

личины. Однако на точность статического метода существенное влияние может оказывать дрейф нулевого положения, который имеет спектральную плотность вида  $1/f$  и в данном рассмотрении не учитывался. В модуляционном же методе полезный эффект кодируется с удвоенной частотой вращения и может быть сдвинут в ту область частот, где фликкер-шум отсутствует или мал.

3. В немодуляционных методах измеряются не сами величины  $W_{xy}$  и  $W_{\Delta}$ , а их линейные комбинации вида (4). Поэтому для определения  $W_{xy}$  и  $W_{\Delta}$  на каждом пункте необходимо делать несколько измерений (минимум три) при различных азимутах прибора  $\varphi_0$ , что увеличивает полное время, затрачиваемое на измерение. Платой за преимущества модуляционного метода является существенное усложнение конструкции градиентометра, и в первую очередь необходимость строго равномерного вращения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Куликов Е. П., Трифонов А. П. Оценка параметров сигналов на фоне помех. М.: Сов. радио, 1978, с. 23. [2] Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. М.: Сов. радио, 1966. [3] Амиантов И. Н. Избранные вопросы статистической теории связи. М.: Сов. радио, 1971, с. 17.

Поступила в редакцию  
09.06.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА | СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 551.482.212:551.465

#### ВОЗДЕЙСТВИЕ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА СТРУКТУРУ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПЛОТНОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ

Б. И. Самолюбов, А. Ю. Пыркин

(кафедра физики моря и вод суши)

Структура пограничного слоя турбулентного стратифицированного течения является в каждый момент времени отражением происходящих в этом слое сложных процессов обмена потока с окружающей водной средой. Исследования вертикальных распределений параметров стратифицированных течений на их границах, главным образом в зоне пикноклина, в океанах, морях и лабораторных условиях [1, 2] показали существование плотностных ступенчатых микроструктур, пальцев солености и инверсий температуры. Сформулированы предполагаемые причины этих явлений — обрушение внутренних волн, двойная диффузия, интрузия теплых осолоненных вод. Конкретное выяснение происхождения структурных преобразований в контактной зоне стратифицированного потока требует комплексных натурных исследований не только пограничного слоя, но и течения, которому он принадлежит. Такая задача выполнялась при изучении пространственно-временной структуры придонного потока, обусловленного механической и термической стратификацией [3].

Объект исследований — естественный водоем каньонного типа с максимальной глубиной 300 м, длиной около 60 и шириной до 5 км. Регистрировались концентрация взвеси  $S$ , температура воды  $T$ , средние  $U$  и пульсационные значения скорости придонного течения по всей его толщине (до 30 м [4]) и отдельно в области верхней контактной зоны потока дискретным и непрерывным методами.

Зондирование с шагом в 3 мин в течение 6 ч по параметрам  $S$ ,  $T$  показало наличие повторяющихся преобразований структуры пограничного слоя (рис. 1,  $a-z$ ) в верхней контактной зоне потока, с двухъядерным [4] профилем скорости течения (рис. 1,  $\delta$ ). Эпюра разности плотностей  $\Delta\rho(z)$  в придонном подслое этого потока (рис. 1,  $e$ ) рассчитывалась из соотношений

$$\Delta\rho(z) = \rho(z) - \rho|_{z=8\text{ м}}, \quad (1)$$

$$\rho = (1 - s/\rho_S) \rho_W(T) + S, \quad (2)$$

где  $\rho_W(T)$  — плотность воды без взвеси, а  $\rho_S = 2,5 \text{ г/см}^3$  — плотность взвешенного материала. На верхней границе потока (см. рис. 1,  $a-z$ ) наблюдается «линза просветленной жидкости» (область минимумов

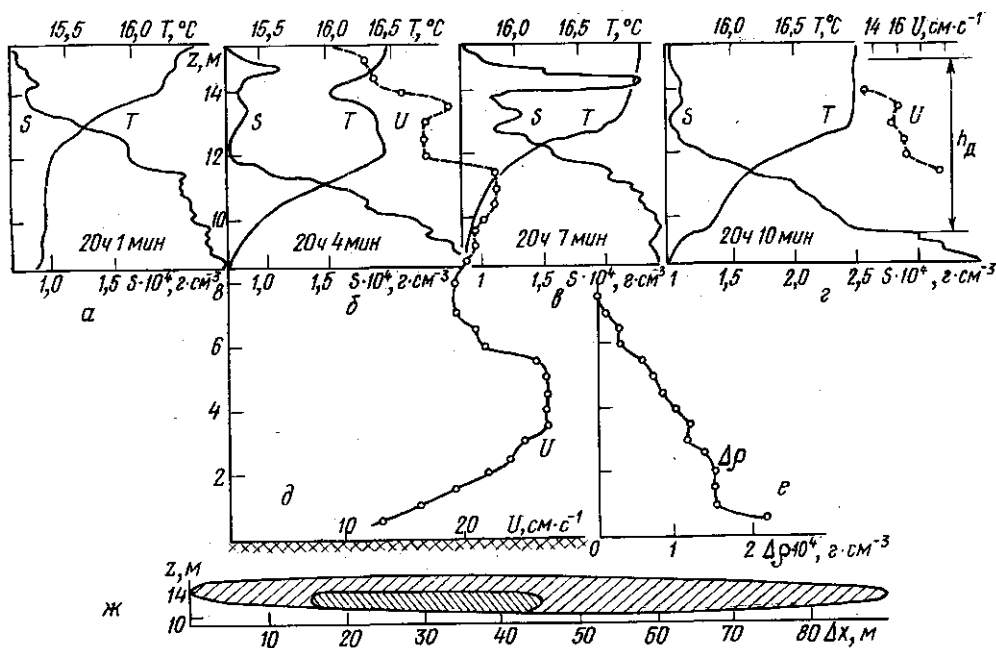


Рис. 1. Типичные преобразования профилей концентрации взвеси  $S$ , температуры воды  $T$  и скорости течения  $U$  в его верхней контактной зоне ( $a-z$ ); распределение скорости по всей глубине потока ( $\delta$ ); эпюра разности плотностей  $\Delta\rho$  жидкостей в придонном ядре течения и в вышележащих слоях воды ( $e$ ); контуры линзы просветленной жидкости ( $ж$ )

$S(z)$ , ограниченная сверху постепенно снижающимся куполом вод с повышенной концентрацией взвеси. Вертикальный размер линзы (рис. 1,  $ж$ ) — расстояние от образующего ее купол максимума концентрации ( $S_{\max}$ ) до нижележащего уровня, на котором величина  $S$  вновь возрастает от минимального значения (см. рис. 1,  $a-z$ ) до  $S = S_{\max}$ . Горизонтальный размер  $\Delta X = U\Delta t$  ( $\Delta t$  — время с начала измерения рассматриваемых эпюр).

В области, выделенной внутри линзы на рис. 1,  $ж$ , наблюдается локальное повышение температуры и появление минимума на профиле скорости течения. После исчезновения инверсии температуры и сглаживания профиля скорости увеличивается толщина слоя смещения, т. е. слоя диффузии взвешенных частиц  $h_d$  (см. рис. 1,  $z$ ). Здесь  $h_d$  — расстояние между положением максимума градиента концентрации  $\partial S/\partial z$

в контактной зоне течения и горизонтом, выше которого  $\partial S/\partial z=0$ , т. е. распределение  $S(z)$  становится однородным. Максимумы концентрации взвеси, ограничивающие сверху линзы просветленной жидкости, включаются в слой диффузии. Слой смешения претерпевает растяжение и сжатие (рис. 2, а), сопровождающиеся появлением инверсий на профилях температуры в моменты, отмеченные на рис. 2, а звездочкой.

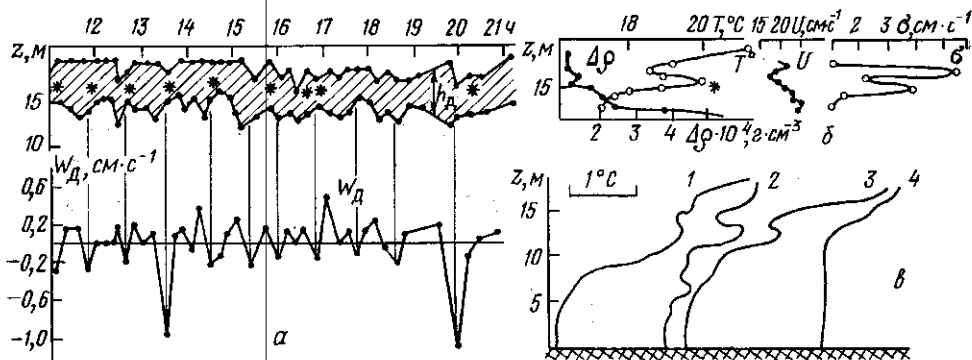


Рис. 2. Изменение во времени толщины слоя диффузии взвешенных частиц  $h_d$  и скорости его расширений (сжатий)  $W_d$  (а). Соответствующие моментам сжатий  $h_d$ -слоя эпюры разности плотностей жидкостей в потоке и над ним  $\Delta\rho$ , температуры воды  $T$  с инверсионной зоной (отмечена звездочкой), скорости течения  $U$  и среднеквадратического значения ее пульсаций  $\sigma$  (б). Характерные профили температуры по всей глубине потока при наличии инверсии (1—3) и без нее (4) (в)

Скорость изменения толщины  $h_d$ -слоя  $W_d = \Delta h_d / \Delta t$  составляет в среднем 0,2 см/с, а ее модуль достигает максимума (до 1 см/с) при сжатиях, когда  $W_d < 0$ .

Локальному повышению температуры воды на уровне максимума градиента плотности жидкости ( $\partial\rho/\partial z = \partial\Delta\rho/\partial z$ ) соответствуют минимумы на профилях средней скорости течения и среднеквадратического значения ее пульсаций (см. рис. 2, б). Типичные примеры вертикальных распределений температуры по всей глубине потока при наличии инверсии (1—3) и без нее (4) приведены на рис. 2, в. Графики зависимости от времени температуры воды  $T|_{z=11.8\text{ м}}$  по данным непрерывных регистраций и числа Ричардсона  $Ri$  в интервале между уровнями 13÷14 м, представленные совместно с 31 эпюрой скорости течения на рис. 3, свидетельствуют о заметной корреляции этих характеристик пограничного слоя потока в период 6-часовой станции. Расчет числа  $Ri$  производился по формуле для локального градиентного значения этого критерия

$$Ri = \frac{g \partial\rho/\partial z}{\rho (\partial U/\partial z)^2}, \quad (3)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения. Величина  $\partial\rho/\partial z$  в (3) осреднялась за время измерения профилей скорости (не более 6 мин).

Одновременно с локальным повышением температуры воды и ростом глубины минимумов в центральной области профилей скорости течения ( $z=12-13$  м) наблюдается увеличение числа  $Ri$  над инверсионной зоной. При вырождении минимумов скорости (заштрихованные эпюры  $U(z)$  на рис. 3) число  $Ri$  становится меньше критического ( $Ri_{кр}=0,25$ ) и понижается температура.

Осредненный за период выполнения станции профиль скорости течения, а также эпюры интенсивности турбулентности  $\sigma/U$ , рассчитанной по полной дисперсии и по ее значению для временного масштаба  $t=40$  мин, приведены на рис. 4, а. Минимумы интенсивности турбулентности, как и в случае, изображенном на рис. 2, в для частотного диапазона 0,02—0,10 Гц, расположены в области появления инверсии температуры (см. рис. 1, б). Интенсивность длиннопериодных флуктуаций

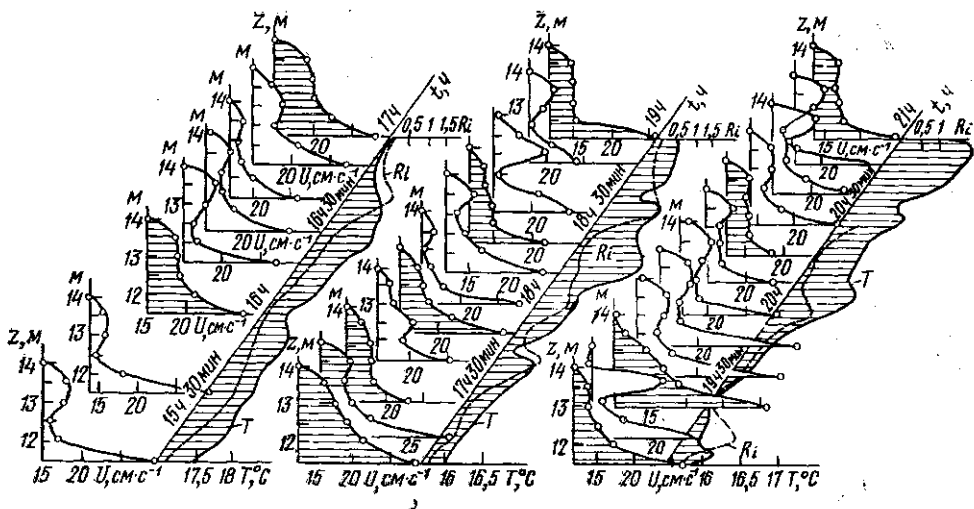


Рис. 3. Графики зависимости от времени температуры воды  $T|_{z=11,8}$  м и числа  $Ri|_{z=13-14}$  м, представленные совместно с 31 эпюрой скорости течения в пограничном слое потока, в период 6-часовой станции

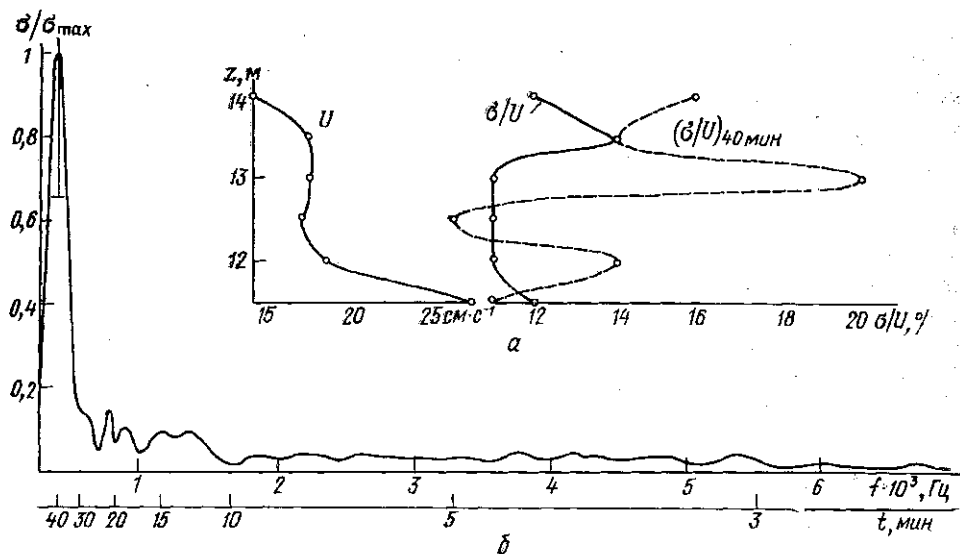


Рис. 4. Эпюры осредненной за 6-часовой период скорости течения на его верхней границе, интенсивности турбулентности  $\sigma/U$  для полной дисперсии и для ее значения, соответствующего временному масштабу  $t=40$  мин (а); спектр нормированного среднеквадратического значения пульсаций скорости течения  $\sigma/\sigma_{\max}$  в пограничном слое потока над инверсионной зоной (б)

скорости течения  $(\sigma/U)_{40 \text{ мин}}$  в инверсной зоне ( $z=12,5 \text{ м}$ ) меньше полной  $\sigma/U$ , что обычно имеет место при смещении максимума на спектре пульсационной энергии в сторону более высоких частот, характерном для диссипативных процессов. Аналогичный результат для частотного диапазона  $0,04-0,10 \text{ Гц}$  в рассматриваемой зоне данного потока был получен в работе [5].

Спектр нормированного среднеквадратического значения пульсаций скорости течения над инверсной зоной, рассчитанной по данным непрерывной 6-часовой регистрации (см. рис. 4, б), содержит четко выраженный максимум, определяющий временной масштаб  $t$  основных энергонесущих турбулентных образований, равный 40 мин. Эта величина много больше времени измерения профилей  $S$ ,  $T$ ,  $U$ , что позволяет рассматривать их как соответствующие квазистационарным ситуациям. С таким же (в среднем) масштабом происходят флуктуации толщины слоя смещения (см. рис. 2, а) и колебания устойчивости его верхней границы (см. рис. 3). При растяжении  $h_D$ -слоя эта граница становится неустойчивой ( $Ri < Ri_{кр}$ ), а перечисленные структурные неоднородности сглаживаются.

Для такой стадии, на которой значение  $h_D$ , а следовательно, и зона действия турбулентности, генерируемой на жидкой границе течения, достигают своих предельных значений, можно пренебречь диффузией турбулентной энергии в уравнении ее баланса [6]. В квазистационарном приближении это уравнение для верхней границы слоя смещения (над инверсной зоной) имеет вид

$$\rho \varepsilon = \tau \frac{\partial U}{\partial z} (1 - Ri), \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  — диссипация турбулентной энергии,  $\tau \partial U / \partial z$  — ее генерация,  $\tau$  — турбулентное напряжение,  $Ri = Ri/Sc$  — динамическое число Ричардсона,  $Sc = \nu_T/k$  — число Шмидта,  $\nu_T$  и  $k$  — коэффициенты турбулентной диффузии импульса и взвешенных частиц.

Оценка по результатам прямых измерений в данном потоке дает значение  $Sc$  в интервале  $1 \div 3$ . Число  $Ri$  в рассматриваемой области растянутого слоя смещения составляет в среднем  $0,14$ . В итоге получаем, что  $Ri < 0,14$ . Тогда из (4) с точностью до 14% следует равенство

$$\varepsilon = \tau \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (5)$$

Это условие для оценки диссипации турбулентной энергии применялось также в работах [7, 8]. Значения  $\tau/\rho$  и  $\partial U / \partial z$  на верхней границе изучаемого течения изменяются в интервалах  $1 \div 4 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$  и  $(1 \div 5) \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  соответственно. При этом согласно (5) диссипация турбулентной энергии может изменяться в диапазоне  $0,01-0,20 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^3$ . Подставляя эти значения  $\varepsilon$  в соотношение для определения радиуса действия  $L$  эффекта плавучести на турбулентный обмен [9]

$$L = \varepsilon^{1/2} N^{-3/2}, \quad (6)$$

где  $N = \left( \frac{g^2}{c^2} + \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{1/2}$  — частота Вайсяля — Брента ( $c$  — скорость звука в воде), получаем  $L = 1 \div 4,5 \text{ м}$  ( $\bar{N} = 10^{-2} \text{ Гц}$ ).

Расширение — сжатие слоя смещения происходит в обе стороны (вверх и вниз) от зоны диссипации турбулентной энергии (два максимума  $\sigma$  и  $\sigma/U$  на рис. 2, б, 4, а). Поэтому величине  $h_D$  соответствует удвоенное значение  $L$ , составляющее в среднем  $5,5 \text{ м}$ , т. е. совпадающее с точностью до 12% с  $h_{D\text{max}} = 6 \text{ м}$ . Поскольку рост турбулентных

образований максимального масштаба ограничен радиусом действия эффекта плавучести  $L$ , а их внешняя граница, совпадающая с верхней для слоя смешения, неустойчива ( $Ri=0,14$ ), происходит дробление этих образований на более мелкие с последующим переходом части турбулентной энергии в тепловую. Величина  $h_d$  уменьшается. Вследствие уменьшения масштабов молярного обмена образуется зона, в которой  $\partial U/\partial z=0$ . Значение  $U$  минимально из-за диссипативных потерь осредненного движения, а диссипация определяется как  $\varepsilon=A\sigma^3/l$ , где  $l$  — масштаб турбулентности,  $A=0,9-1,6$  [6, 8, 10, 11].

Масштаб мельчайших вихреобразований, следующим этапом эволюции которых является диссипация в тепло, был предложен в работе [12]:

$$\eta = \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4}, \quad (7)$$

где  $\nu$  — коэффициент кинематической молекулярной вязкости. Полагая, что уменьшение средней скорости и интенсивности ее пульсаций при инверсии температуры вызвано диссипативными потерями энергии потока, затрачиваемой на локальное нагревание воды, можно оценить выделяющуюся при этом мощность  $P$  из соотношения

$$P = \frac{\sigma_{затр}^3}{\eta} = D \left( \frac{\eta}{\sigma_{затр}} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где  $\sigma_{затр}$  — глубина минимума, возникающего при инверсии температуры на профиле  $\sigma(z)$  (см. рис. 2, б),  $D=\sigma_{затр}^2$  — диссипирующая турбулентная энергия,  $\eta/\sigma_{затр}$  — время жизни микромасштабного вихреобразования.

Анализ результатов многолетних комплексных исследований структуры рассматриваемого течения по его длине [4] и во времени показал отсутствие в данном случае предлагавшихся ранее [1, 2] иных эквивалентных источников зарегистрированной инверсии температуры, включая адвективные факторы. Вместе с тем наличие подобных инверсий на границах аналогичных океанских придонных течений [13] свидетельствует о распространенности этого явления и актуальности изучения порождающих его факторов. При известном диссипативном повышении температуры  $\Delta T$  можно сравнить требующуюся для такого нагрева единицы массы воды мощность с величиной  $P$ :

$$C \frac{\Delta T}{\Delta t} \frac{\sigma_{затр}^3}{\eta}, \quad (9)$$

где  $C$  — удельная теплоемкость воды,  $\Delta t$  — время нагревания. Учитывая, что в рамках сделанного допущения о диссипативной природе инверсии температуры  $\varepsilon=P$ , получаем из (7) и (9) выражение для оценки значения  $\sigma_{затр}$ :

$$\sigma_{затр} = a \sqrt[4]{\frac{\nu C \Delta T}{\Delta t}}. \quad (10)$$

Подстановка в соотношение (10) данных прямых измерений величин  $\Delta T$  и  $\Delta t=40$  мин, т. е. значения временного масштаба турбулентных образований, крупнейших в пограничном слое плотностного течения, дает  $\sigma_{затр}=2$  см/с для  $\Delta T=0,1^\circ\text{C}$  и 3,5 см/с для  $\Delta T=1^\circ\text{C}$ , при  $C=4,2 \cdot 10^3$  Дж/кг·град,  $\nu=10^{-6}$  м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>,  $a=A^{-1/3}=0,86-1,03$ . Результаты проведенной оценки согласуются с измеренными величинами  $\sigma_{затр}$  (см. рис. 2, б) и с данными 10- и 6-часовых станций, для которых среднее значение  $\Delta T$  составляет  $0,1^\circ\text{C}$ .

Появление минимума скорости течения при диссипативных потерях энергии потока в пограничном слое приводит к возникновению зоны контакта встречных осредненных турбулентных потоков импульса  $\tau = \rho v_T \partial U / \partial z$ . Внутри этой зоны  $\partial U / \partial z = 0$ ,  $\tau = 0$ , т. е. образуется «динамическая ловушка», создающая условия локального накопления диссипативного тепла, необходимые для формирования инверсии температуры. Для взвешенных частиц «ловушка», наоборот, открыта, так как интенсивность турбулентности в ней минимальна, в результате чего скорость осаждения частиц повышается и возникает линза просветленной жидкости. Выше «ловушки» в период ее существования располагается максимум концентрации взвеси (купол линзы на рис. 1, б, в), который образован частицами, перенесенными вверх при развитии крупномасштабных турбулентных образований и поддерживается за счет сохранения зоны генерации турбулентной энергии над диссипативной прослойкой [5] (максимумы  $\sigma$  и  $\sigma/U$  на рис. 2, б, 4, а). Однако устойчивость этой зоны при появлении минимума скорости течения возрастает (см. рис. 3) ( $Ri > Ri_{кр}$ ), что свидетельствует о гашении турбулентности из-за диссипации и изоляции данной области генерации «динамической ловушкой» от источника энергоснабжения — ядра придонного потока. Максимум концентрации взвеси опускается, разрушается локально-неустойчивое распределение плотности, теплые инверсные воды конвективно выходят из пограничного слоя, минимум на профиле скорости течения исчезает, начинается увеличение  $h_d$  до предела  $\Delta z = 2L$ , соответствующее развитию крупномасштабных турбулентных образований, и процесс циклически повторяется.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометиздат, 1981, с. 67—68, 191, 212. [2] Федоров К. Н. В кн.: Физика океана. М.: Наука, 1978, т. 1, с. 113. [3] Пыркин Ю. Г., Самолюбов Б. И. В кн.: Техн. средства изуч. и освоения океана. Изд-во Севастоп. приборостр. ин-та, 1981, с. 187. [4] Пыркин Ю. Г., Самолюбов Б. И. Океанология, 1980, 20, № 1, с. 40. [5] Пыркин Ю. Г., Самолюбов Б. И., Белашапков А. В. Океанология, 1982, 22, № 5, с. 55. [6] Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965, ч. 1, 2. [7] Обухов А. М. Характеристики микроструктуры ветра. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1951, № 3, с. 49. [8] Ламли Дж., Пановски Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966, с. 103, 181. [9] Озмидов Р. В. Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1965, № 8, с. 853. [10] Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1955, с. 105—108, 114. [11] Лозовацкий И. Д., Озмидов Р. В. Океанология, 1979, 19, № 6, с. 982. [12] Колмогоров А. Н. ДАН СССР, 1941, 30, с. 299. [13] Armi L., D'Asaro E. J. Geoph. Res., 1980, С. 85, N 1, p. 469.

Поступила в редакцию  
05.05.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 621.385:622

#### РАСЧЕТ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В КЛИСТРОНЕ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Ю. К. Алексеев, А. И. Костенко

(кафедра радиофизики СВЧ)

В большинстве электронных приборов СВЧ для управления электронным пучком используются динамические способы их формирования. При этом все приборы имеют теоретический предел электронного