

Обрушение морских волн: пространственно-временная структура точечных дискретных полей и модели «выбросов» гауссового поля

Е.А. Шарков

*Институт космических исследований РАН
117997 Москва, ул. Профсоюзная, 84/32
E-mail: easharkov@iki.rssi.ru*

В работе рассмотрены вопросы методологии многомасштабных оптических дистанционных измерений для изучения мезомасштабных точечных дискретных случайных полей обрушений; указаны достоинства и ограничения различных дистанционных комплексов для выявления пространственно-временных особенностей полей обрушения гравитационных волн и дисперсных систем с аэроносителями различных классов. На основе предложенных автором специальных методик обработки точечных дискретных полей получен и обсужден ряд принципиальных результатов, в частности, о том, что поле индивидуальных обрушений свободных гравитационных волн является строго двумерным сложным пуассоновским процессом (марковское свойство «отсутствия последствия»). Показано, что широко используемая модель «выбросов» за фиксированный уровень случайного гауссового поля возвышений морской поверхности с включением элементов концепции «порогового» механизма в корне противоречит экспериментальным данным и принципиально не могут быть использованы для исследования процессов пространственно-временных характеристик полей обрушения гравитационных волн на «глубокой» воде.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект 06-05-64276-а.

Введение

Формирование и понимание физических особенностей стохастических моделей пространственных полей собственного излучения и обратного рассеяния взволнованной морской поверхности составляют актуальную проблему современной аэрокосмической океанологии и радиолокации [1-6]. Исследования последних лет показали несомненную важность детального изучения пространственно-временной структуры полей обрушений гравитационных морских волн на масштабах порядка десятков и сотен метров до единиц километров, характерных для поля зрения бортовых радиофизических систем [3]. С другой стороны, несомненна (но далека от полного физического понимания) связь между особенностями пространственных спектров возвышений морской поверхности с пространственными характеристиками поля обрушений. В более ранних работах [3] нами экспериментально показано, что на всех этапах разгона морского волнения пространственное поле обрушений гравитационных волн (или поле центров обрушения) может быть представлено в виде целочисленного случайного пространственного поля пуассоновского типа с равномерно распределенными и независимыми центрами обрушений. Цель настоящей работы - на основе предлагаемой статистической процедуры обработки целочисленных случайных полей выявить физические особенности трансформации сложного пуассоновского процесса при изменении пространственного кадра наблюдения от десятков метров до единиц километров, а также представить соответствующую процедуру характеристики (интерпретации) выявленного эволюционного процесса.

Классификация методов исследований

Несмотря на определенный прогресс в течение последних 20 лет в изучении пространственно-статистических свойств полей обрушений и мелкомасштабной структуры пенно-брызговых систем, о физических свойствах и структуре морской пены и капельно-брызговых облаков известно явно недостаточно [3]. Особенно это касается пространственно-временных характеристик стохастического поля обрушений гравитационных волн. Это объясняется, в первую очередь,

сложностью непосредственных измерений в морских условиях и, особенно, в условиях открытого моря при сильном волнении. Тем не менее можно говорить об общем подходе в изучении процесса обрушения и пенно-брызговых структур, в первую очередь, оптическими методами, которые, наряду с акустическими, позволят получать в недалеком будущем необходимую и достаточную информацию об аэрированном и дисперсном слоях на поверхности моря и в приводном слое для нужд микроволновых дистанционных исследований.

Представляется целесообразным дать следующую некоторую классификацию оптических методов для исследования процессов обрушения гравитационных волн [3]:

I тип – аэрофотосъемка с борта высотного аэронавигатора для выявления закономерностей распределения центров диссипации морского волнения (обрушений гравитационных волн) на больших площадях морских акваторий (порядка нескольких км²) без дифференциации по типу пенных систем;

II тип – аэрофотосъемка с борта малоскоростного аэронавигатора и перспективная съемка с борта НИС для исследования пространственно-статистических характеристик площадной и линейной геометрии пенных структур различного типа, но без выявления временной динамики ;

III тип – исследование временной динамики процесса обрушения индивидуальных гравитационных морских волн, временной эволюции геометрических свойств отдельных дисперсных образований на морской поверхности при помощи их многократной съемки с борта НИС кино-и фотосъемка с длиннофокусными объективами);

IV тип – исследование дисперсной структуры слоя аэрации и поверхностных дисперсных систем при помощи макрофотосъемки проб пенной массы, взятых с поверхности или непосредственно в поверхностном слое моря при помощи герметичных боксов.

Ввиду специфики, которую накладывают на наблюдательный процесс носители оптической аппаратуры, каждый из отмеченных выше типов дистанционных наблюдений короткоживущих дисперсных систем обладает определенными ограничениями. И, в первую очередь, здесь надо отметить, что наблюдения по типу I и II не выявляют временной динамики пенных структур, поскольку при этих типах наблюдений индивидуальная пенная структура фиксируется в определенный (и неизвестный исследователю) момент собственной "жизни". И таким образом, в статистику общей геометрии пенных систем, определяемую по наблюдениям типа II как бы "вложена" статистика времени "жизни" пенных структур. Последняя особенность, по-видимому, в значительной степени обуславливает "размытость" статистических плотностей распределений геометрических параметров пенных систем, детальный анализ которых представлен в [3].

Методика и условия выполнения эксперимента

Оптическое зондирование морской поверхности в зоне развитого волнения было выполнено с борта самолета-лаборатории Ан-30 (высота носителя 5100 м) и ИЛ-14 (высота носителя –400 м) 31.10.1981 г. в акватории Каспийского моря с использованием оптической аппаратуры МКФ-6 и АФА-100. Подробные анализы барической обстановки и состояния волнения, выполненные в [7], показали, что взаимодействие ветрового потока с водной поверхностью происходило в условиях пространственного разгона с выраженной устойчивой температурной стратификацией приводного слоя. Далее наблюдался переход процесса взаимодействия в режим развитого волнения, который характеризовался следующими параметрами: безразмерный разгон $X_0 = X g (u_{10})^{-2} > 6 \cdot 10^4$; безразмерная частота максимума спектра волнения $f_0 = f_m u_{10} g^{-1} < 0,13$; скорость ветра на высоте 10 м $u_{10} = 6,25$ м/с при среднеквадратичном отклонении естественной изменчивости в течение срока выполнения эксперимента $\sigma = 0,73$ м/с. Градиентные измерения с неподвижной платформы [7] позволяют оценить (согласно методике [8]) характеристики приводного слоя — вертикальные турбулентные потоки импульса (напряжение трения) τ , тепла H , влаги E и масштаб Монины - Обухова L равны соответственно следующим численным значениям: $\tau = 0,05$ Н/м²; $H = -22,2$ Вт/м²; $E =$

$2 \pm 2,4 \text{ Вт/м}^2$; $L = 30 \text{ м}$; динамическая скорость $u^* = 0,2 \text{ м/с}$; масштаб пульсаций температуры $T^* = 0,37 \text{ К}$; и динамическое число Ричардсона $R_f = 0,03$.

Отсюда следует, что эксперимент проходил в условиях сильновыраженной температурной инверсии приводного слоя, устойчивой температурной стратификации ($R_f > 0$) при очень слабом влиянии стратификации влажности, что обусловило своеобразный турбулентный режим приводного слоя сравнительно слабого вертикального развития ($L < 30$). Турбулентные пульсации в значительной мере подавлены гидростатической устойчивостью; потоки влаги и тепла направлены из атмосферы к морской поверхности. Тепловой поток почти на порядок превышает поток влаги, причем последний носит пульсирующий характер. Особенности приводного слоя в полной мере отражаются на установлении вида спектра морского волнения (см. ниже и [3, 7]).

В этих гидрометеорологических условиях была выполнена серия крупномасштабных оптических съемок взволнованной морской поверхности акватории Каспийского моря в присутствии пенных образований с масштабом съемки 1:40800 в режиме прямолинейного полета с юга на север, вдоль направления генерального волнения. Полученная серия оптических изображений взволнованной поверхности моря была использована одновременно и как исходный материал для анализа поля обрушения, так и для восстановления пространственной спектральной структуры основного волнового поля, несущего на себе следы поля обрушений в виде пенных систем.

Анализ восстановленных по указанным выше оптическим изображениям аппаратуры МКФ-6 пространственных спектров ветрового волнения показал [3, 7], что пространственная структура спектра формируется двумя основными областями, включающими коротковолновой (филлиповский) интервал и длинноволновой интервал, образуемый за счет слабых нелинейных взаимодействий (так называемый спектр с постоянным потоком действия [9]). Таким образом, пространственный спектр волнения, поле обрушений которого анализировалось в настоящей работе, может быть аппроксимирован в следующей форме (с точностью до постоянного коэффициента):

$$S_z(k, \varphi, X) = \begin{cases} 0 & k < k_m \\ BXk^{-10/3} \cos^4 \varphi & k_m < k < k_1 \\ k^{-4} & k_1 < k < k_2 \\ 0 & k_2 < k \end{cases}$$

где k — модуль волнового числа случайного возмущения поверхности; $\varphi \in (-\pi/2; \pi/2)$ - азимутальный угол, отсчитываемый от генерального направления энергонесущей компоненты (в нашем случае - направление юг - север); k_m - волновое число спектрального максимума; k_1 — волновые числа границ областей, выше которой спектр имеет почти изотропный характер ($k_1 = 6 \text{ м}^{-1}$); k_2 соответствует высокочастотной отсечке спектра ($k_2 = 1 \text{ см}^{-1}$).

Методика обработки

Отснятые в натуральных экспериментах аэрофильмы были сгруппированы в отдельный массив выборок, причем, для обеспечения статистической независимости анализировались перекрывающиеся кадры. Для целей эффективного анализа исходные негативы, полученные с аппаратуры МКФ-6, увеличивали в 5 раз и затем каждую отдельную пенную структуру переносили на кальковый транспорант в виде точки. Таким образом, полю пенных структур, которые сопровождают обрушение гравитационных волн, было поставлено в соответствие точечное поле центров обрушения (приближение случайного точечного поля). Анализу были подвергнуты части транспорантов в рабочих зонах девяти независимых кадров МКФ. Методика выбора рабочих зон (вне поля солнечных бликов) представлена в работе [3]. Пространственное рабочее поле А размером $3264 \times 457 \text{ м}^2$ и явилось в наших исследованиях исходным пространственным элементом (S_0 с площадью $1,49 \text{ км}^2$) основной выборки, состоящей из 39 элементов (13 неперекрывающихся кадров аппарата МКФ-6). На основном пространственном поле (зона N 1) были выделены зоны (k - номер ис-

следуемой зоны, $k = 1, \dots, 11$) с площадями, уменьшенными по отношению к основному полю ($k=1$) в 2, 3, 10, 20, 40, 80, 160, 320, 640, и 1280 раз (см. таблицу). Далее для всех исследованных зон были выполнены подсчеты количества единичных пенных структур (N). Для каждой группы массивов строились гистограммы, являющиеся статистическими аналогами выборочных плотностей вероятностей в соответствии с известными правилами. Результаты обработки представлены в таблице.

Экспериментальные гистограммы зон $k = 4 - 11$ весьма сильно отличаются от гауссового распределения, особенно по значению коэффициента асимметрии. По мере роста площади исследуемого кадра (зоны $k=6-1$) экспериментальные гистограммы приближаются к гауссовому распределению. Из анализа таблицы видно, что как по мере увеличения площади исследуемой зоны кадра в характере распределений N^k начинает доминировать гауссова компонента, которая выявляется сначала в форме биномиального распределения ($k= 6, 5, 4$) и затем ($k = 3, 2, 1$) в форме чисто нормального распределения, что соответствует в данном случае винеровскому случайному процессу с независимыми приращениями [10, 11]. В соответствии с принятой нами точкой зрения о близости пространственного поля пенной активности к точечным случайным процессам рассмотрим согласованность экспериментальных гистограмм к двум фундаментальным распределениям теории точечных случайных процессов – к биномиальному и пуассоновскому типам.

Схему Бернулли [10, 11] при описании биномиального процесса в нашем случае можно интерпретировать (рис. 1) следующим образом: под "событием А" можно понимать появление ин

Характеризация ДПР ЦО

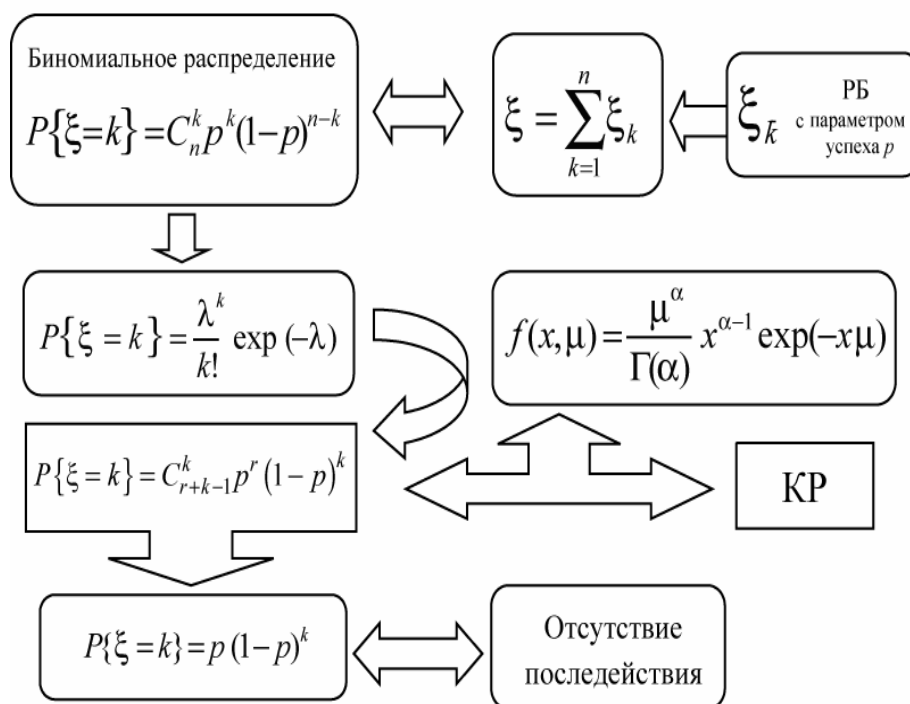


Рис. 1. Блок-схема эволюции характеристики дифференциальной плотности распределения (ДПР) центров обрушения (ЦО) при изменении пространственного кадра мгновенного поля наблюдения при дистанционном зондировании. РБ – распределение Бернулли. КР- К распределение.

дивидуальной пенной структуры с постоянной вероятностью успеха p в исследуемом пространственном кадре (распределение Бернулли), занимающего частичную площадь основного элемента S_0 ; под независимыми испытаниями N_0 - общее число пенных структур на акватории основного пространственного элемента S_0 . Тогда общее число пенных структур N , то есть событий с исходом А в исследуемом кадре N^k представляет случайную целочисленную величину μ , подчиняю-

щуюся биномиальному распределению:

$$P^k \{ \mu = N | N_0, p \} = C_{N_0}^N p^N (1-p)^{N_0-N}$$

где $N = 0, 1, \dots$; с параметрами N_0 и p , причем $N = N_0 p$; $\sigma^2 = N_0 p (1-p)$, а численные значения N_0 и p определяются физическим состоянием поверхности и гидрометеоусловиями (степень волнения, величина разгона, скорость ветра и т.д.) (рис.1). Так как в нашем случае $N_0 \gg 1$, то в качестве использованной расчетной оценки для построения теоретических распределений была выбрана приближенная формула Муавра-Лапласа [10, 11]. Результаты расчетов для $k = 4, 5, 6$ (аппроксимирующий закон – биномиальное распределение) при использовании экспериментальных параметров, приведенных в таблице. Для площадей исследуемого кадра от $1/3 S_0$ до S_0 (номера зон $k = 1, 2, 3$) наиболее приемлемым аппроксимирующим законом, как и следовало ожидать из общих физических соображений, явилось нормальное распределение (см. таблицу). Однако по мере уменьшения пространственного размера кадра ситуация с эволюцией законов распределения существенно усложняется.

Как известно, в теории случайных точечных процессов фундаментальную роль играет пуассоновский процесс [11] (поток событий), являясь предельным для биномиального процесса при $N_0 p = \text{const}$ и $N_0 \rightarrow \infty$ (рис.1). Важно выяснить степень близости пуассоновских распределений к экспериментальным гистограммам. Однако уже простое внешнее сопоставление (см. рис. 2.8 работы [3]) говорит о том, что для зон с $k = 5, 6$ гипотеза о пуассоновском характере событий принципиально не может быть принята.

Основной физической вопрос в данном случае заключается в нахождении аппроксимирующего закона распределения для зон с малой ($k = 7-11$) площадью, для которых характер общей статистики процесса выявляется в наиболее резкой форме. Анализ экспериментальных гистограммы целочисленных значений удельной плотности обрушающихся волн для зон с $k = 7, 8$ (соответственно с площадями и линейными размерами кадра $0,018$ (136 м) и $0,0093$ км² (96 м)) и аппроксимирующие теоретические распределения нескольких типов – пуассоновского, биномиального, отрицательного биномиального и геометрического показал (см. таблица), что гипотеза о чисто пуассоновском и биномиальном характере процессов для зон с малой площадью (пространственные кадры с $k = 7-11$) отпадает и может быть принята с вероятностью $0,95$ гипотеза о рандомизированном гамма-плотностью пуассоновском распределении в форме отрицательного биномиального распределения (смешанное распределение Пуассона) для $k = 7$, а для $k = 8-11$ – чисто геометрическое распределение (распределение Юла-Фарри) [10, 11]. Физически это может быть интерпретировано следующим образом – среднего значение пуассоновского распределения (другими словами, число волновых обрушений в данном кадре наблюдения) является непостоянной величиной, а стохастической, которая обладает, в свою очередь, статистическим распределением типа гамма – распределения и таким образом плотности распределения на таких масштабах будут иметь так называемое К-распределение [12] (рис. 1). Таким образом, схема Бернулли для интерпретации результатов малых кадров должна быть усложнена включением дополнительных условий, а именно условием, что опыты продолжаются до тех пор пока событие А не произойдет ровно n раз. И далее, если взять $n = 1$, то получим частный случай отрицательного биномиального распределения, известный как геометрическое распределение со свойством отсутствия последствия [10]. В исследуемом случае это означает появления события (обрушения в кадре) один раз. Отсюда следует, что по мере уменьшения площади кадра ($k = 7-11$) отрицательное биномиальное распределение перейдет в геометрическое распределение, что и выявляют данные, представленные в таблице. Таким образом, размер мгновенного поля зрения дистанционного прибора играет принципиальную роль при формировании статистической модели поля обрушения.

Рассмотрим законы распределения удельной плотности в условиях развивающегося волне-

Параметры распределений удельной плотности центров обрушения

№ зоны, k	Площадь исследуемого кадра - элемента выборки	Объем выборки	Основные числовые характеристики распределения				Тип аппроксимирующего закона	Определяющие параметры аппроксимирующего закона
			Среднее значение	Дисперсия	Коэффициент асимметрии	Коэффициент эксцесса		
1	S_0	39	149	2916	- 0,13	- 1,07	НР	$N = 149; \sigma = 54$
2	$(1/2) S_0$	39	73	676	- 0,06	- 0,95	НР	$N = 73; \sigma = 26$
3	$(1/3) S_0$	39	52	441	0,17	- 1,0	НР	$N = 52; \sigma = 21$
4	$(1/10) S_0$	390	15,2	75,69	0,65	0,017	БР	$p = 1,02 \cdot 10^{-1}; N_0 = 149$
5	$(1/20) S_0$	780	7,6	25	0,79	0,45	БР	$p = 5,1 \cdot 10^{-2}; N_0 = 149$
6	$(1/40) S_0$	840	3,5	9	1,07	1,01	ОБР	$p = 2,3 \cdot 10^{-2}; N_0 = 149$
7	$(1/80) S_0$	920	1,7	3,5	1,2	1,89	ГР	$p = 0,49; n = 1,65$
8	$(1/160) S_0$	1920	0,86	1,7	1,09	2,5	ГР	$p = 0,575$
10	$(1/320) S_0$	960	0,396	0,62	1,8	3,1	ГР	$p = 0,71$
11	$(1/640) S_0$	1920	0,168	0,199	3,9	17	ГР	$p = 0,857$
12	$(1/1280) S_0$	3940	0,0862	0,093	3,4	15,0	ГР	$p = 0,92$

Примечание: НР – нормальное распределение; БР – биномиальное распределение; ОБР – отрицательное биномиальное распределение; ГР – геометрическое распределение; $S_0 = 1,49 \text{ км}^2$.

ния. Отснятые в натуральных экспериментах (носитель ИЛ-14) аэрофильмы, были сгруппированы, в отдельные массивы выборок соответственно различным этапам взаимодействия ветрового потока и поверхности. Для всех четырех серий в указанных пространственных окнах были выполнены подсчеты количества единичных пенных центров (N) и образованы, для исследуемых площадей морской акватории выборки массивов N_{ij}^k в виде матричного точечного поля.

Для выявления конкретного вида вероятностной модели пенного поля (в масштабе исследованного пространственного кадра) для каждой из четырех серий (и, соответственно, величины разгона) были построены гистограммы плотности центров (обрушений) N , являющихся статистическими аналогами выборочных плотностей вероятностей в соответствии с известными правилами. Результаты обработки показали [3], что во всех случаях наблюдаемая величина незначима, и гипотезы о близости экспериментальных распределений к биномиальному (серия I) и нормальному (серии II - IV) законам могут быть приняты.

С удовлетворительной степенью точности среднее значение удельной плотности может быть аппроксимировано в следующем виде $N(X) = AX$ при $X < 90 \text{ км}$ и $N(X) = BX^2$ при $X > 90 \text{ км}$, где $A = 0,11 \text{ км}^{-1}$; $B = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-2}$.

Интенсивность потока пересечений гауссовым полем фиксированного уровня и экспериментальные наблюдения

Используя результаты теории выбросов, рассмотрим зависимость среднего значения интенсивности потока пересечений гауссовым полем фиксированного уровня N от степени состояния шероховатой поверхности, используя следующее выражение для плотности выбросов неізотропного гауссового поля [13]:

$$N_0 = (m_{20} m_{02} - m_{11}^2) (2\pi m_{00})^{-3/2} \exp \left\{ - (a^2 / 2 m_{00}) \right\},$$

где $m_{ij} = \iint S(k_x, k_y) d k_x d k_y$ - моменты пространственного спектра высот шерохова-

той поверхности; k_x , k_y - проекции волнового вектора. С учетом аппроксимации экспериментального спектра возвышений взволнованной морской поверхности и после ряда преобразований с учетом естественного в натуральных условиях приближения $k_m > k_1 \gg k_2$ имеем :

$$\begin{aligned} m_{00} &= (3\pi/8)(B_0 + X)k_m^{-1,5} + B_1\pi k^{-3} \\ m_{02} &= (\pi/2) \{ [(B_0 + X)/4]k_1^{1/2} + B_1k_1^{-1} \} \\ m_{20} &= (\pi/2) \{ [5(B_0 + X)/4]k_1^{1/2} + B_1k_1^{-1} \} \\ m_{11} &= 0. \end{aligned}$$

Подставляя найденные выражения для моментов спектра, получим [3]:

$$\overline{N} = \frac{64}{\pi^4 \sqrt{135}} \frac{(ak_m)k_m^{5/4}}{(B_0 + X)^{5/2}k_1^{1/2}} \exp\left[-\frac{4}{3} \frac{(ak_m)^4}{(B_0 + X)k_1^{1/2}}\right]$$

Важное значение для дальнейшего анализа имеют физические предпосылки при выборе фиксированного уровня «а». Так, в работе [14] за уровень «а» принимается точка поля, в которой «мгновенное» отрицательное ускорение превышает значение (0,4-0,5) g. В ряде работ (например, в работе [15]) авторы вообще уровень «а» не детализируют. Принимая за уровень «а» для узкополосного шумового спектра (согласно [16](Longuet-Higgins, 1969)) величину $a = (g/2)(2\omega_m^2)^{-1}$, имеем $(ak_m) = 0.25$. Причем это выражение не зависит от гидрометеоусловий и условий разгона волнения. Если же принять за "а" высоту существенной волны спектра Пирсона-Московитца, то также будем иметь для (ak_m) постоянную величину, равную 0,18. С учетом этого обстоятельства получим, что среднее значение удельной плотности обрушений N уменьшается с увеличением разгона как $N \sim X^{-3,3} \exp(-X^{-0,67})$. Интересно отметить, что в "пороговой" модели [14] с использованием пространственного спектра типа JONSWAP получены близкие результаты: так, плотность обрушений (у авторов [14] используется несколько другой параметр – вероятность обрушений в единицу времени и на единице поверхности) также быстро спадает с увеличением разгона как $N \sim X^{-n}$, где n изменяется в зависимости от стадии разгона от 2 до 4 (см. рис. 5 работы [14]). Разумеется, подобные выводы в корне противоречат как полученным в настоящей работе экспериментальным результатам, так и многочисленным качественным наблюдениям других авторов. Так по данным, приведенным выше, $N \sim X^n$, причем $n = 1-2$ на различных этапах стадии разгона. Однако авторы «пороговой» модели пытаются объяснить явное противоречие с экспериментальными данными ссылками на то, что "более крутые волны обрушаются интенсивнее" и «по мере развития волнового поля количество обрушений должно уменьшаться». Ранее подобную точку зрения высказывал и автор работы [17]. Более того, теория "выбросов" показывает свою несостоятельность и при интерпретации статистики линейной геометрии индивидуальных обрушений (см. [3]), где указывает на резко убывающую зависимость средней плотности гребней от скорости ветра, что также противоречит эксперименту.

Явная противоречивость экспериментальным данным концепции «порогового механизма» в теории выбросов гауссового поля (и их модификаций) говорит о существенных упущениях в физических представлениях, лежащих в основе этих концепций. По крайней мере, требуются два уточнения – учет нелинейности гауссового поля и включение в модели влияния флуктуаций атмосферного давления. Важность указанных факторов можно продемонстрировать на результатах численных экспериментов [18, 19]. Результаты этого численного моделирования показывают, что гармонические волны с небольшими искажениями профиля (вызванные, например, флуктуациями ветрового давления), благодаря включению "внутренних обратных связей" через динамические граничные условия Коши-Лагранжа стремительно (за время порядка периода волны) эволюционируют к нелинейным формам с насыщением высшими гармониками и к последующему обрушению (неоднозначность формы). Наличие же крупных волн, в известной мере, приводит к «подталкиванию» ("ускорению") механизма обрушения. Исходя из этой гипотезы, становится ясным и отсутствие "близких" корреляций между соседними обрушениями ("отсутствие последействия") и невозможность образования в условиях ординарности потока событий (обрушений) "группировки" в поле обрушения волн,

как это следует из теории "порогового" механизма [14]. Разумеется, в данном случае речь идет о свободных гравитационных волнах без "внешних" воздействий типа внутренних волн и влияния нижней границы у водной среды (концепция «мелкой» воды). В последнем случае пространственная статистика обрушений, разумеется, резко изменится. Однако, последние рассуждения вовсе не означают, что в поле обрушений развивающихся волн должны полностью отсутствовать и "дальние" (и слабые) корреляции между пространственными зонами обрушений, связанные с стохастической динамикой процесса разгона. Так, например, в [3] описаны результаты впервые экспериментально обнаруженного в [20] фрактального характера поля обрушений волнения как в режиме его полного разгона, так и при неустановившемся волнении.

Заключение

На основе предложенных автором специальных методик обработки оптических изображений точечных дискретных полей получен и обсужден ряд принципиальных результатов, в частности, о том, что поле индивидуальных обрушений свободных гравитационных волн является строго двумерным сложным пуассоновским процессом (марковское свойство «отсутствия последствия»), обладая при этом явно выраженными масштабо-инвариантными свойствами в зависимости от площади пространственного кадра. Показано, что характеристика целочисленного случайного точечного поля центров обрушения может быть выполнена по схеме Бернулли по двум исключаящим классам с вероятностью успеха, под которым понимается вероятность появления центра обрушения. Ввиду пространственной неоднородности параметра интенсивности пуассоновского процесса эволюция плотности распределения имеет сложный характер, начиная от нормального распределения (при линейном размере кадра порядка 1,5 км) через биномиальное и отрицательное биномиальное распределения к геометрическому распределению (при линейном масштабе кадра порядка 100-30 м). Широко используемая в теоретических концепциях волнового обрушения модель «выбросов» за фиксированный уровень случайного гауссового поля возвышений морской поверхности и концепция «порогового» механизма в корне противоречат экспериментальным данным и принципиально не могут быть использованы для исследования пространственно-временных характеристик полей обрушения гравитационных волн на «глубокой» воде.

Литература

1. *Sharkov E. A.* Passive Microwave Remote Sensing of the Earth: Physical Foundations // Berlin, N.Y., London, Paris, Tokyo. Springer/PRAXIS . 2003. 613 p. ISBN 3-540-43946-3
2. *Mouche A. A., Hauser D., and V. Kudryavtsev* . Radar scattering of the ocean surface and sea-roughness properties: a combined analysis from dual-polarizations airborne radar observations and models in C band // J Geophysical Research, Vol. 111, C09004, doi:10.1029/2005JC003166, 2006.
3. *Sharkov E. A.* Breaking ocean waves: geometry, structure and remote sensing // Berlin, Heidelberg, New York : Springer / PRAXIS, 2007.- 278 p.
4. *Шляхин В.М.* Вероятностные модели нерелеевских флуктуаций радиолокационных сигналов // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 9. С. 1793-1817.
5. *Каневский М.Б.* Теория формирования радиолокационного изображения поверхности океана // Нижний Новгород : Институт прикладной физики РАН. 2004. – 123с.
6. *Малиновский В.В.* Оценка связи параметров радиолокационного сигнала, отраженного от моря при малых углах скольжения, с характеристиками обрушений ветровых волн // Морской гидрофиз. журнал . 1991. №6.С. 32-41.
7. *Грушин В.А., Ильин Ю.А., Лазарев А.А. и др.* Синхронные оптические и контактные исследования пространственно-спектральных характеристик поля возвышений морской поверхности // Исследование Земли из космоса. 1986. № 2, С. 57-67.

8. *Зилитинкевич С.С., Монин А.С., Чаликов Д.В.* Взаимодействие океана и атмосферы // Физика океана. Т. 1 Гидрофизика океана. М.: Наука, 1978. С. 208-339.
9. *Захаров В.Е., Заславский М.М.* Форма спектра энергонесущих компонент водной поверхности в слаботурбулентной теории ветровых волн // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983.Т. 19. №3. С. 282-291.
10. *Королюк В.С., Портенко Н.И., Скороход А.В., Турбин А.Ф.* Справочник по теории вероятностей и математической статистики. Киев: Наукова думка, 1978. – 582с.
11. *Феллер В.* Введение в теорию вероятностей и ее приложения. В 2-х томах. Т.1: Пер. с англ.-М.:Мир, 1984.- 528с.
12. *Teich M. C. , Diament P.* Multiply stochastic representations for K distributions and their Poisson transforms. // J. Opt. Soc. Am. A. 1989 . Vol. 6. N1. P. 80-91.
13. *Karlin S.* A first course in stochastic processes. //Academic Press, N. Y. , London, 1968. -538 p.
14. *Snyder R. L. and Kennedy R. M.* On the formation of whitecaps by a threshold mechanism. Part I : basic formalism.// J. Phys. Oceanography, 1983,Vol. 13, N 8, p. 1482-1492.
15. *Аванесова Г.Г., Воляк К.И., Шуган И.В.* Измерение характеристик волнения самолетным локатором бокового обзора // Труды ФИАН. 1984. № 156. С. 94-123.
16. *Longuet-Higgins M. S.* On wave breaking and the equilibrium spectrum of wind – generating waves // Proc. Roy. Soc. A., 1969, Vol. 310. N 1501, p. 151-159.
17. *Бортковский Р.С.* Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. Л.,: Гидрометеоиздат, 1983 .- 158с.
18. *Красильников Н.И.* Дисперсия и обрушение гравитационных волн в жидкости // Доклады АН. 1987. Т. 294. №3. С. 592-594.
19. *Красильников Н.И., Лебедев В.Б., Хапаев М.М., Грибов Б.Э.* Численное моделирование обрушения морских волн // Препринт № Пр-1095. М.: ИКИ РАН. 1986. –29с.
20. *Заславский Г.М., Шарков Е.А.* Фрактальные свойства зон обрушающихся волн на поверхности моря // Доклады АН СССР. 1987. Т.294. № 6. С. 1362-1366.