

# Доплеровские спектры сигналов, рассеянных морской поверхностью при настильных углах зондирования (результаты натурального эксперимента)

М.Г. Булатов, М.Д. Раев, Е.И. Скворцов

*Институт космических исследований РАН  
117977 Москва, Профсоюзная, 84/32  
E-mail: [mbulatov@mx.iki.rssi.ru](mailto:mbulatov@mx.iki.rssi.ru)*

Работа посвящена анализу результатов натурального эксперимента, направленного на исследование особенностей Доплеровских спектров сигналов, рассеянных морской поверхностью при настильных углах зондирования.

## Введение

Исследованию физических механизмов рассеяния электромагнитных волн морской поверхностью при малых углах скольжения уже долгие годы уделяется значительное внимание, как со стороны исследователей - экспериментаторов, так и теоретиков (см., например, [1]). Понимание особенностей этого явления очень существенно при разработке систем микроволновой береговой и корабельной радиолокации, радионавигации и связи, а также при решении задач дистанционного зондирования морской поверхности (определение характеристик волнения, скорости и направления приводного ветра, обнаружения загрязнений и т.п.). Суть дела заключается в том, что наблюдаемые в эксперименте сечения обратного рассеяния электромагнитных волн микроволнового диапазона и параметры Доплеровских спектров рассеянных сигналов существенно отличаются от оценок, полученных в рамках существующих теоретических моделей, в том числе и с использованием широко известной двухмасштабной модели. Особенно существенные различия наблюдаются при сравнительном анализе Доплеровских спектров, полученных при измерении на различных поляризациях. Относительно недавно для объяснения этих отличий в [2, 3], впервые были введены в рассмотрение два типа мелкомасштабных рассеивателей: «медленные» и «быстрые». В рамках такого подхода рассеиватели первого типа представляют собой капиллярные волны, создаваемые ветром и движущиеся со скоростью, определяемой дисперсионным соотношением для свободных волн на поверхности жидкости, а рассеиватели второго типа возникают вблизи гребней крупных волн в результате существенного увеличения крутизны последних перед обрушением. В некоторых современных модификациях двухмасштабной модели считается, что оба типа рассеивателей формируют сигнал в соответствии с Брегговским резонансным механизмом, однако при расчете Доплеровских спектров предполагается, что скорость «быстрых» рассеивателей определяется скоростью порождающих их волн (в рамках двухмасштабной модели участок крупномасштабной волны, на котором располагаются мелкомасштабные рассеиватели, заменяется участком касательной плоскости – факетом, движущимся с фазовой скоростью крупной волны). Сечение обратного рассеяния, определяющее вклад «быстрых» рассеивателей в сигнал, считается с учетом отличного от нуля среднего уклона участка поверхности (факета), на котором располагаются «быстрые» рассеиватели. [4]. Основная трудность такой оценки, как отмечается в [4], состоит в выборе достоверных параметров, характеризующих вынужденные «быстрые» рассеиватели (доля вынужденных волн в спектре мелкомасштабных возвышений, значение волнового числа,

соответствующего спектральному максимуму вынужденной ряби, высокочастотная граница спектра возвышений). Поскольку они не измеряемы, спектральная модель вынужденных волн, используемая [4], чисто феноменологическая.

Другая проблема при зондировании на настильных углах, которую приходится решать – учет затенений электромагнитной волны крупномасштабными поверхностными волнами. Упрощенно эти затенения в рамках двухмасштабной модели могут быть смоделированы путем исключения из рассмотрения отрицательных локальных уклонов. Тогда обратное рассеяние от самозатененных facets полностью исключается. Однако затенение за счет соседних поверхностных волн не может быть учтено в рамках стандартной двухмасштабной модели.

Другой подход – не береговое рассеяние и отказ от двухмасштабной модели при объяснении результатов наблюдений. Некоторые важные результаты получены в экспериментах, когда исследовалось рассеяние от механически генерируемых обрушающихся волн при малых углах скольжения ( $4.5^\circ$ - $11^\circ$ ) [5]. Было установлено, что: 1) обрушивающиеся волны создают главный вклад в рассеяние на быстрых рассеивателях, 2) обрушивающиеся волны есть главный источник деполаризации рассеянных сигналов, 3) обрушивающиеся волны приводят к формированию формы среднего доплеровского спектра в виде распределений Лоренца и Фойгта, 4) малое число «медленных», береговых, рассеивателей (для которых форма спектра – кривая Гаусса) также генерируются как в момент обрушения волн, так и после обрушения продуктами распада волн.

В [5] указывается, что гребень механически генерируемой волны может рассматриваться как линейный рассеиватель. В последнее время существуют теоретические работы [6], где вклад этого механизма в полное сечение рассеяния оценивается как весьма существенный. Необходимо, однако, принимать во внимание, что не обрушившийся гребень существует только короткий промежуток времени и дает вклад в рассеяние на начальной стадии обрушения.

В завершение краткого обзора следует отметить, что, несмотря на большое число работ, посвященных этой проблеме, модель, полностью объясняющая характер обратного рассеяния при углах зондирования, больших  $80^\circ$ , еще не создана. Одна из причин такого состояния – недостаточное число экспериментов, результаты которых позволили бы оценить корректность применения существующих моделей, используемых при решении электродинамической задачи, для описания реальной морской поверхности. Попытка частично восполнить этот пробел есть одна из задач настоящей работы.

### **Условия проведения и методика натуральных экспериментов**

Натурные эксперименты, результаты которых обсуждаются в настоящей статье, были выполнены в рамках проекта: «Микроволновые исследования нелинейной динамики поверхностных волн». Работа велась по двум направлениям: 1) решение традиционной радиофизической задачи – исследование механизмов формирования спектров рассеянных сигналов в зависимости от свойств рассеивающей поверхности, 2) исследование возможностей применения полученных результатов для детектирования эффектов, связанных с нелинейными поверхностными волнами. Все эти эффекты неоднократно обнаруживались при теоретическом анализе нелинейных волновых систем, а также моделировались в бассейнах, но регистрировать их в натуральных условиях с помощью дистанционных приборов пока что не доводилось.

### **Аппаратура микроволнового зондирования**

Для измерения спектров сигналов обратного рассеяния использовался двухполяризационный когерентный скаттерометр Ka-диапазона, работавший в режиме непрерывного излучения зондирующего сигнала. Основные характеристики прибора, параметры выходного сигнала и цифровой обработки приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Основные параметры скаттерометра

№	Параметр	
1	Частота	37.5 ГГц
2	Излучаемая мощность	0.5 Вт
3	Поляризация	HH или VV
4	Ширина диаграммы направленности антенн	6°x6°
5	Чувствительность приемника	-130 дБ/Вт
6	Длительность импульса	
7	Поднесущая частота выходного сигнала	2500 Гц
8	Полоса частот выходного сигнала	(1000-4000) Гц
9	Частота опроса АЦП	10000 Гц
10	Разрядность АЦП	10

### Условия проведения эксперимента и результаты контактных измерений

Эксперименты были проведены в октябре 2003г. на Черном море, на базе Южного отделения института океанологии РАН (Геленджикский район). Измерения производились с пирса, на конце которого на удалении 200м от береговой черты были установлены приборы для микроволновых и контактных измерений (измерялись направление и скорость ветра на высоте 10м, а также высоты волн с помощью струнного волнографа). Типичные волнограммы приведены на рис.1, а полученные после обработки волнограмм частотные спектры возвышений морской поверхности – на рис. 2. На всех графиках и в таблицах, представленных ниже, цифрами «1», «2» и «3» обозначены результаты, полученные, соответственно, 21, 22 и 23 Октября 2003г.

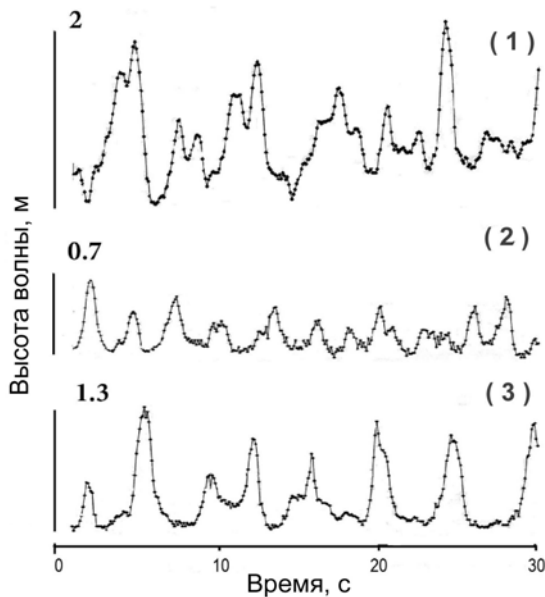


Рис. 1. Волнограммы поверхностного волнения

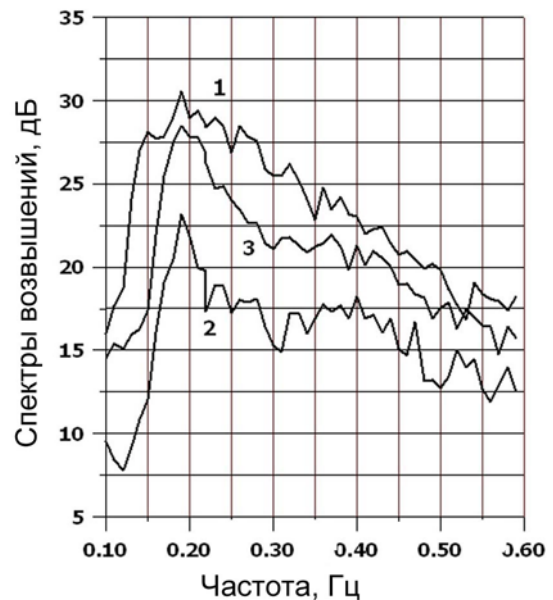


Рис. 2. Спектры возвышений морской поверхности

Значения параметров, характеризующих условия наблюдения в течение трех дней работы, сведены в Таблицу 2, где приняты следующие обозначения:  $U_{10}$  - скорость ветра на высоте 10м,  $F^{\max}$  - частота спектрального максимума в спектре возвышений,  $V_{ph}^{\max}$  - фазовая скорость доминирующей волны. Для характеристики развитости волнения в Таблице 2 приводятся значения параметра

$\Omega = U_{10} / V_{ph}^{max}$  - т.н. «обратного возраста волны» [7]. Считается, что при полностью развитом волнении  $\Omega \approx 0.83$ . Значение  $\Omega$ , определенное по условиям первого дня наблюдений, практически соответствует этой величине. Во второй день измерения проводились в условиях затухающего волнения ( $\Omega = 0.64$ ), а в третий день – неустановившегося, нарастающего волнения ( $\Omega = 1.1$ ).

Таблица 2. Скорость ветра и параметры спектра возвышений в дни проведения эксперимента

	$U_{10}$ (m/s)	$F^{max}$ (Hz)	$V_{ph}^{max}$ (m/s)	$\Omega$
1	6	0.18	8.6	0.8
2	5	0.2	7.8	0.64
3	9	0.19	8.2	1.1

Сопоставление данных, представленных на рис. 1 и рис. 2, показывает заметное влияние развитости волнения на форму профиля волны и частотный спектр возвышений поверхности. На волнограмме «1», полученной в условиях полностью развитого волнения, помимо роста амплитуды и периода наблюдается также типичный при большой крутизне и амплитуде нелинейной волны эффект – удвоение периода [8]. При развитом волнении («1») относительное уменьшение спектральной плотности с ростом частоты происходит заметно медленнее, чем при развивающемся («3») и затухающем волнении («2»).

### Доплеровские спектры рассеянных сигналов

На рис.3 показаны нормированные Доплеровские спектры рассеянных сигналов, рассчитанные по результатам измерений, выполненных при углах скольжения  $45^\circ$ ,  $15^\circ$  и  $5^\circ$ . Цифры «1», «2» и «3» на графиках рис. 3, как и ранее, относятся к результатам, полученным в условиях развитого, затухающего и развивающегося волнения.

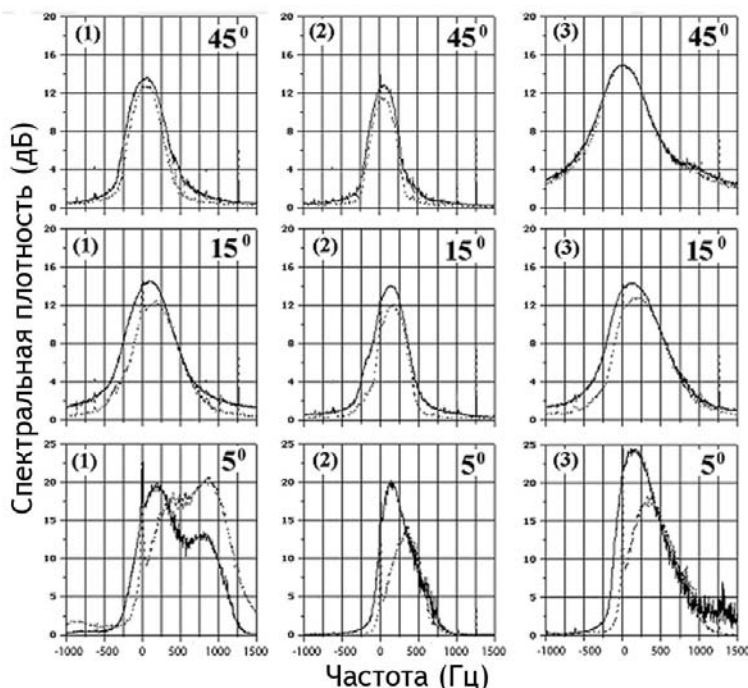


Рис. 3. Доплеровские спектры рассеянных сигналов при различных углах скольжения, полученные в различных условиях волнообразования (сплошная линия – вертикальная поляризация, пунктир-горизонтальная поляризация зондирующего сигнала)

Процедура вычисления представленных на рис. 3 спектров сводилась к следующему.

1) вычисление первичных спектральных оценок по реализации, состоящей из  $N=4096$  отсчетов, полученных с дискретом  $\Delta t = 10^{-4}$  с. Длительность выборки при вычислении первичного спектра таким образом составляла  $\approx 0.4$  с.

2) вычисление на интервале 1с среднего спектра путем усреднения 3-х первичных спектров,

3) сглаживание средних спектров в скользящем окне по 16 частотным точкам.

Погрешность результирующей спектральной оценки  $\bar{\zeta}$ , определяемая по формуле

$$\bar{\zeta} = \frac{\zeta}{\sqrt{n_1 n_2}}, \text{ где } \zeta - \text{ дисперсия первичной оценки, } n_1 = 16, n_2 = 3, \text{ составила } 15\%.$$

В таблице 3 представлены значения частот  $f_{D1}$ ,  $f_{D2}$  максимумов Доплеровских спектров, показанных на рис. 3, и значения скоростей движения рассеивателей электромагнитных волн. Расчет скоростей был выполнен по формуле:  $V^{VV,HH} = 0.5\lambda_0 f_D^{VV,HH} (\cos\psi)^{-1}$ , где индексами “VV” и “HH” обозначены значения частот максимумов спектров, полученные на вертикальной и горизонтальной поляризациях,  $\lambda_0$  -длина электромагнитной волны,  $\psi$  -угол скольжения. Таблица 3 построена таким образом, чтобы изменения Доплеровских частот и скоростей рассеивателей по столбцам определялись только угловой зависимостью спектра сигнала соответствующей поляризации и размерами антенного пятна при неизменных условиях волнообразования, а по строкам – зависимостью параметров спектра от характера волнения при заданном угле скольжения. В первой колонке таблицы 3 приведены также размеры антенного пятна на морской поверхности для соответствующих углов зондирования: «а»-размер антенного пятна в поперечном направлении, «б»- размер антенного пятна в направлении проекции вектора падающей на морскую поверхность электромагнитной волны.

Таблица 3. Доплеровские частоты и скорости рассеивателей, определенные при различных а) углах зондирования и б) условиях волнообразования

$\psi$	№ эксп.	1		2		3		$f_B^S, \Gamma\text{ц}$ $c_B, \text{см/с}$
		VV	HH	VV	HH	VV	HH	
45° а=0.3м б=0.7 м	$f_D^{VV,HH}$ $\Gamma\text{ц}$	46.4	57.8	43.2	50.6	45.5	58	53.14
	$V^{VV,HH}$ $\text{см/с}$	26.2	32.7	26	28	26	38	30.2
15° а=1.1м б=2м	$f_D^{VV,HH}$ $\Gamma\text{ц}$	137	177	120	137	150	214	82.6
	$V^{VV,HH}$ $\text{см/с}$	53	72	50	57	62	89	34
5° а=3.6м б=71м	$f_{D1}^{VV,HH}$ $\Gamma\text{ц}$	173	318	172	270	174	290	86.2
	$V^{VV,HH}$ $\text{см/с}$	69	127	69	108	70	116	35

$f_{D2}^{VV,HH}$ Гц	777	881	-	-	-	-
$V^{VV,HH}$ см/с	309	351	-	-	-	-

Для того чтобы проанализировать, как при угле скольжения  $\psi=85^\circ$  в результате модуляции сигнала обратного рассеяния крупными волнами меняется во времени форма Доплеровского спектра, на интервале порядка 2 мин. была рассчитана серия спектров, каждый из которых определялся по выборке длительностью 1 с. Результаты этих расчетов, выполненных для вертикальной и горизонтальной поляризации зондирующего сигнала, показаны на рис. 4, где в качестве примера показаны 12 последовательных спектров, для удобства разделенных на три колонки по 4 спектра в каждой.

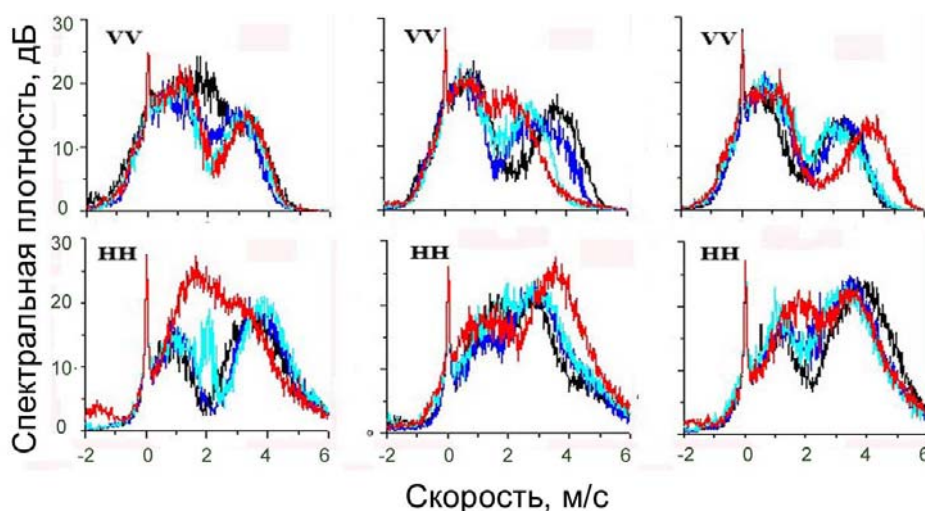


Рис. 4. Изменение формы спектров во времени ( $\psi=85^\circ$ , первый по времени спектр из представленных на каждом графике обозначен черным цветом, последующие – синим, голубым и красным)

Чтобы получить количественные оценки изменения центральной частоты спектров рис. 4 во времени, на интервале 50 с были вычислены первые моменты вида

$$\bar{f}(t_i) = \left\{ \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} fG(f, t_i) df \right\} \left\{ \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} G(f, t_i) df \right\}^{-1}, \text{ где } 1 \leq i \leq 50.$$

Интегрирование было выполнено в пределах  $f_{\min} = -500$  и  $f_{\max} = +500$  Гц (область низкочастотного пика) и  $f_{\min} = 500$ ,  $f_{\max} = 1500$  Гц (область высокочастотного пика). Результаты расчетов представлены на рис. 5.

### Обсуждение полученных результатов

Анализ экспериментальных данных, приведенных выше, показывает следующее:

1. Полученные при угле скольжения  $\psi=45^\circ$  спектры имеют один максимум, Доплеровские сдвиги средней частоты на горизонтальной и вертикальной поляризации практически одинаковы, ширина спектров в условиях развитого волнения максимальна, а в условиях затухающего волнения минимальна. На вертикальной поляризации спектральная плотность вблизи максимума превосходит значения спектральной плотности на горизонтальной поляризации (в случае неустойчивого нарастающего волнения превышение незначительно). При угле скольжения  $\psi=15^\circ$  спектры имеют один максимум, Доплеровские сдвиги средней

частоты на горизонтальной поляризации заметно превосходят сдвиги частоты на вертикальной поляризации.

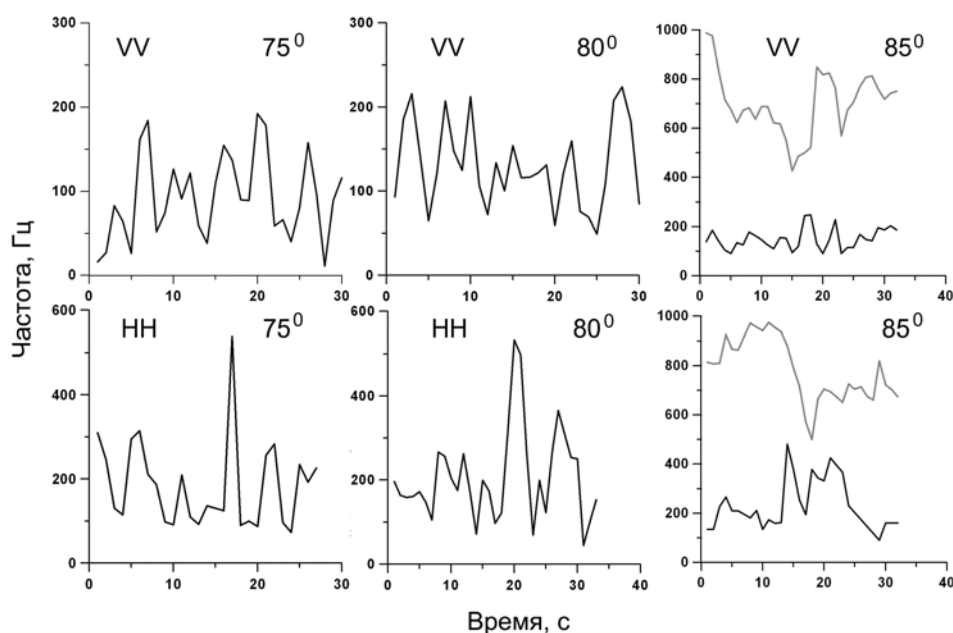


Рис. 5. Изменение частоты спектральных максимумов последовательности спектров во времени, полученных на вертикальной и горизонтальной поляризациях при трех углах скольжения (при  $\psi = 85^\circ$ , черным цветом обозначены вариации частоты первого максимума, серым – второго)

Особенности спектров, полученных при углах скольжения  $\psi \geq 10^\circ$ , можно анализировать, используя двухмасштабную модель морской поверхности, в рамках которой используется концепция «быстрых» и «медленных» рассеивателей [3], а частотный спектр сигнала обратного рассеяния может быть представлен в виде [4]:

$$G(\omega) = \int P(\vec{s}, \vec{u}) [\sigma^+(\vec{s})\delta(\omega - \omega_0 - \omega_1^+) + \sigma^-(\vec{s})\delta(\omega - \omega_0 - \omega_1^-)] d^2s d^3u, \quad (1)$$

где  $P(\vec{s}, \vec{u})$  есть совместная плотность распределения векторов уклонов  $\vec{s}$  и векторов орбитальных скоростей  $\vec{u}$ ,

$\omega_1^\pm = \pm\omega_B + 2(ku_x + qu_z)$ , где, в трехмерном случае  $\vec{u} = \vec{u}(u_x, u_y, u_z)$ , а  $\omega_B = c_B k_B$  - частота Бреговской волны,  $c_B, k_B$  - ее фазовая скорость и волновое число. Для «медленных» рассеивателей

$$c_B = c_B^{sl}(k_B) = \sqrt{g/k_B + k_B/\eta}, \quad (2)$$

а для «быстрых» рассеивателей

$$c_B = c_B^f(k_n) \approx \sqrt{g/k_{nl}}, \quad (3)$$

где  $k_{nl} \ll k_B$  есть волновое число нелинейной обрушающейся волны, порождающей «быстрые» рассеиватели.  $\sigma^\pm(\vec{s})$  - сечения обратного рассеяния, соответствующие движению рассеивателей к антенне и от нее.

В правой колонке Таблице 3 приведены значения частот Доплера  $f_B^{sl} = 2c_B^{sl}\lambda_0 \cos\psi$ , которые возникают в спектре сигнала, рассеянного электромагнитной волны резонансной рябью, движущейся с фазовой скоростью  $c_B^{sl} = \sqrt{\frac{g\lambda_B}{2\pi} + \frac{2\pi}{\lambda_B}\eta}$ , где:  $\lambda_B = \frac{\lambda_0}{2\cos\psi}$  - длина волны Бреговской компоненты спектра поверхностного волнения,  $\eta$  - коэффициент поверхностного

натяжения (74н/см). Как следует из Таблицы 3, при  $\psi = 45^\circ$  скорости рассеивателей, определенные как на вертикальной, так и на горизонтальной поляризациях, близки значению скорости резонансной компоненты спектра свободных капиллярных волн (отличие не выходит за пределы точности измерений, обусловленной точностью измерения сдвига частоты). При угле скольжения  $\psi = 15^\circ$  значения скоростей рассеивателей, определенные на вертикальной поляризации, в 1,5-2 раза превосходят скорость резонансной компоненты, определяемую (2). Для горизонтальной поляризации это превышение составляет 2-2.5. Минимальные отличия наблюдаются при затухающем волнении. Это показывает, что вклад в сечение обратного рассеяния быстрых рассеивателей, связанных с образованием обрушений, при уменьшении угла скольжения заметно возрастает.

2. При угле скольжения  $\psi = 5^\circ$  спектры, полученные в условиях развитого волнения, имеют два максимума, чем качественно отличаются от спектров, полученных при затухающем и нарастающем волнении. Для всех спектров, полученных на вертикальной поляризации при угле скольжения  $\psi = 5^\circ$ , выполняется соотношение:  $G_V(f_{D1}) > G_V(f_{D2})$ , тогда как на горизонтальной поляризации имеет место обратное соотношение:  $G_H(f_{D1}) < G_H(f_{D2})$  (здесь  $f_{D1}, G(f_{D1})$  и  $f_{D2}, G(f_{D2})$  - частоты первого и второго максимумов и соответствующие им значения спектральной плотности). Такое соотношение позволяет сделать вывод, что в области высокочастотного максимума превалирует нерезонансный механизм обратного рассеяния электромагнитной волны. Можно предположить, что геометрия поверхности обрушающейся волны при достаточно большой амплитуде позволяет создавать не только отражения типа отражений от зеркальных точек на искривленных фацетах, но и многократное рассеяние, которое должно оцениваться с учетом эффекта угла Брюстера.

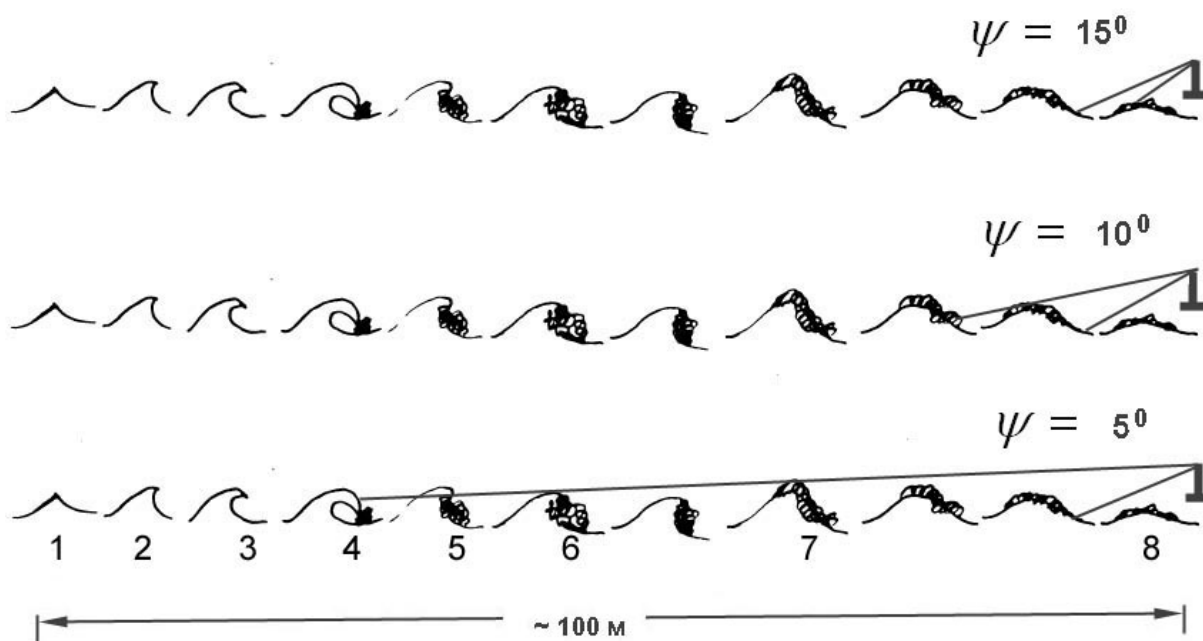


Рис. 6. Волновые профили обрушивающейся волны, наблюдаемые в элементе разрешения при различных углах скольжения (последовательные фазы обрушения в соответствии с [5]: 1 – укручение волны, 2 – формирование гребня, 3 – закручивание волны, 4 – выброс, 5 – разбрызгивание, 6 – вспенивание, 7 – сброс, 8 – распад)

Для иллюстрации влияния размеров антенного пятна на форму спектра, рассмотрим мгновенную картину обрушения нелинейной волны, наблюдаемую в элементе разрешения при различных углах зондирования (рис. 6). Такая схема обрушения гравитационной волны [5] хорошо соответствует реальным процессам, неоднократно наблюдавшимся как в волновых



бассейнах, так и в натуральных условиях. Соотношение между пространственным периодом волны и размерами антенного пятна на рис. 6. соответствует реальным условиям эксперимента.

Как следует из рис. 6, при углах скольжения  $\psi \geq 15^\circ$  размер пятна существенно меньше длины поверхностной волны. Простые оценки, выполненные с учетом высот волн, зарегистрированных в эксперименте, показывают, что при  $\psi \geq 15^\circ$  затенения обратно рассеянной электромагнитной волны отсутствуют.

При уменьшении угла скольжения до  $10^\circ$ , как следует из рис. 6, может происходить частичное затенение обратно рассеянного сигнала («самозатенение» заднего склона волны).

При уменьшении угла скольжения до  $5^\circ$  размер антенного пятна существенно возрастает, число периодов поверхностных волн, попадающих одновременно в пятно антенны, составляет порядка 7-8, а облученными оказываются в основном участки поверхности, расположенные вблизи гребней волн, где одновременно наблюдаются активные фазы обрушения. Это приводит к тому, что среднее значение скорости рассеивателей, регистрируемое скаттерометром в области второго максимума, определяется процессами, связанными с фазовой скоростью крупных волн. Как следует из таблицы 3, в области второго максимума спектра, зарегистрированного на вертикальной поляризации, скорость рассеивателей составляет порядка 3 м/с, а на горизонтальной поляризации второму спектральному максимуму соответствует скорость 3.5 м/с. Этим значениям скоростей соответствуют фазовые скорости волн длиной 6.3 и 7.8 м. с периодами 2-2.2 с. Характерные периоды временных флуктуаций первых моментов одномодовых Доплеровских спектров и определенных в области низкочастотного максимума двухмодовых спектров (рис. 5) близки к этим значениям.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты РФФИ 05-02-16384 и 06-05-64600).

### Литература

1. *G.S. Brown*, Special Issue on Low-Grazing-Angle Backscattering from Rough Surface. // IEEE Trans. of AP. V.46, 1, 1998.
2. *P.H. Y, Lee, J.D. Barter, K.L. Beach, C.L. Hindman, B.M. Lake, H. Rundalder, J.C. Shelton, A.B. Williams, P. Yee, and H.C. Yuen*, X-band microwave backscattering from ocean waves// J. Geophys. Res., Vol. 100, pp. 2591-2611, 1995.
3. *P.H. Y, Lee, J.D. Barter, E. Caponi, M. Caponi, C.L. Hindman, B.M. Lake, and H. Rundalder*, Wind-speed dependence of small-grazing-angle microwave backscattering from sea surface// IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 44, pp. 333-340, Mar. 1996.
4. *V. Zavarotny and A. Voronovich*, Two-scale Model and Ocean Radar Doppler Spectra at Moderate- and Low-Grazing Angles //IEEE Trans. of AP./ v46, 1, pp. 84-92, 1998.)
5. *P.H. Y, Lee, J.D. Barter, K.L. Beach, B.M. Lake, H. Rungaldier, H.R. Thompson, It. and R. Yee*, Scattering from Breaking Waves Without Wind// IEEE Trans.on AP, Vol.46, NO 1, January 1998.
6. *Булатов М.Г., Кравцов Ю.К., Лаврова О.Ю. и др.*, Физические механизмы формирования аэрокосмических радиолокационных изображений Океана// Успехи физических наук, Том 173, №1, Январь 2003, с.67-89.
7. *J.P. Apel*, An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter, J. Geophys. Res., Vol. 99, pp.16269-16291, 1994.
8. *Юэн Г., Лэйк Б.*, Нелинейная динамика гравитационных волн на глубокой воде// М. «Мир» 1987, с.179.