

ПРОВ 98

ПРОВ 2010

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНСТИТУТ БИОЛОГИИ ЮЖНЫХ МОРЕЙ  
им. А. О. КОВАЛЕВСКОГО

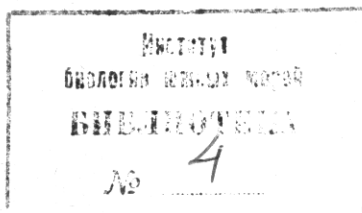
# БИОЛОГИЯ МОРЯ

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

Основан в 1965 г.

Выпуск 41

ВОПРОСЫ САНИТАРНОЙ ГИДРОБИОЛОГИИ  
И ОКЕАНОГРАФИИ



КИЕВ «НАУКОВА ДУМКА» 1977

В. И. Зац, Б. Ф. Андрущенко

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕПЕНИ АНИЗОТРОПИИ ПЯТЕН КРАСИТЕЛЯ ПО ДАННЫМ АЭРОМЕТОДОВ

Аэрофотосъемка пятен красителя в последовательные моменты времени и в широком диапазоне изменчивости океанографических условий позволяет судить о степени анизотропии процессов диффузии. Наиболее типичным для диффузии пятен в реальных условиях является четкая анизотропия процесса. Аэрометоды могут дать сравнительно полное представление о горизонтальной анизотропии (в виде различий между продольной и поперечной диффузией).

Настоящая статья посвящена вопросу изменчивости анизотропии пятен и ее зависимости от некоторых определяющих факторов по данным аэрометодов.

В качестве характеристики степени анизотропии пятен принимается соотношение

$$\alpha = l_x/l_y, \quad (1)$$

где  $l_x$  и  $l_y$  — соответственно длина пятна вдоль оси его вытянутости и его ширина. Так как пятна имеют сложную форму, то в качестве  $l_x$  принимается максимальная длина пятна. Для уточнения понятия ширины пятна рассматривается средняя ширина  $\bar{l}_y = S/l_x$  ( $S$  — площадь пятна) и максимальная ширина  $(l_y)_{\max}$ .

Материалы аэрофотосъемки показали, что параметры  $l_x$ ,  $(l_y)_{\max}$ ,  $\bar{l}_y$  изменяются во времени по степенному закону [1]:

$$l \sim t^m, \quad (2)$$

где  $m$  для  $l_x$  и  $\bar{l}_y$  изменяется в диапазоне 0,74—1,35 и 0,37—0,7 соответственно по опытам в районе Ялты и у м. Пицунда. Имеется в виду рост пятна на первом этапе диффузии от выпуска красителя до момента  $S_{\max}$  (для данной изолинии). Параметр  $\alpha$  на указанной стадии роста также изменяется по степенному закону

$$\alpha \sim t^\gamma, \quad (3)$$

Следовательно, с увеличением  $t$  степень анизотропии пятен возрастает. Это можно объяснить тем, что с увеличением времени диффузии значительную роль начинают играть турбулентные вихри больших масштабов, которые в основном анизотропны. Показатель степени  $\gamma$  изменяется в сравнительно широком диапазоне:

$$\begin{aligned} \gamma &= 0,21 - 1,06 \text{ для } \alpha_1 = l_x/\bar{l}_y, \\ \gamma &= 0,27 - 0,80 \text{ для } \alpha_2 = l_x/(l_y)_{\max}. \end{aligned}$$

В 70% случаев значение  $\gamma$  превышает 0,5 ( $\bar{\gamma} = 0,63$ ), т. е. рост степени анизотропии во времени является весьма существенным. Эти данные подтверждаются работами [6, 9], в которых высказано предположение, что анизотропия пятен на поздних стадиях диффузии определяется неоднородностью скоростного поля, вызванной вихрями большого масштаба. Действительно, наши эксперименты показали, что на ранней стадии диффузии (до 0,5—1,0 ч после выпуска) форма пятен весьма

близка к кругу. Главную роль здесь играет мелкомасштабная турбулентность, определяющая изотропность пятна. С увеличением времени диффузии пятна становятся все более и более вытянутыми (анизотропными), так как к турбулентности малого масштаба начинают постепенно присоединяться процессы среднего и крупного масштаба, которые, в основном, являются анизотропными и, следовательно, определяют форму пятна.

По абсолютному значению параметр  $\alpha$  варьирует в широких пределах, наибольшие его средние значения (на стадии до  $S_{\max}$ ) достигают 10—11 (в районе Ялты  $\alpha=6-11$ , в районе м. Пицунда  $\alpha=4-10$ ). Максимальные значения  $\alpha$  в отдельных опытах значительно выше (рис. 1).

Параметр  $\alpha$  подобно  $S$  и  $R$  для фиксированной изолинии растет на первой стадии, достигает максимума и затем убывает. В первом приближении функция  $\alpha(t)$  на стадии роста ( $S_0-S_{\max}$ ) и убывания пятна данной изолинии ( $S_{\max}-S_0$ ) отвечает Гауссовому распределению (рис. 1).

По данным аэрофото съемки такое распределение соответствует определенной фиксированной изолинии концентрации, но фактически диффузия (и, следовательно, анизотропность) развивается дальше, что можно проследить по изолиниям концентрации меньших порядков.

Характер изменения функции  $\alpha(t)$  на стадии роста и убывания пятна зависит от разных факторов, в том числе от плотностной стратификации, степени волнения, взаимодействия между ветром и течениями. Во время штормового волнения распределение  $\alpha$  существенно изменяется (рис. 1, б, кривая 1): левая ветвь кривой  $\alpha(t)$  (стадия роста) становится круче правой (стадия убывания);  $\alpha_{\max}$  по абсолютной величине и время ее достижения  $t_{\alpha \max}$  заметно уменьшаются по сравнению с условиями слабого волнения (рис. 1, а).

Волновые процессы оказывают существенное влияние на турбулентную диффузию, особенно на соотношение между ее горизонтальной и вертикальной компонентами. Известно, что вертикальное перемешивание верхнего слоя сильно зависит от степени волнения. В наших работах [2, 3] показана роль волнения в вертикальном перемешивании и сделаны оценки глубины перемешивания в зависимости от параметров волн. Влияние волнения на процессы горизонтальной диффузии пятен и струй изучено слабо.

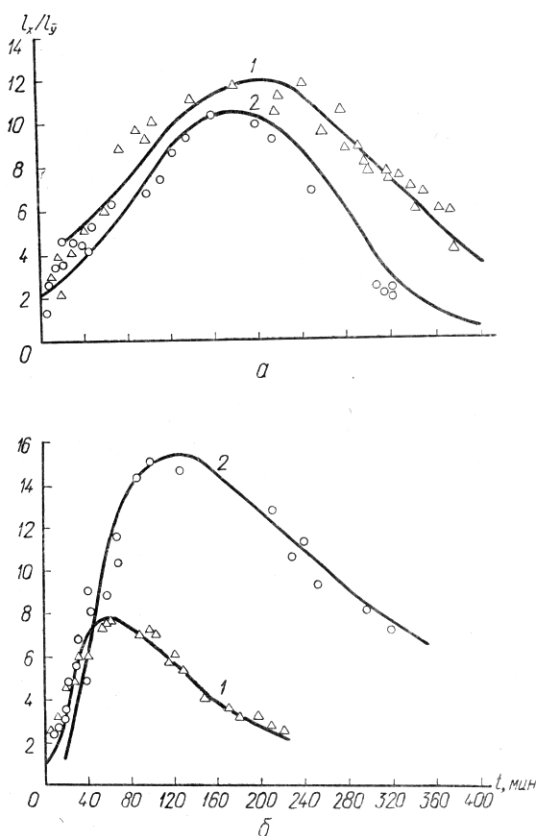


Рис. 1. Изменчивость параметра анизотропии  $\alpha$  во времени по опытам в районе Ялты и м. Пицунда:

$\alpha$  — распределение, соответствующее нормальному закону, при слабом волнении (I—II баллов); б — распределение, соответствующее логнормальному закону, при волнении моря IV—V баллов; 1, 2 — разные пуски пятен.

Так как эксперименты по аэрофотосъемке пятен проводились при различных условиях ветрового волнения, можно попытаться дать количественную оценку воздействия волнения на кинетические параметры пятен и степень анизотропии. Оно сказывается в усилении и вертикального обмена, и горизонтального перемешивания, так как ветер, порождающий ветровое волнение, одновременно усиливает и турбулизирует

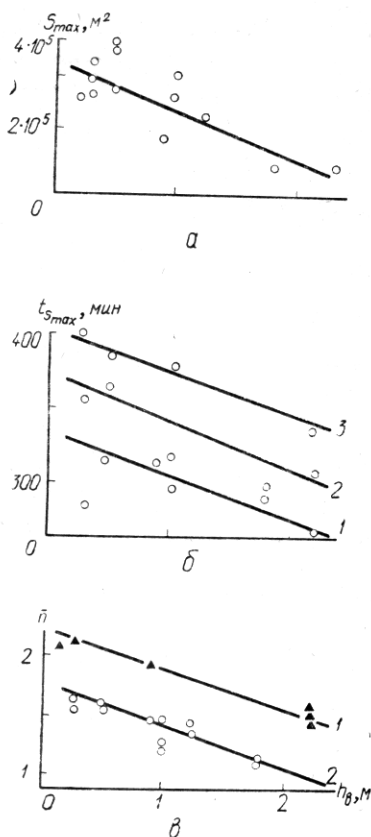


Рис. 2. Изменчивость максимальной площади пятна ( $a$ ), времени ее достижения ( $b$ ) и показателя степени  $n$  ( $v$ ) с ростом волнения:  $b$  — «мощность» точечного источника 5 (1), 10 (2) и 15 кг (3) красителя;  $v$  — район м. Пицунда (1) и район Ялты (2).

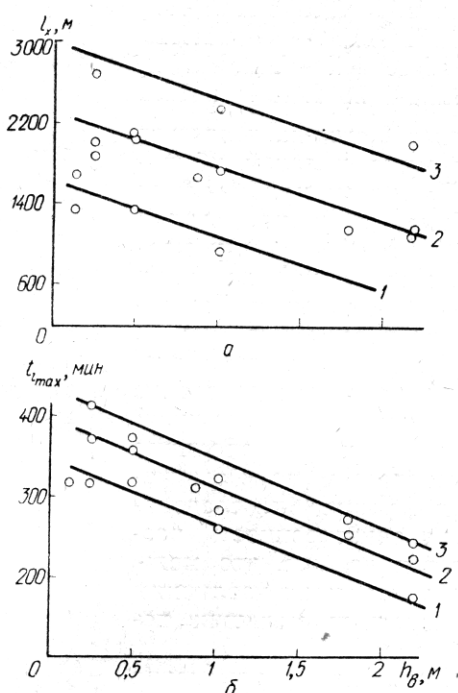


Рис. 3. Изменчивость длины пятна ( $a$ ) и времени достижения максимальной длины пятна ( $b$ ) в зависимости от высоты волн ( $h_b$ ):

1—3 — опыты при «мощности» точечного источника 5, 10 и 15 кг красителя соответственно.

течение. Но в общем балансе турбулентной энергии соотношение между ее компонентами (которые расходуются на вертикальный и горизонтальный обмен) изменяется во времени в процессе усиления волнения. Такую дифференциацию вклада провести сейчас трудно, но можно оценить влияние волнения на параметры, характеризующие кинематику и анизотропность пятен.

Так, максимальное значение площади пятна  $S_{max}$  с увеличением высоты волн  $h_b$  уменьшается (рис. 2); функции  $S_{max}(h_b)$  и  $n(h_b)$  в первом приближении имеют вид

$$S_{max} \sim e^{-nh_b}, \quad n \sim a - bh_b, \quad (4)$$

где  $a, b$  — коэффициенты пропорциональности.

Время достижения  $S_{max}$  также уменьшается с усилением волнения (рис. 2): функция  $t_{smax} \sim f(h_b)$  описывается линейной зависимостью.

Кривая  $n(h_b)$  для района м. Пицунда располагается выше, чем для Ялты (рис. 2, в, кривые 1 и 2). Это связано с различием в плотностной стратификации: в районе м. Пицунда  $d\sigma_t/dz=0,108$ , а для Ялты  $d\sigma_t/dz=0,069$ .

Влияние волнения сказывается и на линейных размерах пятна. Длина пятна  $l_x$  и время достижения ее максимального значения  $t(l_{\max})$  убывают с усилением волнения, и их зависимости от  $h_b$  имеют вид (рис. 3)

$$l_x \sim a_1 - b_1 h_b; t_{\max} \sim a_2 - b_2 h_b. \quad (5)$$

Что касается ширины пятна  $l_y$ , то с ростом волнения она изменяется по-разному: в условиях резкой стратификации (м. Пицунда)  $l_y$  возрастает, а в районах со слабой стратификацией в тонком поверхностном слое (Ялта) она слабо убывает.

Следовательно, ослабление степени анизотропии может определяться различными соотношениями  $l_x$  и  $l_y$ : 1) длина пятна  $l_x$  уменьшается, а ширина  $l_y$  увеличивается, что ведет к уменьшению  $\alpha$ ; 2)  $l_x$  и  $l_y$  уменьшаются, но скорость убывания  $l_x$  намного больше, чем  $l_y$ , и это тоже ведет к изотропии.

Уменьшение длины пятна  $l_x$  и слабый рост его ширины  $l_y$  с усилением волнения свидетельствуют о тенденции к ослаблению анизотропии. Действительно, параметр анизотропии  $\alpha = l_x/l_y$  уменьшается с ростом высоты волн (рис. 4, а). В первом приближении можно говорить о четкой тенденции процесса; функция  $\alpha(h_b)$ , как это следует из рис. 4, описывается линейной зависимостью. Нужно отметить, что время достижения максимума анизотропии  $t_{\alpha \max}$  также уменьшается с усилением степени волнения (рис. 4, б), т. е. степень анизотропии, которая наблюдается во время штормового волнения, быстро достигает своего максимума — в 1,5–2,0 раза быстрее, чем при слабом волнении I–II балла.

Приведенные данные позволяют сформулировать феноменологическую модель эволюции пятен примеси в зависимости от развития ветра и волнения в стратифицированном море.

При слабом ветре и волнении в стратифицированном море (типа Черного моря) наблюдается четкая удлиненность пятен, свидетельствующая об анизотропном характере процесса диффузии. К основным факторам, определяющим анизотропию пятен, относятся:

1) вертикальный сдвиг (градиент) скоростей течений на начальной стадии диффузии (для малых масштабов), когда турбулентность изотропна. «Хвост» пятна заглубляется и отстает в своем движении от носовой части. При аэрофотосъемке (интегральная съемка верхнего слоя) получается «накладка» ряда пятен, сдвинутых по вертикали друг относительно друга, что дает удлиненность пятна (в слое);

2) удлинение энергосодержащих вихрей в направлении среднего потока. Такое удлинение для процессов малого масштаба в направлении

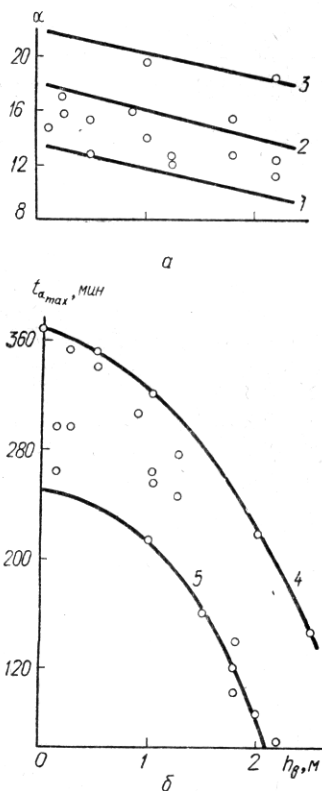


Рис. 4. Изменчивость параметров  $\alpha$  (а) и  $t_{\alpha \max}$  (б) с ростом высоты волн ( $h_b$ ).

Кривые 1–3 проведены для «мощности» источников соответственно 5, 10 и 15 кг; 4, 5 проведены визуально.

среднего потока со сдвигом рассмотрено и экспериментально подтверждено Таузендом (Townsend) [9];

3) вклад анизотропной турбулентности, связанной с вихрями большого масштаба. Проявляется в неоднородном поле скоростей течений с наличием горизонтальных сдвигов на поздних стадиях диффузии, т. е. для больших масштабов явления [8].

С усилением ветра и волнения существенно возрастает роль мелко-масштабной турбулентности, которая интенсифицирует как вертикальное перемешивание, так и горизонтальное. Возрастание вклада мелко-масштабной турбулентности проявляется в том, что длина пятен  $l_x$  уменьшается, ширина  $l_y$  возрастает или слабо уменьшается и пятна становятся все более и более изотропными. Таким образом, генерируемая мелко-масштабная турбулентность за счет усиления ветра и волнения влияет не только на внутреннее перемешивание в пятне, но и на его форму — исчезает удлиненность, пятна становятся более круглыми.

Остановимся на механизмах, ответственных за генерацию мелко-масштабной турбулентности: влиянии турбулизирующей роли ветра и волн; взаимодействии течений и волнения; циркуляционных ячейках Лэнгмюра и др.

Согласно исследованиям А. Г. Колесникова и Н. А. Пантелеева [4], взаимодействие ветрового волнения с неоднородным полем скорости течений приводит к гидродинамической неустойчивости движения и генерации мелко-масштабной турбулентности. Анализ статистических характеристик турбулентности также показывает, что при усилении ветра и волнения вклад мелко-масштабной турбулентности становится преобладающим.

Циркуляция Лэнгмюра генерирует в основном мелко-масштабную турбулентность. По данным Ассафа с соавт. (Assaf e. a.) [5], при ветре 5—15 м/с возникает целая «иерархия ячеек»: максимальная ширина полос достигает 100—280 м (примерно равна глубине однородного слоя в океане), ширина мелких ячеек измеряется метрами (5—10 м), а средних — десятками метров (35—90 м). Определенное влияние оказывает плотностная стратификация. Можно провести аналогию между мелководьем и сильно стратифицированной толщей вод в глубоком море, где слой скачка плотности вблизи поверхности играет как бы роль дна. Известно, что на мелководье ячейки Лэнгмюра среднего и крупного размеров разрушаются [5]; их энергия передается мелким вихрям, что способствует развитию мелко-масштабной турбулентности. Полагая, что сильный слой скачка приводит к такому же эффекту, приходим к выводу, что в верхнем слое Черного моря этот процесс усиливает вклад мелко-масштабной турбулентности.

С усилением ветра и волнения существенно возрастает вертикальное перемешивание за счет турбулентности, генерируемой волновыми процессами, циркуляцией Лэнгмюра и др. По данным [5], коэффициенты вертикальной диффузии для ячеек Лэнгмюра среднего и крупного размеров — 35, 100 и 280 м — составляли соответственно 650, 1600 и 5300 см<sup>2</sup>/с. Такой вертикальный обмен способствует интенсивному распространению красителя вглубь. В работе Ичие (Ichiye) [7] прослежено вертикальное распространение красителя для умеренного ветра 5—6 м/с (волнение II балла,  $h_b=34$  см) и штормового ветра 10—15 м/с (волнение VI баллов,  $h_b=3,8$  м). В первом случае термоклин был в слое 23—35 м, а краситель распространился до 10 м. Во время шторма слой скачка опустился глубже 70 м, а краситель проник до 70 м. Волновое перемешивание и циркуляция Лэнгмюра с указанными величинами коэффициентов вполне могут объяснить такое проникновение красителя.

В условиях Черного моря, где стратификация значительно сильнее, чем в океане, вертикальный обмен менее интенсивный. Но даже в этом случае продолжительные штормы в летние месяцы (максимум страти-

фикации) могут образовать верхний однородный слой толщиной до 50 м, а в осенне-зимние месяцы (слабая стратификация) слой толщиной 100 м [2, 3].

Таким образом, интенсификация мелкомасштабной турбулентности с усилением ветра и волнения способствует более активному распространению примеси по вертикали и ослаблению эффекта анизотропных вихрей крупного масштаба (пятна укорачиваются по длине и растут в ширину). В итоге это проявляется в тенденции ослабления анизотропии (пятна становятся более круглыми).

Характер изменчивости анизотропии пятен примеси представляет и теоретический и практический интерес и требует дальнейших исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андрющенко Б. Ф. Некоторые параметры анизотропного процесса горизонтальной турбулентной диффузии нестационарных пятен красителя в шельфовой зоне Черного моря.— Материалы Всесоюз. симп. по изученности Черного и Средиземного морей, использованию и охране их ресурсов. Ч. 1. К., 1973, с. 23—26.
2. Зац В. И. Особенности режима волнения в районе Ялты.— Сборник работ гидрометеорологической обсерватории Черного и Азовского морей. М., 1962, вып. 1, с. 77—103.
3. Зац В. И. Волнение моря и процессы перемешивания в прибрежной зоне Черного моря.— В кн.: Океанограф. исслед. Черного моря. К., «Наук. думка», 1967, с. 74—84.
4. Колесников А. Г., Пантелеев Н. А. Экспериментальные исследования турбулентности в океане.— Морские гидрофиз. исслед., 1972, № 2 (58), с. 151—173.
5. Assaf G., R. Gerard, Gordon H. Some mechanisms of oceanic mixing revealed in aerial photographs.— J. Geophys. Res., 1971, 76, N 27, p. 6550—6572.
6. Carter H. H., Okubo A. A study of the physical processes of movement and dispersion in the Cape Kennedy Area. Chesap. Bay Inst., The John Hopkins Univ., Tech. Rep., Ref. 65—2, 1965. 164 p.
7. Ichiye T. Upper ocean boundary-layer flow determined by dye diffusion.— In: The physics of fluids. Supplement, 1967, p. 270—277.
8. Pritchard D. W., Okubo A., Carter H. Observation and theory of eddy movement and diffusion of an introduced tracer material in the surface layers of the sea. Disposal Radiact. Wastes, Seas, Oceans and Surface Waters. Vienna, 1966, p. 397—424.
9. Townsend A. A. The structure of turbulent shear flow. London, Cambridge Univ. Press, 1958. 113 p.

Институт биологии южных морей  
им. А. О. Ковалевского АН УССР

Поступила в редколлегию  
18.II 1975 г.

УДК 551.46.09:628.19(26)

М. С. Немировский

### ВЛИЯНИЕ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЙ НА НАЧАЛЬНОЕ РАЗБАВЛЕНИЕ

Известные теоретические и эмпирические зависимости для расчета кратности начального разбавления сточных вод получены для неподвижной приемной среды [2, 3, 6, 8]. Однако в реальных условиях случаи с отсутствием течений имеют очень небольшую повторяемость и продолжительность; такие ситуации можно рассматривать как частные, например при смене направлений течений. Во всех остальных случаях течения способствуют увеличению длины траектории всплывающего «факела» по сравнению с процессами в неподвижной среде. Наличие течений изменяет и общий турбулентный режим, способствуя усилению разбавления всплывающих сточных вод.

В настоящей статье оценивается влияние скоростей течений на интенсивность начального разбавления ( $N_H$ ). Под начальным разбавлением понимается смешение факела сточных вод на пути его подъема от места выпуска до поверхности моря или до определенной промежуточной