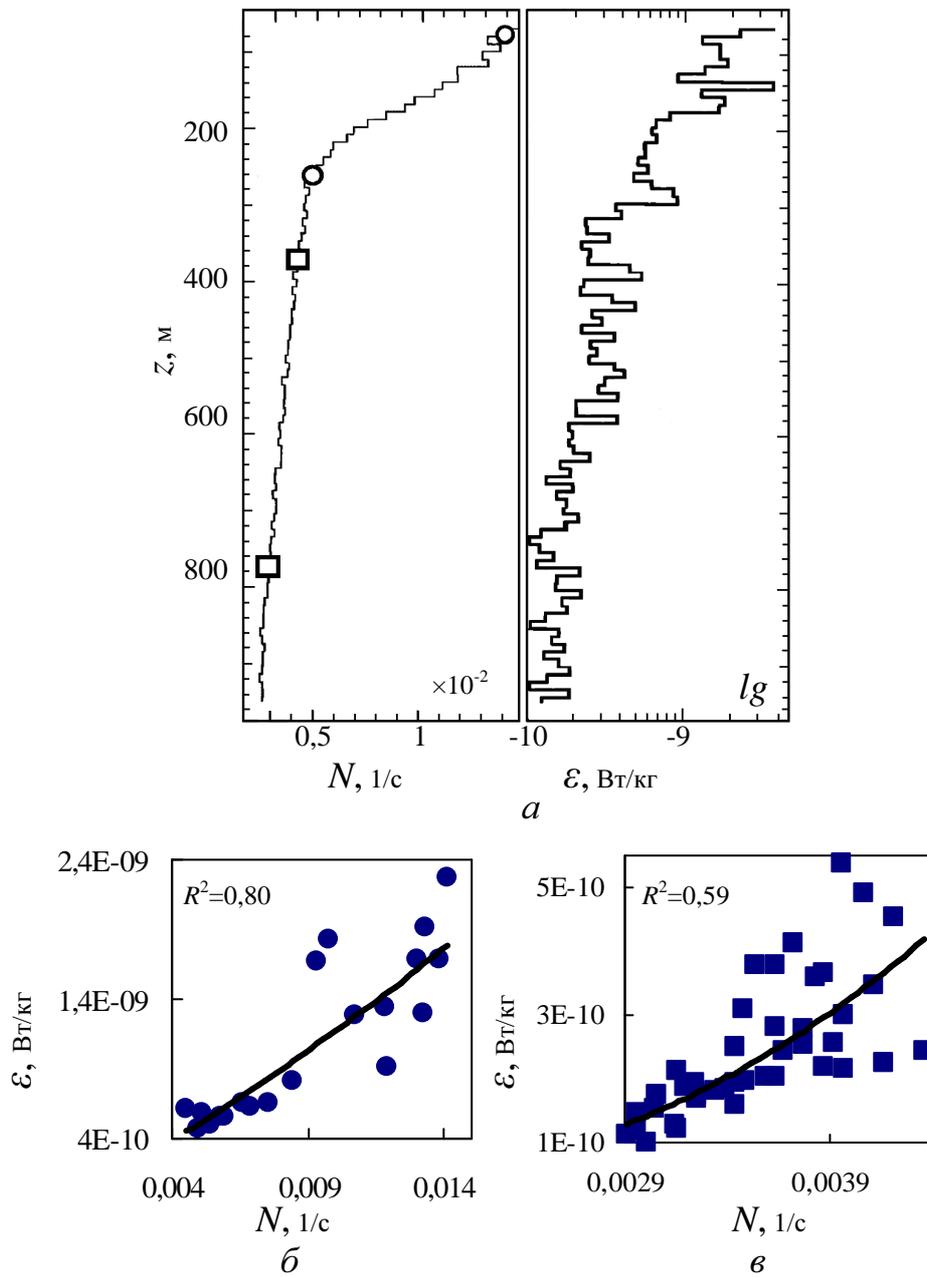
Проанализируем подробнее представленный результат. Для этого рассмотрим распределения скорости диссипации энергии и частоты плавучести по глубине (рис. 1, *a*), полученные на основе данных натуральных измерений, которые использовал автор для сравнения с построенной им моделью.

Рассмотрим степенную зависимость $\varepsilon(N)$ по результатам натуральных измерений для всего исследованного диапазона глубин. Рассчитанная нами степенная зависимость $\varepsilon \propto N^{1,61}$, несколько отличаясь, удовлетворительно соответствует по показателю степени при N модели Грегга $\varepsilon \propto N^2$.

Рассмотрим теперь экспериментальные зависимости для двух диапазонов глубин, предложенных в нашей модели: верхнего стратифицированного слоя и основного пикноклина. Степенная зависимость $\varepsilon(N)$ для диапазона глубин 70 – 268 м (верхний стратифицированный слой, рис. 1, *b*) имеет вид $\varepsilon \propto N^{1,21}$, а соответствующая зависимость $\varepsilon(N)$ для диапазона глубин 368 – 768 м (основной пикноклин, рис. 1, *в*) описывается соотношением $\varepsilon \propto N^{2,9}$.

Анализ результатов измерений, которые использовались Греггом для сравнения с результатами моделирования в основном пикноклине, показал, что экспериментальные данные точнее описываются предложенной нами моделью [7]. Рассчитанную экспериментальную зависимость для верхнего стратифицированного слоя, заметно отличающуюся от результата (1), можно сравнить с модельной зависимостью в заключительной части статьи.

Для получения более полного представления об экспериментальных зависимостях $\varepsilon(N)$, а также сравнения их с результатами существующих моделей ниже приводится анализ данных натуральных измерений в основном пикноклине и верхнем стратифицированном слое для различных районов океана.



Р и с. 1. Исходные зависимости $N(z)$, $\epsilon(z)$ из работы [2] (а) (диапазон глубин между кружками – верхний стратифицированный слой, между квадратиками – основной пикноклин), а также рассчитанные степенные зависимости $\epsilon(N)$ для верхнего стратифицированного слоя (б) и основного пикноклина (в)

Анализ данных измерений в основном пикноклине.

Пролив Лусон (Южно-Китайское море) [10]. В статье описаны данные измерений, собранные в рамках эксперимента *IWME (Internal Wave and*

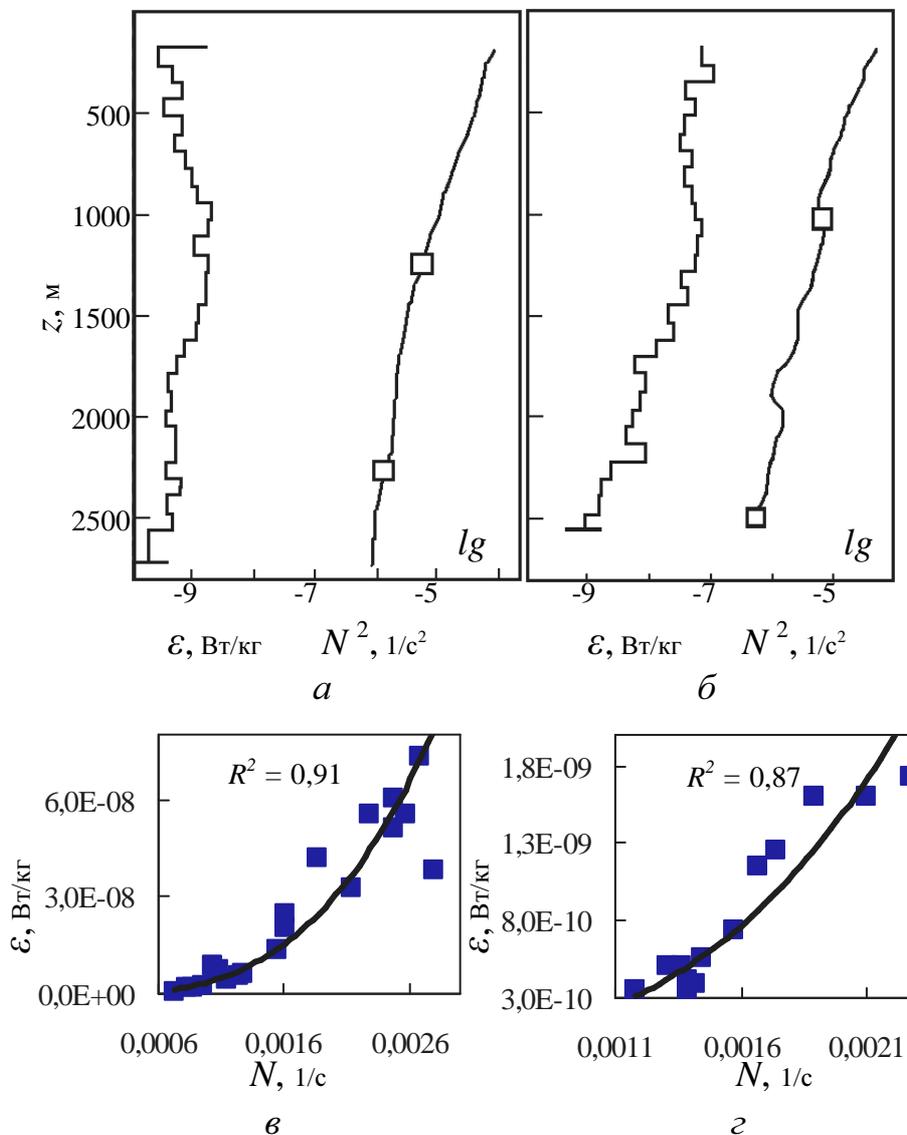
Mixing Experiment). В процессе проведения программы было выполнено пять рейсов с апреля 2004 г. по декабрь 2006 г. в Южно-Китайском море (разрез А), проливе Лусон (разрезы В, D) и прилегающей к нему акватории Тихого океана (разрез С). Для измерений использовался низкочастотный акустический зонд *LADCP* и микроструктурный зонд *TurboMAP*. Всего в исследуемом районе было выполнено 500 зондирований по четырем разрезам. Для анализа нами были использованы данные разреза С (полностью располагающегося в акватории открытого океана) и разреза В (большая часть которого находится в этой области). В полузамкнутом сравнительно небольшом бассейне Южно-Китайского моря, как отмечают сами авторы, наблюдаются интенсивные процессы перемешивания, которые не входят в рамки данного рассмотрения. Среди механизмов, вызывающих здесь перемешивание вод, отмечаются интенсивные внутренние волны (образующие боры и солитоны), которые формируются из океанских приливных внутренних волн, трансформирующихся при прохождении пролива Лусон, а также затоки вод из Тихого океана через пролив, формирующие интрузии и усиливающие перемешивание и вертикальный обмен. Кроме того, ввиду сравнительно небольших размеров моря, в его основном пикноклине существенный вклад в диссипацию энергии и вертикальный обмен могут вносить придонное трение и геотермальный поток тепла на наклонном дне, как это происходит, например, в полузамкнутом бассейне Кариако (Венесуэла) [11].

На рис. 2 представлены исходные осредненные распределения $\varepsilon(z)$, $N(z)$ (рис. 2, а, б) и рассчитанные степенные зависимости скорости диссипации энергии от частоты плавучести по разрезам В и С. Степенная зависимость $\varepsilon(N)$ в диапазоне глубин 812 – 2515 м для разреза В (основной пикноклин) имеет вид $\varepsilon \propto N^{3,00}$ (рис. 2, в), а соответствующая степенная зависимость в диапазоне глубин 1232 – 2265 м для разреза С (основной пикноклин) описывается соотношением $\varepsilon \propto N^{2,96}$ (рис. 2, г).

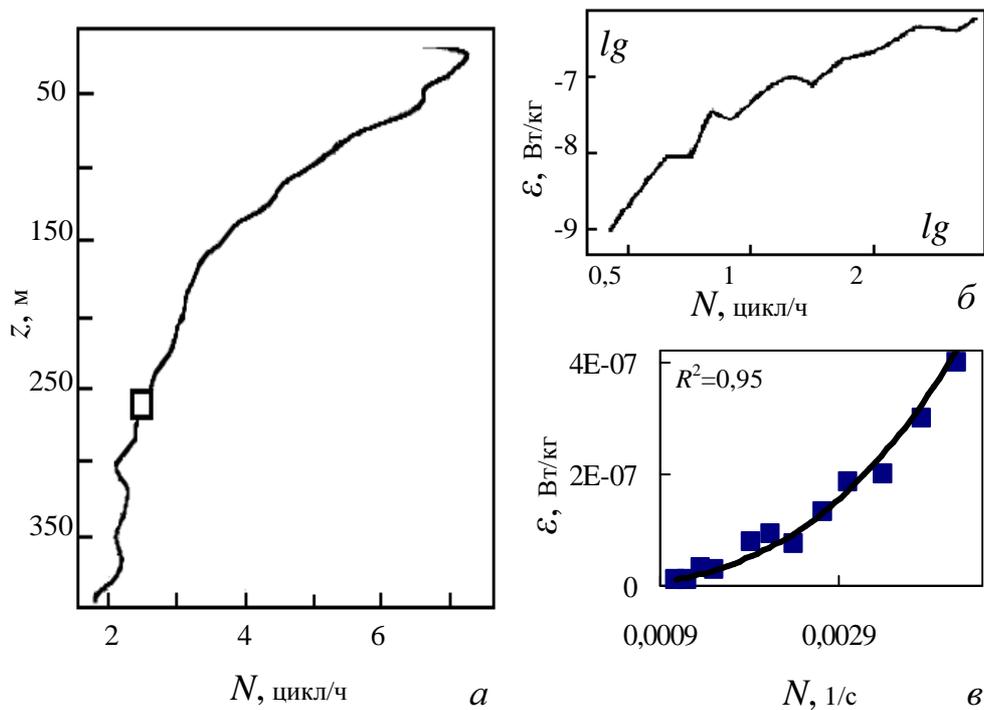
П-ов Калифорния (м. Аргуэлло) [12]. Для сбора данных в рамках эксперимента *MBL I (Marine Boundary Layer)* использовались восьмилучевая гидролокационная станция и *CTD*-зонд, располагавшиеся с февраля по март 1995 г. на плавучей исследовательской платформе *FLIP*, которая находилась в 30 км к западу от м. Аргуэлло. Глубина места составляла 1500 м.

На рис. 3, а показано распределение частоты плавучести с глубиной. Квадратиком отмечена глубина, ниже которой в статье [12] определялась зависимость скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести. Здесь следует обратить внимание на то, что распределение $N(z)$ представлено на рисунке не полностью, а лишь в интервале от 2,6 до 1,82 цикл/ч, тогда как распределение скорости диссипации энергии в зависимости от N (рис. 3, б) показано до значения $N = 0,6$ цикл/ч. Если учесть при анализе весь

использованный в этой статье интервал значений N , то рассчитанная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ (основной пикноклин) выглядит так: $\varepsilon \propto N^{2,64}$ (рис. 3, в). Отметим, что значение показателя степени при N , близкое к полученному нами [7] модельному значению 3, достигается в том случае, когда начальное (по глубине) значение N выбирается равным 1,4 цикл/ч. Однако это значение находится в диапазоне величин N , не представленном на рис. 3, а.



Р и с. 2. Исходные зависимости $\varepsilon(z)$, $N(z)$ для разрезов В (а) и С (б) из работы [10] (диапазоны глубин между квадратиками – основной пикноклин), а также соответствующие рассчитанные степенные зависимости $\varepsilon(N)$ для разрезов В (в) и С (г)



Р и с. 3. Исходные зависимости $N(z)$ (квадратиком показана верхняя граница измерений) (а) и $\varepsilon(N)$ (б) для основного пикноклина из работы [12] и соответствующая рассчитанная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ (в)

Тихий океан [13]. Оценки скорости диссипации турбулентной энергии в этой статье были проведены на основе измерений в тропической области Тихого океана в феврале 1982 г. в рамках проекта *PEQUOD (Pacific Equatorial Ocean Dynamics)* с помощью зонда *Camel III*. Распределения исследуемых в работе зависимостей были получены осреднением по 32 профилям (рис. 4, а).

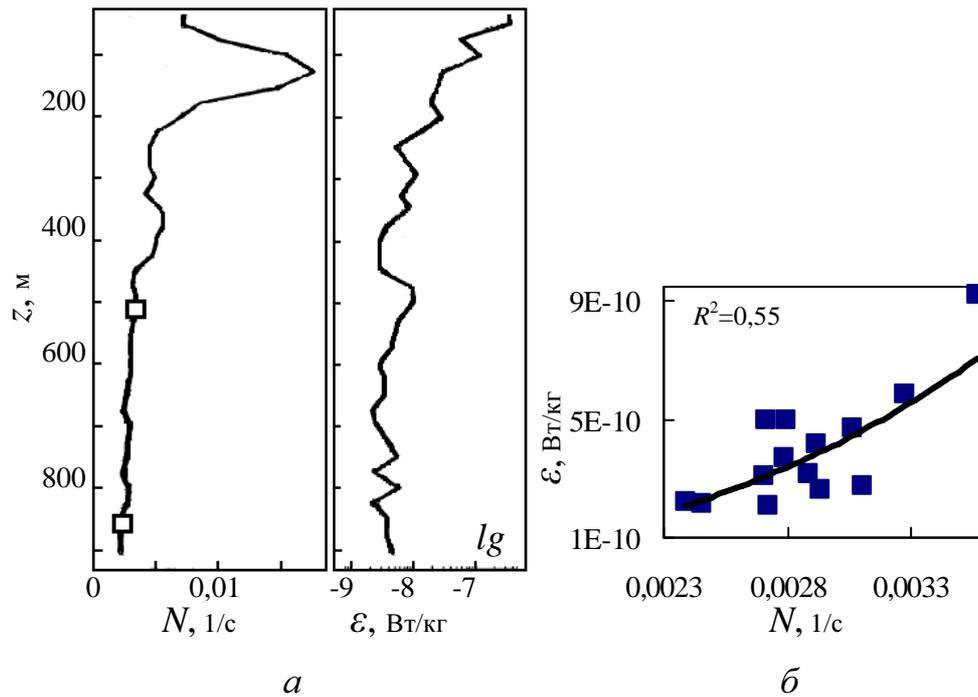
Рассчитанная в настоящей работе степенная зависимость средней скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести (рис. 4, б) в диапазоне глубин 500 – 824 м (основной пикноклин) имеет вид $\varepsilon \propto N^{3,03}$.

Анализ данных измерений в верхнем стратифицированном слое.

Шельф о. Шпицберген [14]. Измерения проводились на северо-западном шельфе о. Шпицберген. В нашей статье мы анализируем данные ст. № 2, 3, 4 (рис. 5, а, б, в). Отметим, что данные ст. № 1 и 5 не включены в анализ, поскольку, как отмечают сами авторы, исследуемые процессы находились под сильным влиянием ледовой границы и измеренные скорости диссипации энергии ниже 150 м попадали в область шума измерительной аппаратуры.

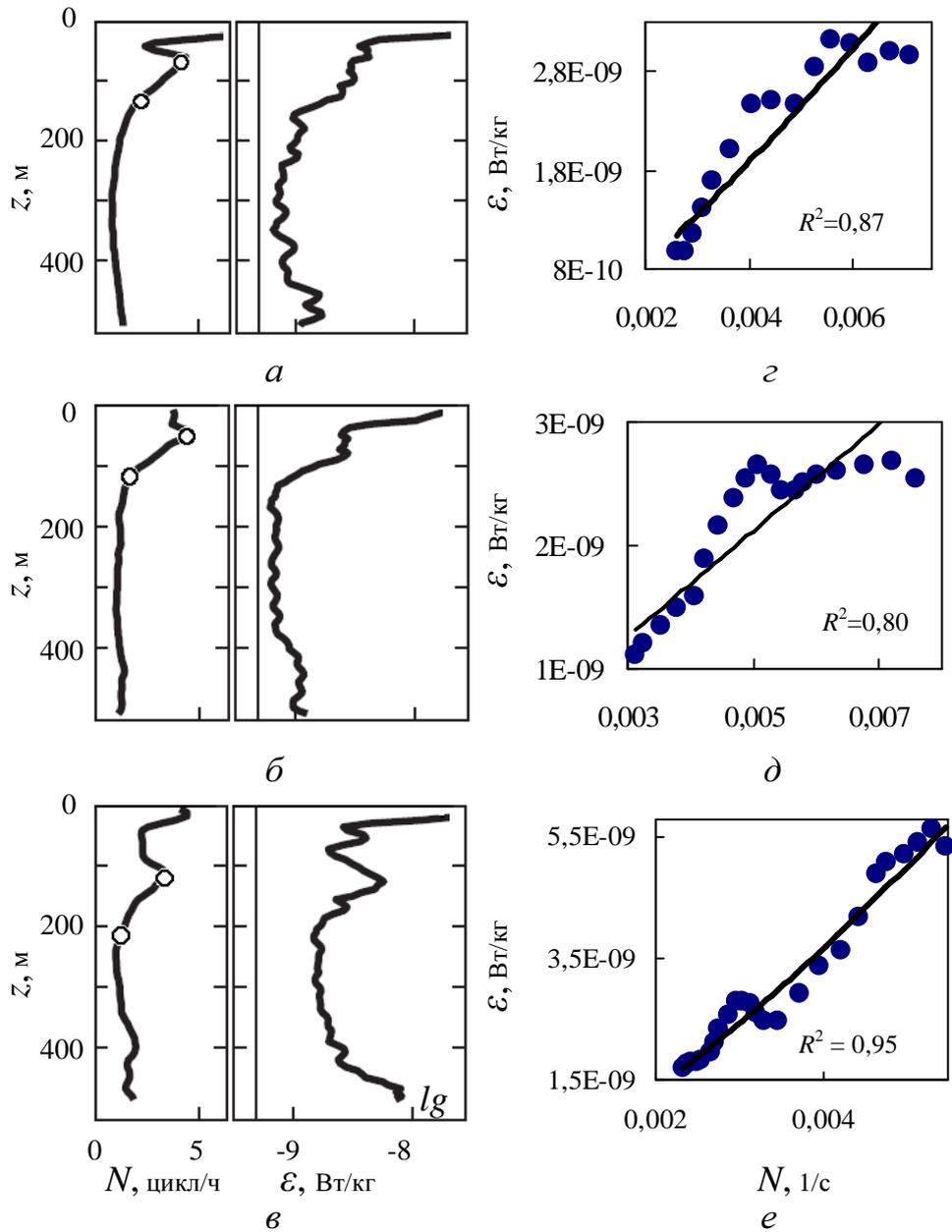
Степенные зависимости $\varepsilon(N)$ для проанализированных рядов данных в верхнем стратифицированном слое имеют следующий вид:

- ст. № 2, диапазон глубин 66 – 158 м, $\varepsilon \propto N^{1,16}$ (рис. 5, з);
- ст. № 3, диапазон глубин 50 – 109 м, $\varepsilon \propto N^{1,01}$ (рис. 5, д);
- ст. № 4, диапазон глубин 122 – 200 м, $\varepsilon \propto N^{1,41}$ (рис. 5, е).

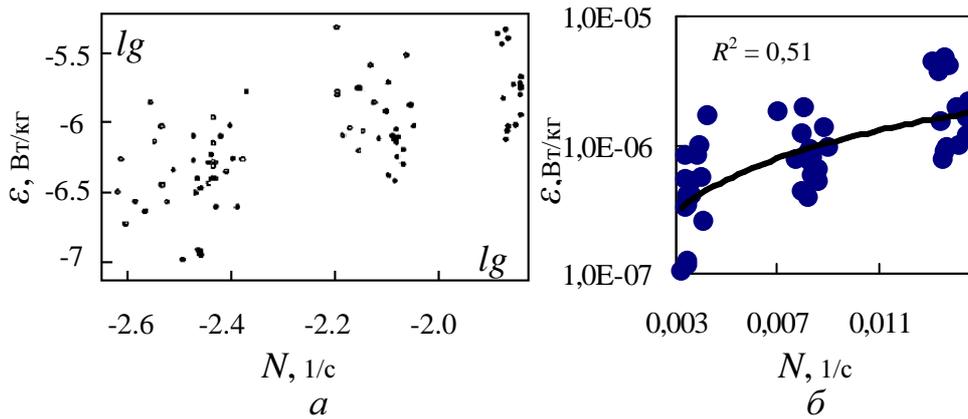


Р и с. 4. Исходные зависимости $N(z)$ (диапазон глубин между квадратиками – основной пикноклин) и $\epsilon(z)$ из работы [13] (а) и соответствующая рассчитанная степенная зависимость $\epsilon(N)$ (б)

Котловина Сан-Диего [15]. Измерения проводились в верхнем стратифицированном слое котловины Сан-Диего в районе Калифорнийского противотечения на плавучей станции V (32,5° с.ш., 117,38° з.д.) с использованием свободнопадающего микроструктурного зонда *Camel II*. Всего было получено 13 профилей исследуемых характеристик. В статье приводится осредненное по всем профилям распределение $\epsilon(N)$ (рис. 6, а), что позволяет сразу получить искомую зависимость и провести соответствующую аппроксимацию функции $\epsilon(N)$. Степенная зависимость средней скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести (рис. 6, б) имеет вид $\epsilon \propto N^{1,12}$. Отсутствие в статье [15] измеренного распределения $N(z)$ не позволяет провести сравнение последнего соотношения с результатом нашей модели [7]. Однако можно утверждать, что полученный результат заметно отличается от зависимости $\epsilon \propto N^2$ из работы [2].



Р и с. 5. Распределения $N(z)$, $\varepsilon(z)$ для верхнего стратифицированного слоя из работы [14]: *a* – ст. № 2, *б* – ст. № 3, *в* – ст. № 4 (кружками отмечены диапазоны глубин, вертикальными линиями – уровень шума), а также соответствующие рассчитанные степенные зависимости $\varepsilon(N)$ (*з*, *д*, *е*)



Р и с. 6. Осредненное распределение $\varepsilon(N)$ для верхнего стратифицированного слоя из работы [15] (а), а также рассчитанная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ (б)

Шельф Балтийского моря (о. Готланд) [16]. В работе описываются данные исследуемых характеристик, полученные на балтийском шельфе восточнее о. Готланд. Район измерений характеризовался довольно глубоким перемешанным слоем (около 60 м), сформированным в результате интенсивного ветрового воздействия. Выделено два различных режима генерации мелкомасштабной турбулентности: интенсивное перемешивание в приповерхностном слое над халоклином и сравнительно слабое перемешивание в области халоклина. Данные измерений представлены на рис. 7, а. Нами были проанализированы данные для верхнего стратифицированного слоя в диапазоне глубин 64 – 75 м.

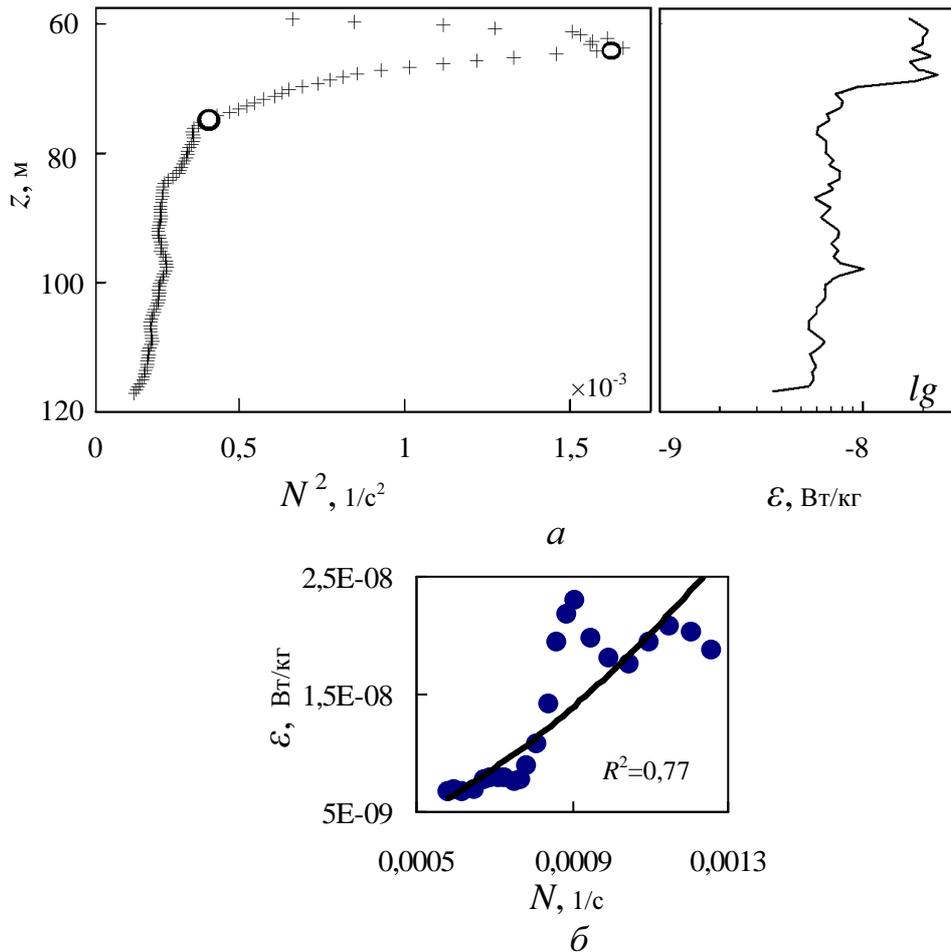
Степенная зависимость средней скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести (рис. 7, б) в указанном диапазоне глубин имеет следующий вид: $\varepsilon \propto N^{1.86}$.

Западный шельф Великобритании [17]. В статье исследуются процессы перемешивания на западном шельфе Великобритании в области вокруг Ирландии (пролив Св. Георга, Ирландское море, южный шельф Ирландии). Мы рассматриваем осредненные профили частоты плавучести и скорости диссипации турбулентной энергии в диапазоне глубин 21 – 33 м (рис. 8, а).

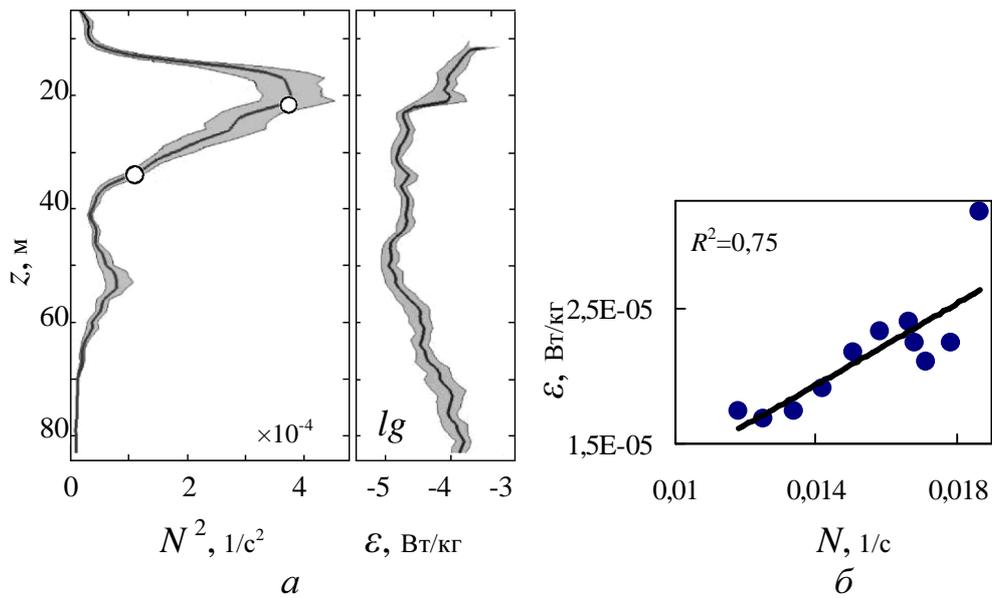
Степенная зависимость средней скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести (рис. 8, б) в указанном диапазоне глубин имеет вид $\varepsilon \propto N^{1.68}$.

Нью-Йоркская бухта [18]. В работе исследуются турбулентные процессы в западной части Атлантического океана в верхнем стратифицированном

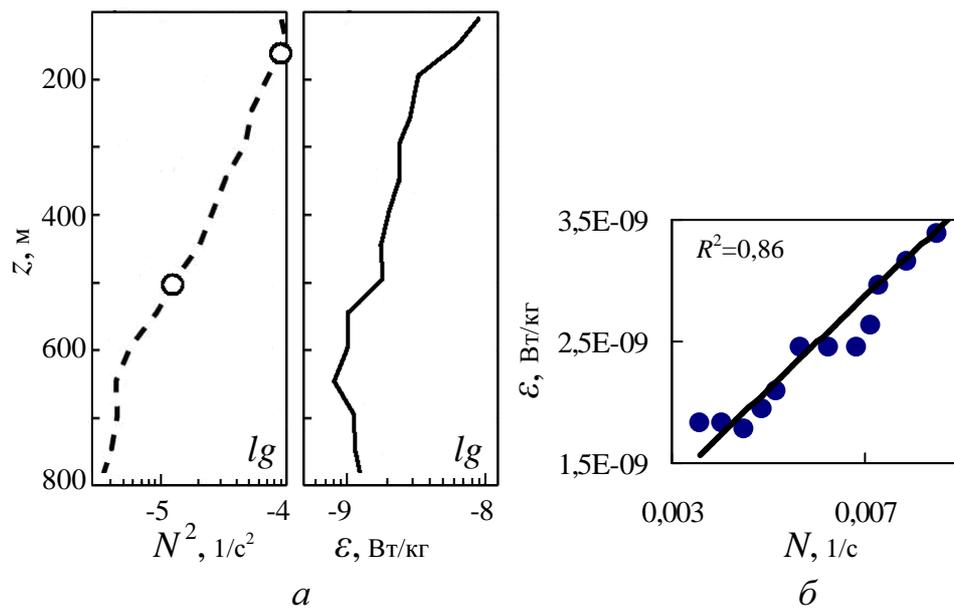
слое в области континентального склона Нью-Йоркской бухты с достаточно резким свалом глубин без выраженной зоны перехода. Рядом с бухтой проходит течение Гольфстрим. В нашей работе мы используем данные станции А (рис. 9, а), располагавшейся западнее течения Гольфстрим в диапазоне глубин 172 – 493 м. Этот выбор объясняется тем, что только для этой станции в статье приведены необходимые для анализа рисунки. Рассчитанная нами степенная зависимость средней скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести (рис. 9, б) в указанном диапазоне глубин имеет следующий вид: $\varepsilon \propto N^{0,91}$.



Р и с. 7. Исходные зависимости $N(z)$, $\varepsilon(z)$ для верхнего стратифицированного слоя из работы [16] (а) (кружками обозначен диапазон глубин), а также соответствующая рассчитанная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ (б)



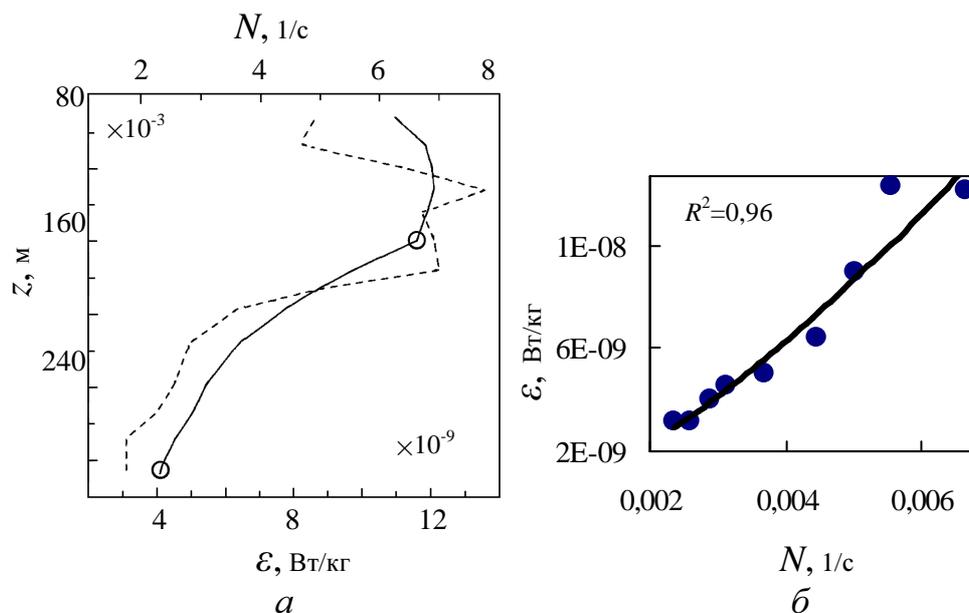
Р и с. 8. Исходные зависимости $N(z)$, $\varepsilon(z)$ для верхнего стратифицированного слоя из работы [17] (а) (диапазон глубин обозначен кружками) и соответствующая рассчитанная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ (б)



Р и с. 9. Исходные зависимости $N(z)$, $\varepsilon(z)$ для верхнего стратифицированного слоя из работы [18] (а) (диапазон глубин обозначен кружками) и соответствующая рассчитанная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ (б)

Плато Ермак (о. Шницберген) [19]. Обсуждаемые в работе исследования проводились в рамках проекта *CEAREX (Coordinated Eastern Arctic Experiment)* в марте – апреле 1989 г. Измерения выполнялись у северной оконечности плато Ермак с использованием зонда *RSVP (Rapid Sampling Vertical Profiler)* с дрейфующей льдины. Распределения скорости диссипации энергии и частоты плавучести (рис. 10, а) были осреднены по 1500 зондированиям, осуществлявшимся с частотой 2-3 профиля в час. Мы использовали интервал глубин 158 – 285 м (верхний стратифицированный слой).

Соответствующая степенная зависимость средней скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести (рис. 10, б) в указанном диапазоне глубин имеет вид $\varepsilon \propto N^{1,44}$.



Р и с. 10. Осредненные профили частоты плавучести N (сплошная линия) и скорости диссипации турбулентной энергии ε (штриховая линия) в зависимости от глубины z для верхнего стратифицированного слоя из работы [19] (а) (диапазон глубин обозначен кружками), а также соответствующая рассчитанная степенная зависимость $\varepsilon(N)$ (б)

Обсуждение результатов. Для удобства восприятия все проанализированные данные измерений, а также соответствующие результаты, полученные по модели из работы [7] для двух рассматриваемых слоев, собраны в табл. 1 и 2. Укажем при этом, что зависимость коэффициента вертикальной турбулентной диффузии K от частоты плавучести для оценки потоков тепла и гидрохимических характеристик среды восстанавливается в данном случае из распределений $\varepsilon(N)$ с помощью известного соотношения Осборна [20]

$$K \cong 0,2 \frac{\varepsilon}{N^2}. \quad (8)$$

Как видно из табл. 1, рассчитанные по данным измерений степенные распределения $\varepsilon(N)$ неплохо соответствуют модельному распределению из работы [7] для основного пикноклина. Среднее значение показателя степени при N в искомой зависимости составляет $2,91 \pm 0,14$. Наибольшее расхождение с моделью наблюдается для результата анализа данных из четвертой строки табл. 1, выполненного для всего диапазона значений частоты плавучести в распределении $\varepsilon(N)$ из работы [12] (рис. 3, а, б; $\beta = 2,64$). Однако, как отмечалось выше, не следует исключать вероятность того, что верхняя граница основного пикноклина в исследуемом районе располагалась глубже, а использованная для нашего расчета граница попадает в переходную область между верхним стратифицированным слоем и основным пикноклином, для которой модель, строго говоря, неприменима. Наличие переходной области в распределении N по глубине, разделяющей слои с резким перепадом вертикального градиента N , отмечалось, например, для Черного моря по осредненным за 70 лет гидрологическим данным в работе [7]. Если предположение о возможной локализации верхней границы слоя верно, значение показателя степени β для анализируемого случая должно увеличиться.

Т а б л и ц а 1

Степенная зависимость скорости диссипации энергии ε от частоты плавучести N для основного пикноклина по данным измерений и результатам моделирования [7]

№ п/п	Источник данных измерений	Измерения $\varepsilon \sim$	Модель $\varepsilon \sim$	Достоверность аппроксимации R^2
1	Калифорнийский склон [2]	$N^{2,90}$	N^3	0,59
2	Южно-Китайское море, разрез В [10]	$N^{3,00}$	N^3	0,91
3	Южно-Китайское море, разрез С [10]	$N^{2,96}$	N^3	0,87
4	П-ов Калифорния (м. Аргуэлло) [12]	$N^{2,64}$	N^3	0,95
5	Тихий океан [13]	$N^{3,03}$	N^3	0,55

По результатам анализа данных натуральных измерений в верхнем стратифицированном слое отметим, что, несмотря на разнообразие гидрологических и гидродинамических условий, в которых проводились измерения, и, как следствие, различие в распределении частоты плавучести по глубине (степень при z , как видно из табл. 2, изменяется в пределах от 0,9 до 5), наблюдается в целом удовлетворительное соответствие между измеренными и модельными распределениями скорости диссипации турбулентной энергии.

Что касается предложенной в модели из работы [2] зависимости $\varepsilon \propto N^2$, которая, как предполагается, должна выполняться для всего стратифицированного водного столба, включая верхний стратифицированный слой, данные измерений (так же как и модельные распределения) демонстрируют заметное различие в степенных зависимостях $\varepsilon(N)$ для различных рядов данных

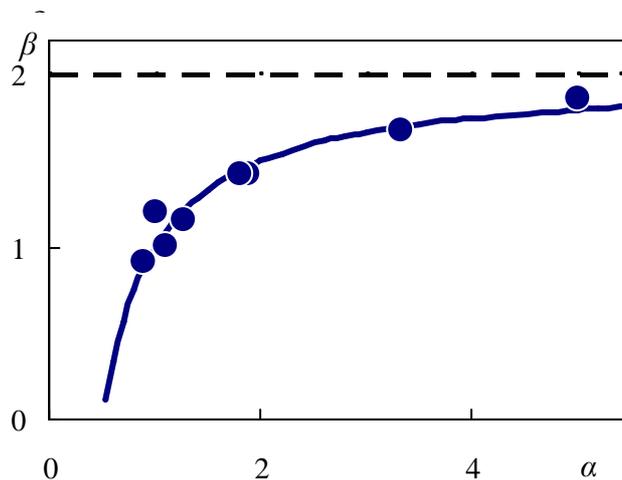
(табл. 2). Интервалы значений показателя степени при N для измерений и модели составляют 0,91 – 1,86 и 0,84 – 1,80 соответственно. При этом максимальное модельное значение степени β (которое согласно соотношению (5) достигается для предельно больших значений параметра α) равно 2. Формально это соответствует значению указанного параметра в модели из статьи [2], а также нередко используемой аппроксимации распределения $N(z)$ посредством экспоненциальной функции. Однако довольно широкий диапазон значений β в представленном анализе данных натуральных измерений для верхнего стратифицированного слоя не подтверждает преобладающего значения результата $\beta = 2$. Скорее, можно отметить тенденцию к группированию показателя степени около значения $\beta = 1$. Последний результат отмечался также на основе анализа данных измерений для исследуемого слоя в работах [9, 21], а также в проанализированной выше работе [15] (рис. 6). Результаты этих работ не вошли в итоговую табл. 2 ввиду отсутствия возможности сравнить их с модельными распределениями (недоступность измеренного распределения $N(z)$).

Т а б л и ц а 2

Степенные зависимости скорости диссипации энергии ε от частоты плавучести N и частоты плавучести N от глубины z для верхнего стратифицированного слоя по данным измерений, а также степенная зависимость $\varepsilon(N)$ по результатам моделирования [7] с использованием измеренных распределений $N(z)$

№ п/п	Источник данных измерений	Измерения $\varepsilon \sim$	Измерения $N \sim$	Модель $\varepsilon \sim$	Достоверность аппроксимации R^2
1	Калифорнийский склон [2]	$N^{1,21}$	$z^{-1,0}$	$N^{1,0}$	0,80
2	Шельф о. Шпицберген, ст. № 2 [14]	$N^{1,16}$	$z^{-1,28}$	$N^{0,84}$	0,87
3	Шельф о. Шпицберген, ст. № 3 [14]	$N^{1,01}$	$z^{-1,11}$	$N^{0,99}$	0,80
4	Шельф о. Шпицберген, ст. № 4 [14]	$N^{1,43}$	$z^{-1,88}$	$N^{1,47}$	0,95
5	Шельф Балтийского моря [16]	$N^{1,86}$	$z^{-5,0}$	$N^{1,8}$	0,77
6	Шельф Великобритании [17]	$N^{1,68}$	$z^{-3,33}$	$N^{1,7}$	0,75
7	Нью-Йоркская бухта [18]	$N^{0,91}$	$z^{-0,9}$	$N^{0,89}$	0,86
8	Шельф плато Ермак [19]	$N^{1,43}$	$z^{-1,81}$	$N^{1,45}$	0,96

Изложенные результаты продемонстрированы на рис. 11, на котором представлена зависимость показателя степени при N в выражении $\varepsilon \propto N^\beta$ от показателя степени при z в выражении $N \propto 1/z^\alpha$ по результатам измерений (см. табл. 2). Для сравнения на рис. 11 приведена соответствующая кривая для нашей модельной зависимости $\beta(\alpha)$ в условиях верхнего стратифицированного слоя (5).



Р и с. 11. Сравнение модельной зависимости $\beta(\alpha)$ из соотношения (5) (кривая) с результатами анализа данных натуральных измерений (кружки) для верхнего стратифицированного слоя

Заклучение. На основе анализа, проведенного в работе, можно сделать вывод о том, что зависимости скорости диссипации турбулентной энергии от частоты плавучести, которые были рассчитаны по данным натуральных измерений в различных районах океана для основного пикноклина и верхнего стратифицированного слоя, удовлетворительно соответствуют выводам предложенной нами модели [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wunsch C., Ferrari R. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the ocean // *Ann. Rev. Fluid Mech.* – 2004. – 36. – P. 281 – 314.
2. Gregg M.C. Scaling turbulence dissipation in the thermocline // *J. Geophys. Res.* – 1989. – 94, № C7. – С. 9686 – 9698.
3. Garrett C., Munk W. Space time scales of internal waves // *Geophys. Fluid Dyn.* – 1972. – 3, № 3. – P. 225 – 264.
4. Henyey F.S., Wright J., Flatte S.M. Energy and action flow through the internal wave field: An eikonal approach // *J. Geophys. Res.* – 1986. – 91, № C7. – P. 8487 – 8495.
5. McComas C.H., Muller P. The dynamic balance of internal waves // *J. Phys. Oceanogr.* – 1981. – 11. – P. 970 – 986.
6. Winters K.B., D'Asaro E.A. Direct simulation of internal wave energy transfer // *Ibid.* – 1998. – 27. – P. 1937 – 1945.
7. Самодуров А.С., Глобина Л.В. Диссипация энергии и вертикальный обмен в стратифицированных бассейнах за счет сдвиговой неустойчивости в поле квазиинерционных внутренних волн // *Морской гидрофизический журнал.* – 2010. – № 6. – С. 16 – 27.
8. Самодуров А.С. Модель климатического спектра внутренних волн в океане // *Океанология.* – 1982. – 22, № 2. – С. 182 – 185.
9. Самодуров А.С., Любичкий А.А., Пантелеев Н.А. Вклад опрокидывающихся внутренних волн в структурообразование, диссипацию энергии и вертикальную диффузию в океане // *Морской гидрофизический журнал.* – 1994. – № 3. – С. 14 – 27.
10. Tian J., Yang Q., Zhao W. Enhanced diapycnal mixing in the South China Sea // *J. Phys. Oceanogr.* – 2009 – 39, № 12. – P. 3191 – 3203.

11. *Samodurov A.S., Scranton M.I., Astor Y. et al.* Modeling vertical exchange of heat, salt, and other dissolved substances in the Cariaco Basin // *Deep-Sea Res. I.* – 2013. – 71. – P. 61 – 72.
12. *Alford M.H., Pinkel R.* Observations of overturning in the thermocline: the context of ocean mixing // *J. Phys. Oceanogr.* – 2000. – 30, № 5. – P. 805 – 832.
13. *Moum J.N., Osborn T.R., Crawford W.R.* Pacific equatorial turbulence: revisited // *Ibid.* – 1986. – 16. – P. 1516 – 1522.
14. *Fer I., Skogseth R., Geyer F.* Internal waves and mixing in the marginal ice zone near the Yermak Plateau // *Ibid.* – 2010. – 40. – P. 1613 – 1630.
15. *Yamazaki H., Lueck R.* Turbulence in the California Undercurrent // *Ibid.* – 1987. – 17. – P. 1378 – 1396.
16. *Lass H.U., Prandke H., Liljebladh B.* Dissipation in the Baltic proper during winter stratification // *J. Geophys. Res.* – 2003. – 108, № C618. – P. 1 – 20.
17. *Rippeth T.P.* Mixing in seasonally stratified shelf seas: a shifting paradigm // *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* – 2005. – 363. – P. 2837 – 2854.
18. *Nash J.D., Kunze E., Toole J.M. et al.* Internal tide reflection and turbulent mixing on the continental slope // *J. Phys. Oceanogr.* – 2004. – 34. – P. 1117 – 1134.
19. *Wijesekera H., Padman L., Dillon T. et al.* The application of internal-wave dissipation models to region of strong mixing // *Ibid.* – 1993. – 23, № 2. – P. 269 – 286.
20. *Osborn T.R.* Estimations of local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // *Ibid.* – 1980. – 10, № 1. – P. 83 – 89.
21. *Gargett A.E., Holloway G.* Dissipation and diffusion by internal wave breaking // *J. Mar. Res.* – 1984. – 42, № C1. – P. 15 – 27.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь
E-mail:anatoly_samodurov@alpha.mhi.iuf.net

Материал поступил
в редакцию 07.12.11
После доработки 21.12.11

АНОТАЦІЯ В роботі аналізуються наведені в літературі результати вимірювань швидкості дисипації турбулентної енергії і розподілу частоти плавучості з глибиною для різних районів природних стратифікованих басейнів. За даними вимірів досліджується характер залежності швидкості дисипації турбулентної енергії від частоти плавучості у верхньому стратифікованому шарі та основному пікнокліні з метою перевірки відомих до теперішнього часу моделей вертикального обміну в стратифікованих басейнах за рахунок зсувної нестійкості в полі інерційно-гравітаційних внутрішніх хвиль.

Ключові слова: стратифіковані басейни, внутрішні хвилі, зсувна нестійкість, вертикальне перемішування, дисипація енергії.

ABSTRACT The paper analyzes the represented in literature results of measurements of turbulent energy dissipation rate and buoyancy frequency distribution with depth for various regions of natural stratified basins. Based on the measurements, the character of dependence of the turbulent energy dissipation rate on buoyancy frequency in the upper stratified layer and in the main pycnocline is investigated with the purpose of checking the known models of vertical exchange in the stratified basins occurring due to shear instability in the field of inertial-gravity internal waves.

Keywords: stratified basins, internal waves, shear instability, vertical mixing, energy dissipation.