

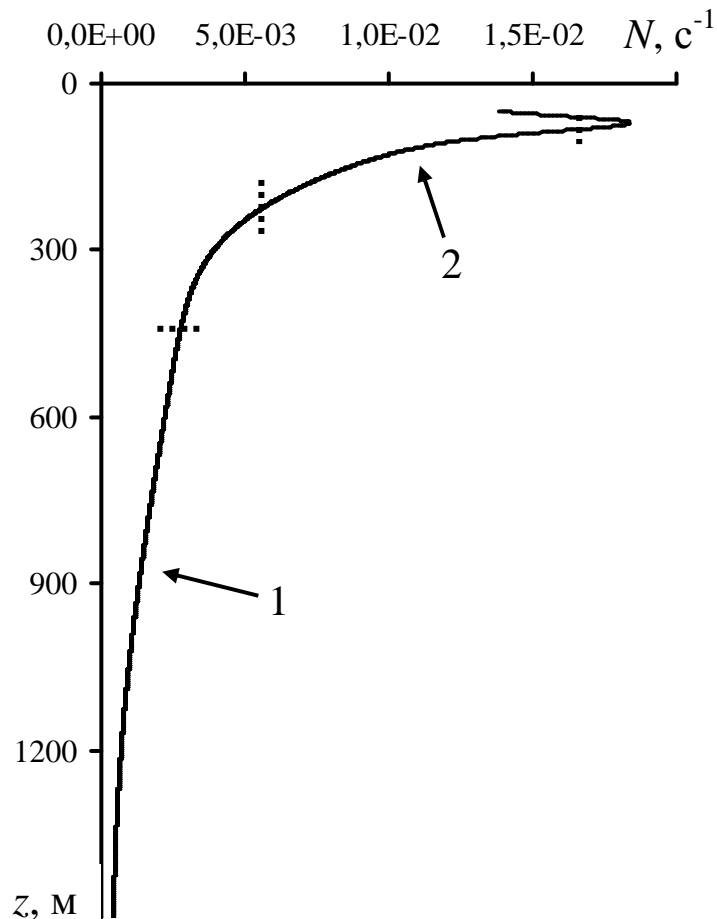
Диссипация энергии и вертикальный обмен в стратифицированных бассейнах за счет сдвиговой неустойчивости в поле квазиинерционных внутренних волн

В работе представлены результаты поиска зависимостей скорости диссипации турбулентной энергии и коэффициента вертикальной турбулентной диффузии за счет сдвиговой неустойчивости и обрушений в поле инерционно-гравитационных внутренних волн в океане от локальной частоты плавучести. В рамках единого подхода сделана попытка установить причину различия этих зависимостей для областей основного пикноклина и верхнего стратифицированного слоя, которое отмечалось ранее в литературе. Основная причина указанного факта объясняется в работе тем, что, в отличие от области основного пикноклина, в верхнем стратифицированном слое характерный вертикальный масштаб неустойчивости волн зависит от стратификации. В качестве инструмента для анализа использована разработанная нами ранее модель климатического спектра внутренних волн в океане.

Ключевые слова: внутренние волны, диссипация турбулентной энергии, турбулентная диффузия, стратифицированные слои.

Введение. В естественных стратифицированных бассейнах действует целый ряд физических механизмов, способных оказывать влияние на интенсивность вертикальных потоков тепла, соли и других растворенных химических веществ: плотностная конвекция, сдвиговая неустойчивость стратифицированных потоков, различные проявления дифференциально-диффузионной конвекции, придонное трение, донный геотермальный поток и др. Вместе с тем в основной толще устойчиво стратифицированного океана в удалении от берегов и резких фронтальных зон, в открытой части океанов и морей, главная роль в поддержании вертикальной турбулентной диффузии принадлежит, по-видимому, внутренним волнам (ВВ) [1]. Процессы генерации и эволюции, а также линейные и нелинейные взаимодействия в поле ВВ приводят к спонтанной в пространстве и времени сдвиговой неустойчивости и формированию турбулентных пятен. Суммарное влияние локальных проявлений неустойчивости состоит в перемешивании стратифицированной жидкости за счет диссипации энергии волн и в поддержании вертикального обмена.

Имея в виду указанный механизм турбулентной диффузии, стратификацию в водном столбе естественного бассейна можно разделить на два типа. К первому отнесем особенности стратификации в основном пикноклине, в котором частота Вайсяля – Брента N «плавно» изменяется с глубиной. Второй тип стратификации наблюдается в верхнем стратифицированном слое со сравнительно «резким» изменением N с глубиной (рис. 1). Причина такого разделения, которая более подробно обсуждается ниже, связана с тем, что в работе рассматриваются неустойчивые инерционно-гравитационные ВВ в лучевом приближении [2] как основной механизм перемешивания и диссипации энергии. В качестве инструмента для исследований используется спектральный подход, развитый в работах [3, 4].



Р и с. 1. Характерное среднее распределение частоты плавучести N по глубине на примере Черного моря (цифрами 1 и 2 соответственно отмечены области основного пикноклина и верхнего стратифицированного слоя, рассматриваемые в работе)

Диссипация энергии и вертикальный обмен в основном пикноклине.

В литературе имеется немало публикаций, в которых представлены результаты исследования зависимости скорости диссипации энергии ε в поле опрокидывающихся низкочастотных ВВ малого вертикального масштаба и связанного с ней коэффициента вертикальной турбулентной диффузии K от локальной частоты плавучести N в основном пикноклине естественных бассейнов. В табл. 1 приведена подборка таких результатов, полученных с помощью различных подходов.

В первых трех работах [5, 6, 7], приведенных в таблице, используются аналитические и численные модели ВВ, учитывающие механизмы нелинейной передачи энергии по спектру к волнам низких частот и малых вертикальных масштабов. Основной рабочей гипотезой здесь служит предположение о том, что вся передаваемая таким образом энергия затрачивается на перемешивание в мелкомасштабной области вертикального спектра через механизм

сдвиговой неустойчивости и обрушений в поле стратифицированных сдвиговых течений, формируемых низкочастотными волнами.

Т а б л и ц а 1

Модели зависимостей $\varepsilon(N)$ для слоя основного пикноклина, построенные с использованием различных подходов

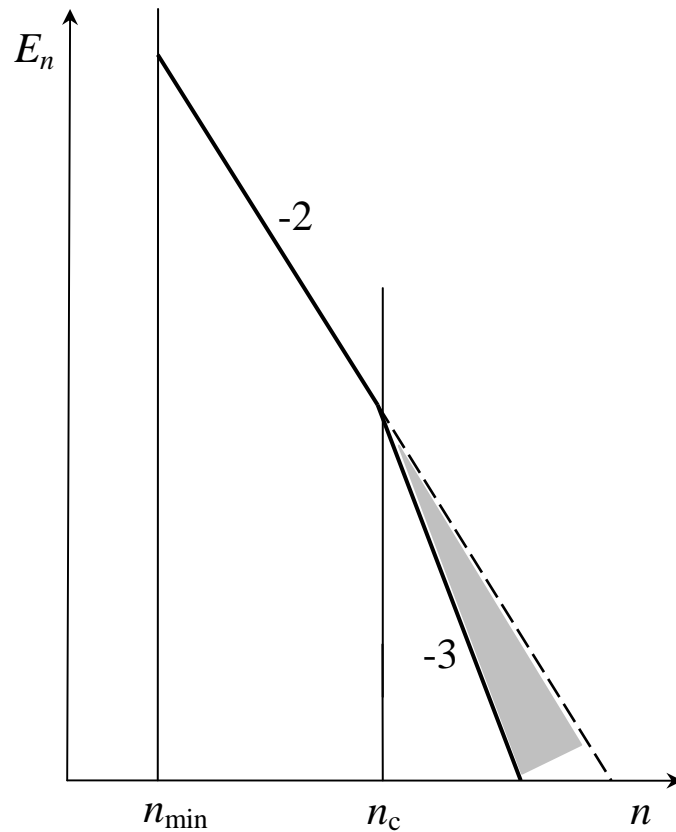
Ис-точник	Модель	Подходы к решению
[5]	$\varepsilon \sim N^2$	Модель основана на предположении о слабом нелинейном взаимодействии в поле ВВ, обеспечивающем поток энергии в волновые движения малых вертикальных и больших временных масштабов (квазигоризонтальные сдвиговые течения).
[6]	$\varepsilon \sim N^2$	Модель основана на расчете полного потока энергии, проходящей по спектру ВВ через вертикальный масштаб, который соответствует половине масштаба «излома» спектра (около 5 м). Использовался спектр Гаррета – Манка.
[7]	$\varepsilon \sim N^2$	Численные расчеты на основе трехмерной модели нелинейной трансформации энергии в спектре Гаррета – Манка. Основную роль в диссипации энергии играют низкочастотные ВВ малых вертикальных масштабов в процессе нелинейной передачи к ним энергии по спектру.
[8]	$\varepsilon \sim N^2$ $\varepsilon \sim N^3$	Полуэмпирическая модель основана на статистическом анализе массива чисел Ричардсона в спектральной области квазиинерционных ВВ малых вертикальных масштабов.
[9]	$\varepsilon \sim N^3$	Полуэмпирическая модель основана на статистическом анализе флуктуаций термохалинных характеристик в области масштабов турбулентных пятен с привлечением соотношений Озмидова и Торпа.
[10]	$\varepsilon \sim N^3$	Модель основана на анализе данных измерений с привлечением подходов, описывающих процессы неустойчивости сдвиговых потоков в стратифицированной жидкости.

Вторую группу результатов [8, 9, 10] можно отнести к полуэмпирическим моделям, в которых основой для оценок служит анализ данных измерений тонкой структуры и микроструктуры гидрофизических полей в океане (локальных градиентов плотности, локальных сдвигов скорости, интенсивности пульсаций скорости и др.).

В рассмотренных моделях предлагаются два различных варианта зависимости ε от N : $\varepsilon \sim N^2$ и $\varepsilon \sim N^3$. Отметим, что коэффициент вертикальной турбулентной диффузии K в данном случае взаимно однозначно связан со скоростью диссипации турбулентной энергии ε соотношением Осборна [11]

$$K \cong 0,2 \frac{\varepsilon}{N^2}. \quad (1)$$

С целью получить независимую оценку для вертикальных распределений искомым функций рассмотрим результаты моделирования климатического спектра ВВ из работ [3, 4]. На рис. 2 представлен модельный вертикальный спектр ВВ E_n в билигарифмических координатах, по структуре соответствующий спектру, рассчитанным на основе данных измерений в океане.



Р и с. 2. Модельный вертикальный климатический спектр $E_n(n)$ в билигарифмических координатах, полученный в работе [4] на основе решения уравнения баланса спектральной энергии (заштрихованная область обозначает отсутствие спектральной энергии, затраченной на перемешивание)

В длинноволновой области, которая сформирована волнами без диссипативных потерь, спектр описывается квадратичной зависимостью от вертикального волнового числа n (на рисунке наклон спектра -2):

$$E_n^w = \frac{2\pi Q N^2}{k_{\min}} n^{-2}, \quad (2)$$

где k_{\min} – модуль минимального горизонтального волнового числа k , горизонтальный масштаб которого λ_{\max} связан с характерным горизонтальным мас-

штабом источника волн Λ соотношением $\lambda_{\max} \ll \Lambda$; Q – постоянный безразмерный множитель.

Коротковолновая часть спектра, трансформированная потерями энергии на диссипацию, имеет наклон -3 и описывается соотношением

$$E_n^{wd} = \frac{2\pi Q N^2}{k_{\min}} n^{-3} n_c. \quad (3)$$

Здесь n_c – критическое вертикальное волновое число, начиная с которого сдвиговые квазигоризонтальные стратифицированные течения, формируемые квазиинерционными ВВ, начинают терять устойчивость по критерию $Ri < 0,25$, где $Ri = N^2(\partial u/\partial z)^{-2}$ – число Ричардсона, а $u(z)$ – горизонтальная скорость волнового сдвигового потока. При этом заштрихованная область на рис. 2 соответствует потерям спектральной энергии на диссипацию.

Используя соотношения (2), (3), можно оценить потери энергии на диссипацию Δe в заштрихованной области спектра:

$$\Delta e = \int_{n_c}^{\infty} (E^w - E^{wd}) dn = \frac{\pi Q N^2}{k_{\min} n_c}. \quad (4)$$

Тогда выражение для скорости диссипации энергии (здесь и далее мы рассматриваем скорость диссипации энергии на единицу массы) имеет вид

$$\varepsilon = \Delta e / \Delta t, \quad (5)$$

где Δt – характерное время формирования турбулентного пятна, приблизительно равное $4/N$ [12]. В этом случае оценка для скорости диссипации энергии выглядит так:

$$\varepsilon \approx \frac{\pi Q}{4k_{\min} n_c} N^3. \quad (6)$$

Как видно из соотношения (6), вопрос о степени зависимости скорости диссипации энергии от локальной частоты плавучести разрешается ответом на вопрос о характере зависимости (или независимости) параметра n_c от N .

Для дальнейшего рассмотрения полезно ввести спектральный аналог числа Ричардсона, который можно определить следующим выражением:

$$Ri_{\Sigma} = \frac{N^2}{(\Delta U)_{\Sigma}^2 n_c^2}, \quad (7)$$

где

$$(\Delta U)_{\Sigma}^2 \approx \int_{n_c}^{\infty} E_n^{wd} dn \approx \frac{\pi Q N^2}{k_{\min} n_c}. \quad (8)$$

Формально правая часть соотношения (8) содержит сумму кинетической и потенциальной энергии мелкомасштабной области спектра. Однако в спектральной модели из работы [4] (равно как и в моделях из табл. 1) эта область спектра описывает квазигоризонтальные течения, формируемые ВВ вблизи

инерционной частоты, для которых вкладом потенциальной энергии можно пренебречь. Тогда выражение для соответствующего числа Ричардсона имеет вид

$$\text{Ri}_\Sigma \approx \frac{k_{\min}}{\pi Q n_c}. \quad (9)$$

Из соотношения (9) формально следует, что, поскольку число Ричардсона должно быть достаточно малым для формирования областей неустойчивости, величина n_c должна быть достаточно большой, т.е. вертикальный масштаб волны должен быть достаточно малым. Отметим также, что в правую часть (9) не входит явно частота плавучести N .

Для того чтобы оценить структуру критического волнового числа n_c , рассмотрим ограничения на область существования ВВ в лучевом приближении, которые обсуждались в статье [4]. На рис. 3 схематично представлена область существования волн с одним из возможных вариантов расположения n_c на оси ординат. Заштрихованная область на этом рисунке соответствует заштрихованной области на рис. 2, что связано с потерями энергии на диссипацию. Ниже определенной частоты ω_c , которая близка к инерционной частоте f , волны отсутствуют. Следует сказать, что масштаб n_c в рассматриваемой ситуации взаимно однозначно связан с критической частотой ω_c через дисперсионное соотношение для ВВ в лучевом приближении:

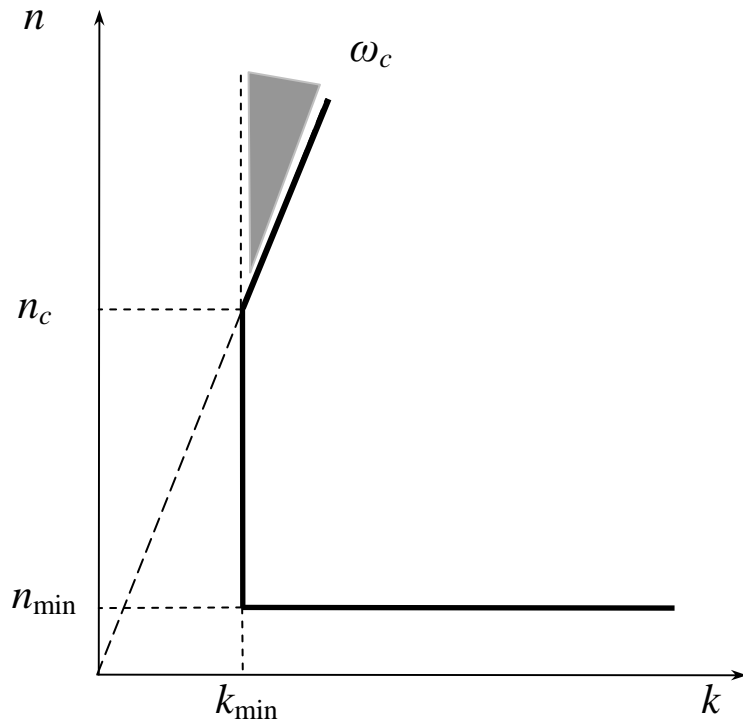
$$\omega_c^2 - f^2 = (N^2 - f^2) \frac{k_{\min}^2}{k_{\min}^2 + n_c^2}. \quad (10)$$

Ограничение на максимальный горизонтальный масштаб волн λ_{\max} обсуждалось выше. Ограничение на максимальный вертикальный масштаб $2\pi/n_{\min}$ связано с ограничением лучевого приближения, которое в рассматриваемом случае можно записать как

$$n_{\min} \gg \left| \frac{1}{N_0} \frac{\partial N}{\partial z} \right|, \quad (11)$$

где N_0 – некоторое характерное значение частоты плавучести в исследуемом слое. Это означает, что максимальный вертикальный масштаб волны должен быть много меньше характерного масштаба изменения N с глубиной, а n_{\min} зависит от вертикальной структуры локальной частоты плавучести.

Отметим, что ограничение (11) налагается на максимальный вертикальный масштаб волны (и его окрестность, учитывая возможную близость критического масштаба $2\pi/n_c$ к максимальному масштабу $2\pi/n_{\min}$). Если же сдвиговые стратифицированные течения, формирующие волны в окрестности данного вертикального масштаба, устойчивы, система «выбирает» критический вертикальный масштаб n_c в более удаленной мелкомасштабной области только в соответствии с соотношением (9), т.е. критерием устойчивости по числу Ричардсона. Следовательно, критический масштаб n_c в данном случае (рис. 3) не зависит от N и заведомо удовлетворяет условию (11).



Р и с. 3. Область существования внутренних волн (жирные линии) с учетом потерь энергии на диссипацию (заштрихованная область) [4] для условий основного пикноклина (область 1 на рис. 1) (критическая частота ω_c близка к инерционной частоте f)

Анализ вертикальных спектров, построенных с использованием данных натуральных измерений различных гидрофизических характеристик в области основного пикноклина, показывает, что характерный масштаб «излома» спектра (критический масштаб в нашей терминологии) составляет около 10 м, что приблизительно на порядок величины меньше максимального масштаба волн, присутствующих в спектре [6, 13 и др.]. Это дает основание полагать, что рассмотренная в данном разделе ситуация соответствует условиям основного пикноклина, а зависимости скорости диссипации энергии и коэффициента вертикальной турбулентной диффузии от локальной стратификации за счет действия рассматриваемого механизма диффузии должны, в соответствии с соотношениями (6) и (1), иметь вид

$$\varepsilon \approx N^3, \quad K \approx N. \quad (12)$$

Диссипация энергии и вертикальный обмен в верхнем стратифицированном слое. В табл. 2 приведены результаты, связанные с установлением зависимостей $\varepsilon(N)$ в верхнем стратифицированном слое океана. Отметим, что

эти зависимости, основанные на анализе данных измерений, соответствуют друг другу как качественно (линейная зависимость от N), так и количественно. В то же время они обнаруживают существенное отличие от соотношений, полученных для условий основного пикноклина (табл. 1 и соотношения (12)).

Т а б л и ц а 2

Модели зависимостей $\varepsilon(N)$ для верхнего стратифицированного слоя, построенные с использованием различных подходов

Источник	Модель	Подходы к решению
[14]	$\varepsilon \sim N$	Эмпирическая модель основана на анализе данных измерений в верхнем термокLINE Саргассова моря и акватории в районе Британской Колумбии.
[3]	$\varepsilon \sim N$	Полуэмпирическая модель основана на анализе более 400 спектров флуктуаций температуры в верхнем термокLINE тропической области Индийского океана с привлечением энергетического подхода.

В настоящем разделе, так же как и в предыдущем, для получения независимых оценок искомых величин с помощью спектрального подхода рассматриваются ВВ в лучевом приближении. Как уже отмечалось выше (рис. 1), частота плавучести в верхнем стратифицированном слое изменяется с глубиной значительно быстрее по сравнению с основным пикноклином, что влечет за собой существенное возрастание величины n_{\min} , связанной с производной N по глубине соотношением (11). Там, где величина n_c (определяющая максимальный масштаб квазиинерционных волн, начиная с которого волновые сдвиговые течения приобретают неустойчивое состояние по критерию Ричардсона) становится сравнимой с n_{\min} или равной ей, подход, использованный в предыдущем разделе для основного пикноклина, становится неприменимым. Рассмотренная ситуация представлена на рис. 4. В данном случае соотношение (6) для скорости диссипации энергии приобретает вид

$$\varepsilon \approx \frac{\pi Q N_0}{4k_{\min} (\partial N / \partial z)} N^3. \quad (13)$$

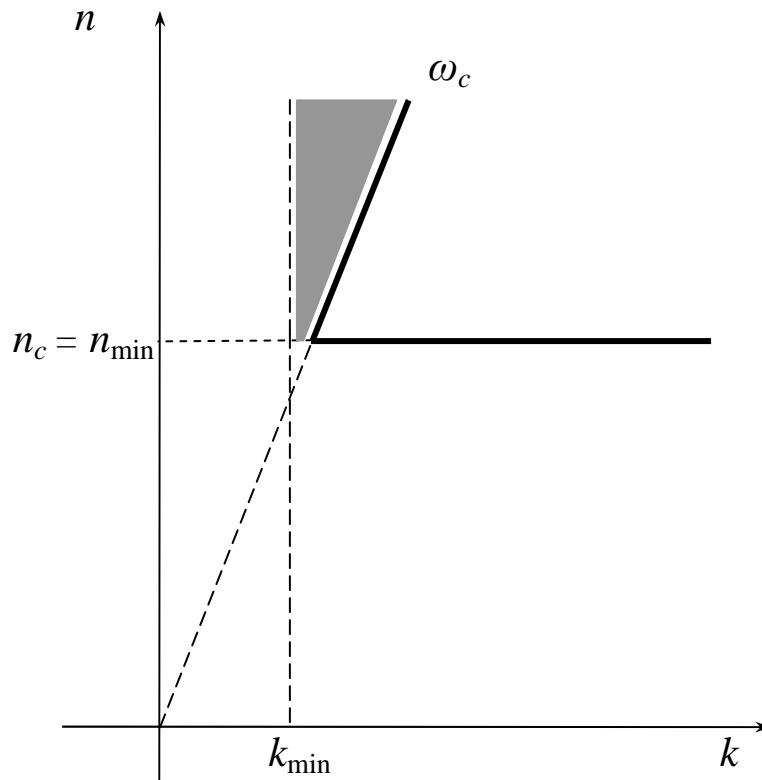
Как видно, из соотношения (13) не следует определенной зависимости $\varepsilon(N)$, поскольку скорость диссипации энергии существенно зависит также от распределения частоты плавучести по глубине через производную N от z . Для различных распределений $N(z)$ соотношение (13) дает, вообще говоря, различные зависимости ε от N . Если обратить внимание на модельную зависимость $\varepsilon(N)$ из табл. 2, одинаковую для различных подходов, то ей должно соответствовать следующее распределение N по глубине:

$$N = N_0 \frac{h}{z}, \quad (14)$$

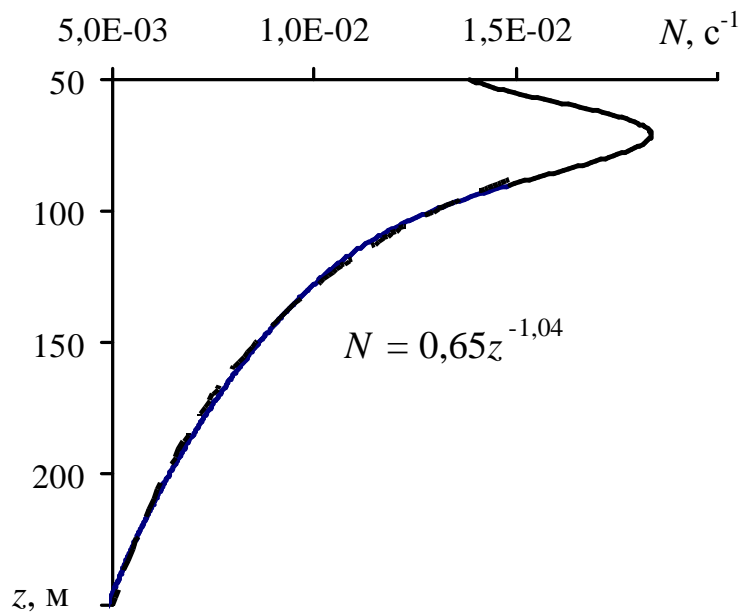
где h – постоянная величина с размерностью длины. Такую зависимость $N(z)$, видимо, следует отнести к некоторой характерной зависимости для океана (что отмечалось еще в работе [15]), хотя этот вопрос требует более тщательного исследования. Для примера на рис. 5 приведено среднее за 70 лет распределение N по глубине в исследуемом слое, которое использовалось для построения модели вертикального обмена в Черном море [16]. Оно довольно хорошо соответствует зависимости (14). Если воспользоваться соотношениями (13) и (14) для установления зависимости искомых величин от N , получим

$$\varepsilon \approx N, \quad K \approx N^{-1}. \quad (15)$$

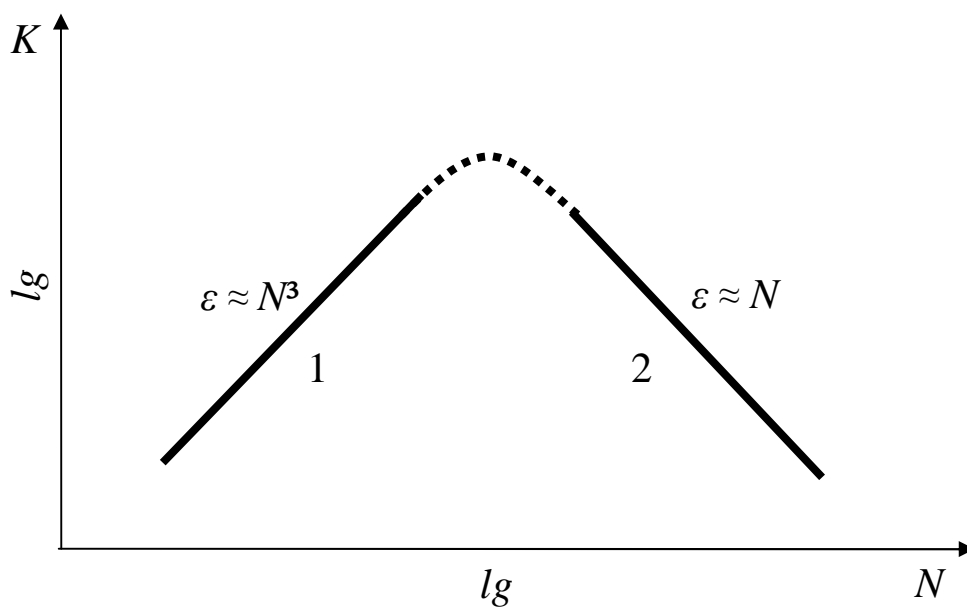
Постоянные множители для этих соотношений содержатся в работах из табл. 2.



Р и с. 4. Область существования внутренних волн (жирные линии) с учетом потерь энергии на диссипацию (заштрихованная область) [4] для условий верхнего стратифицированного слоя (область 2 на рис. 1) (критическая частота ω_c близка к инерционной частоте f)



Р и с. 5. Осредненное распределение частоты плавучести N по глубине для Черного моря в верхнем стратифицированном слое (область 2 на рис. 1) (штриховая линия и соотношение на графике – степенная аппроксимация кривой с помощью метода наименьших квадратов в диапазоне глубин 90 – 250 м)



Р и с. 6. Схема объединенной зависимости коэффициента турбулентной диффузии K от частоты плавучести N в бипологарифмических координатах согласно нашей модели: 1 – основной пикноклин (соотношение (12)), 2 – верхний стратифицированный слой (соотношение (15))

Заключение. В работе представлены результаты поиска важных для оценки интенсивности перемешивания и вертикального обмена зависимостей скорости диссипации турбулентной энергии и коэффициента вертикальной турбулентной диффузии за счет обрушения внутренних волн в различных слоях от локальной стратификации. При анализе использовался построенный нами ранее климатический спектр ВВ. На рис. 6 показана обобщенная схема полученных результатов. Отметим, что соотношения (12) для основного пикноклина в целом соответствуют результатам полуэмпирических моделей [8, 9, 10]. Результат $\varepsilon \sim N^2$ из работы [8], выпадающий из ряда других результатов, возможно, объясняется тем, что экспериментальные оценки для этого случая проводились в переходной области между верхним и нижним стратифицированными слоями (рис. 6), где зависимость $\varepsilon(N)$ отличается от условия (12) (так же как и от условия (15)).

Относительно значительного различия между результатами разработанных для условий основного пикноклина полуэмпирических моделей, с одной стороны, и аналитических и численных моделей, с другой стороны, можно сказать следующее. В последней из упомянутых групп моделей используется довольно сильное предположение о том, что вся энергия, нелинейно переносимая по спектру в волны низких частот и малых вертикальных масштабов, затрачивается на перемешивание. Вероятно, эта гипотеза требует уточнения.

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. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане. Т. 2. – М.: Мир, 1981. – 365 с.
3. Самодуров А.С. Модель климатического спектра внутренних волн в океане // *Океанология.* – 1982. – 22, № 2. – С. 182 – 185.
4. 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.
5. McComas C.H., Muller P. The dynamic balance of internal waves // *J. Phys. Oceanogr.* – 1981. – 11. – P. 970 – 986.
6. 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. – P. 8487 – 8495.
7. Winters K.B., D'Asaro E.A. Direct simulation of internal wave energy transfer // *J. Phys. Oceanogr.* – 1998. – 27. – P. 1937 – 1945.
8. Polzin K. Statistics of the Richardson number: Mixing models and fine structure // *Ibid.* – 1996. – 11. – P. 1409 – 1425.
9. Ferron B., Mercier H., Speer K.G. et al. Mixing in the Romanche Fracture Zone // *Ibid.* – 1998. – 28. – P. 1929 – 1945.
10. Kunze E., Williams III, Briscoe M.G. Observations of shear and vertical stability from a neutrally buoyant float // *J. Geophys. Res.* – 1990. – 95. – P. 18127 – 18142.
11. Osborn T.R. Estimations of local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // *J. Phys. Oceanogr.* – 1980. – 10. – P. 83 – 89.

12. *Fernando H.J.S.* Oceanographic implications of laboratory experiments on diffusive interfaces // *Ibid.* – 1989. – 19. – P. 1707 – 1715.
13. *Gregg M.C.* Scaling turbulent dissipation in the thermocline // *J. Geophys. Res.* – 1989. – 94, № C7. – P. 9686 – 9698.
14. *Gargett A.E., Holloway G.* Dissipation and diffusion by internal wave breaking // *J. Mar. Res.* – 1984. – 42, № 1. – P. 15 – 27.
15. *Монин А.С., Нейман В.Г., Филлюшкин Б.Н.* О стратификации плотности в океане // *ДАН СССР.* – 1970. – 191, № 6. – С. 1277 – 1279.
16. *Ivanov L.I., Samodurov A.S.* The role of lateral fluxes in ventilation of the Black Sea // *J. Mar. Syst.* – 2001. – 31, № 1 – 3. – P. 159 – 174.

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

Материал поступил
в редакцию 17.09.10
После доработки 10.11.10

АНОТАЦІЯ У роботі представлені результати пошуку залежностей швидкості дисипації турбулентної енергії та коефіцієнта вертикальної турбулентної дифузії за рахунок зсувної нестійкості та обвалень в полі інерційно-гравітаційних внутрішніх хвиль в океані від локальної частоти плавучості. В рамках єдиного підходу зроблена спроба встановити причину відмінності цих залежностей для областей основного пікнокліну та верхнього стратифікованого шару, яка відмічалася раніше в літературі. Основна причина пояснюється в роботі тим, що, на відміну від області основного пікнокліну, у верхньому стратифікованому шарі характерний вертикальний масштаб нестійкості хвиль залежить від стратифікації. Як інструмент для аналізу використана розроблена нами раніше модель кліматичного спектру внутрішніх хвиль в океані.

Ключові слова: внутрішні хвилі, дисипація турбулентної енергії, турбулентна дифузія, стратифіковані шари.

ABSTRACT Presented are the results of search of dependences of turbulent energy dissipation rate and eddy diffusivity occurring due to shear instability and overturnings in the near-inertial internal wave field upon the local buoyancy frequency. Within the framework of the unified approach an attempt is made to reveal the reason of differences between these dependences (discussed in previous publications) for the areas of main pycnocline and the upper stratified layer. The basic reason is explained by the fact that, unlike the area of main pycnocline, the characteristic vertical scale of wave instability in the upper stratified layer depends on stratification. The developed before model of climatic internal wave spectrum is used as a tool for analysis.

Keywords: internal waves, dissipation of turbulent energy, turbulent diffusion, stratified layers.