

О вариациях интенсивности радиолокационного рассеяния на коротких ветровых волнах в поле длинной волны

С. А. Ермаков^{1,2,3}, В. А. Доброхотов¹, И. А. Сергиевская^{1,2,3}, Т. Н. Лазарева¹

¹ *Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия
E-mail: stas.ermakov@ipfran.ru*

² *Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Нижний Новгород, 603022, Россия
E-mail: stas.ermakov8@gmail.com*

³ *Волжский государственный университет водного транспорта
Нижний Новгород, 603950, Россия*

В лабораторном эксперименте исследован эффект уменьшения интенсивности радиолокационного (РЛ) сигнала Ка-диапазона (РЛ-след), обратно рассеянного короткими ветровыми гравитационно-капиллярными волнами (ГКВ), после прохождения цуга интенсивных длинных (метровых) волн (ДВ). Обнаружено, что в области цуга интенсивность РЛ-рассеяния может возрастать на порядок и более, доплеровские спектры РЛ-сигнала уширяются, а поляризационное отношение близко к 1, что характерно для случая микрообрушений коротких ГКВ. Степень подавления РЛ-сигнала в следе достигает 1–2 порядков, что слабее, чем в ранее обнаруженном нами следе после обрушающихся ДВ с опрокидывающимся гребнем. В случае обрушающихся ДВ след объяснялся турбулентностью, возбуждаемой при обрушении гребня и приводящей к подавлению коротких ГКВ. Теоретическая интерпретация подавления сигнала после прохождения необрушающихся ДВ основана на том, что усиление дрейфа вблизи гребней ДВ приводит к микрообрушению ГКВ, образующиеся при этом мелкомасштабные структуры мм-см-масштаба определяют наблюдаемое в цуге ДВ усиление рассеяния, существование же РЛ-следа связано с релаксацией обрушившихся ГКВ к их невозмущённому уровню в отсутствие ДВ.

Ключевые слова: микроволновое рассеяние от водной поверхности, радиолокационный след, ветровой дрейф, обрушение мелкомасштабных ветровых волн на гребнях длинных волн

Одобрена к печати: 14.05.2025
DOI: 10.21046/2070-7401-2025-22-3-268-278

Введение

Как известно, радиолокаторы микроволнового диапазона спутникового базирования позволяют проводить непрерывные всепогодные наблюдения различных процессов на поверхности Мирового океана и в его толще, в том числе обнаруживать плёночные и пластиковые загрязнения, внутренние волны, вихревые структуры, фронтальные зоны и прочее (см., например, работы (Лаврова и др., 2016; Bondur, 2011)). Следует подчеркнуть, что нелинейность ветровых волн разных масштабов играет важнейшую роль при анализе механизмов рассеяния микроволн морской поверхностью и, соответственно, при интерпретации результатов радиолокационных (РЛ) наблюдений и построении моделей РЛ-зондирования океана (см. публикации (Ermakov et al., 2018; Hansen et al., 2016; Kudryavtsev et al., 2003, 2013; Sergievskaya et al., 2020)). Примером проявления такой нелинейности могут служить так называемая паразитная капиллярная рябь и структуры типа bulge/toe (см., например, (Ermakov et al., 2021; Fedorov, Melville, 1998; Longuet-Higgins, 1995)) на профиле коротких гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) см-дм-диапазона длин, а также сильные обрушения типа spilling вблизи гребней более длинных, в том числе метровых, волн (Duncan, 2001; Qiao, Duncan, 2001; Longuet-Higgins, Cleaver, 1994). Поскольку измерение характеристик таких сложных нелинейных структур в натурных условиях затруднено, особое значение приобретают контролируемые лабораторные эксперименты, в ходе которых был получен ряд важных результатов, касающихся влияния нелинейности ветровых волн на рассеяние волн микроволнового диа-

пазона. В частности, в работе (Ermakov et al., 2021) была изучена связь характеристик паразитной капиллярной ряби и bulge/toe структур на профиле ГКВ и характеристик рассеянного назад микроволнового излучения Ка-диапазона. С использованием селективного воздействия на спектр плёнок поверхностно-активных веществ (ПАВ) там же были выявлены вклады паразитной капиллярной ряби и bulge/toe в брэгговскую и небрэгговскую компоненты рассеянного сигнала.

Если рассматривать влияние обрушений длинных, метровых, волн, то в ходе лабораторных экспериментов (Ermakov et al., 2020) удалось выявить физический механизм эффекта «выглаживания» мелкомасштабных ГКВ после прохождения обрушающегося гребня длинной волны (ДВ). Как показано в работе (Ermakov et al., 2020), такое выглаживание обусловлено подавлением ГКВ турбулентностью, образующейся в результате опрокидывания гребня ДВ. При этом было получено, что в области выглаживания ГКВ непосредственно после прохождения области обрушения ДВ наблюдается РЛ-след, интенсивность рассеяния микроволн в котором более чем на порядок подавлена по сравнению с интенсивностью рассеяния в отсутствие ДВ. При этом, однако, было отмечено, что ослабление РЛ-сигнала, хотя и в меньшей степени, имело место и в случае цуга необрушающихся ДВ, характеризующихся меньшими, докритическими значениями крутизны, при которых отсутствует опрокидывание гребней ДВ.

Цель данной работы состоит в лабораторном моделировании и анализе физических механизмов эффектов изменчивости РЛ-сигнала в поле ДВ, в частности РЛ-следа цуга ДВ в отсутствие сильных обрушений последних. Отметим, что изучение механизмов сильной изменчивости РЛ-сигнала как проявления нелинейности ветровых волн важно, в числе прочего, для развития моделей модуляционной передаточной функции, которые пока не могут корректно описать вариации интенсивности РЛ-сигнала под действием ДВ на морской поверхности (Sergievskaya et al., 2019).

Эксперимент

Лабораторные эксперименты по исследованию изменчивости РЛ-сигнала, рассеянного на коротких ветровых волнах в поле длинных необрушающихся волн, проводились в кольцевом ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН (рис. 1).



Рис. 1. Экспериментальная установка

Ветровые волны возбуждались с помощью вентилятора, длина разгона составляла около 6 м; эксперименты проводились при скорости ветра от 1,3 до 2 м/с; длина ветровых волн в области наблюдения варьировалась от единиц до 15–20 см, скорость ветрового дрейфа составляла 4–6 см/с. Для исследования особенностей РЛ-рассеяния на ветровом волнении

использовался скаттерометр Ка-диапазона с рабочей длиной волны 8,7 мм, угол падения излучения был равен 57° , брэгговское волновое число составляло 11 рад/см. Скаттерометр располагался на высоте 1 м над поверхностью воды, размер засвечиваемой области на поверхности был порядка 20×30 см. Измерения РЛ-рассеяния проводились последовательно на двух поляризациях — вертикальной (*англ.* Vertical — V) на приём и излучение (VV) и горизонтальной (*англ.* Horizontal — H) на приём и излучение (HH). Цуги ДВ создавались при помощи механического волнопродуктора, расположенного на расстоянии 5 м от области наблюдения. Измерения характеристик ДВ проводились с использованием струнного волнографа, размещённого приблизительно в геометрическом центре засвечиваемой скаттерометром области. Длина волн в цуге была порядка 75 см, фазовая скорость ДВ — около 1 м/с; амплитуды ДВ выбирались таким образом, чтобы крутизна не превышала 0,2, т.е. были меньшими, чем для обрушающихся волн. На расстоянии нескольких метров от области наблюдения располагалась система волногасителей длинных и ветровых волн.

Перед экспериментами проводилась очистка поверхности воды, однако, как показали измерения, на поверхности оставались плёнки поверхностно-активных веществ (ПАВ), что могло быть связано с их оседанием из воздуха или всплытием из-за перемешивания приповерхностных слоёв воды ветровыми волнами. Поэтому в ходе экспериментов выполнялись измерения характеристик «фоновой» плёнки в бассейне и вариации её характеристик при прохождении цуга ДВ. Отбор проб ПАВ проводился с использованием сеточного метода (Ермаков, 2010). Пробы отбирались в области перед цугом, в области цуга приблизительно над гребнями ДВ и сразу после цуга ДВ. Далее пробы переносились в специальную кювету и с использованием параметрического метода (Ермаков, 2010) определялись давление плёнки (разность коэффициентов поверхностного натяжения на чистой воде и на воде с ПАВ), а также упругость плёнки.

Результаты экспериментов

На *рис. 2* (см. с. 271) представлены примеры спектрограмм обратного РЛ-рассеяния при малой скорости ветра, на которых проявляется характерный эффект ослабления интенсивности рассеяния на коротких ветровых волнах при прохождении цуга необрушающихся длинных гравитационных волн.

На *рис. 2* начало записи отвечает фоновому уровню обратного РЛ-рассеяния на мелко-масштабных ветровых волнах до прихода цуга ДВ в область наблюдений. Когда цуг проходит область, облучаемую скаттерометром, интенсивность обратного рассеяния резко возрастает, спектр РЛ-сигнала уширяется. После прохождения цуга необрушающихся ДВ, интенсивность обратного рассеяния уменьшается до значений, меньших фонового уровня (эффект РЛ-следа), что свидетельствует о подавлении ветрового волнения в некоторой области после цуга. Через время порядка нескольких секунд (обычно 3–7 с) после цуга, которое зависит от скорости ветра, интенсивность мелкомасштабного ветрового волнения и РЛ-сигнала возвращается к своим первоначальным невозмущённым уровням. Отметим, что погасить ДВ в бассейне полностью не удавалось и в записи волнографа на *рис. 2* присутствуют отражённые ДВ (на временах от 40 до 60 с), которые несколько маскируют релаксацию ветрового волнения к невозмущённому состоянию.

На *рис. 3* (см. с. 271) представлены участки спектрограмм в области цуга ДВ с более высоким разрешением по времени и с подавленной интенсивностью на частоте менее 40 Гц, на которых видна структура вариаций рассеянного сигнала в области цуга ДВ.

Как следует из *рис. 3*, вариации спектра РЛ-сигнала в диапазоне 40–100 Гц сильно модулируются, достигая максимумов в области гребней ДВ, вариации интенсивности РЛ-сигнала превышают на порядок величину рассеяния от ветровых волн до прохождения цуга ДВ. Отметим, что на *рис. 3* имеет место некоторый сдвиг максимумов РЛ-сигнала от гребня на задний склон ДВ, что обусловлено различием в положении волнографа и эффективного центра пятна локатора на поверхности.

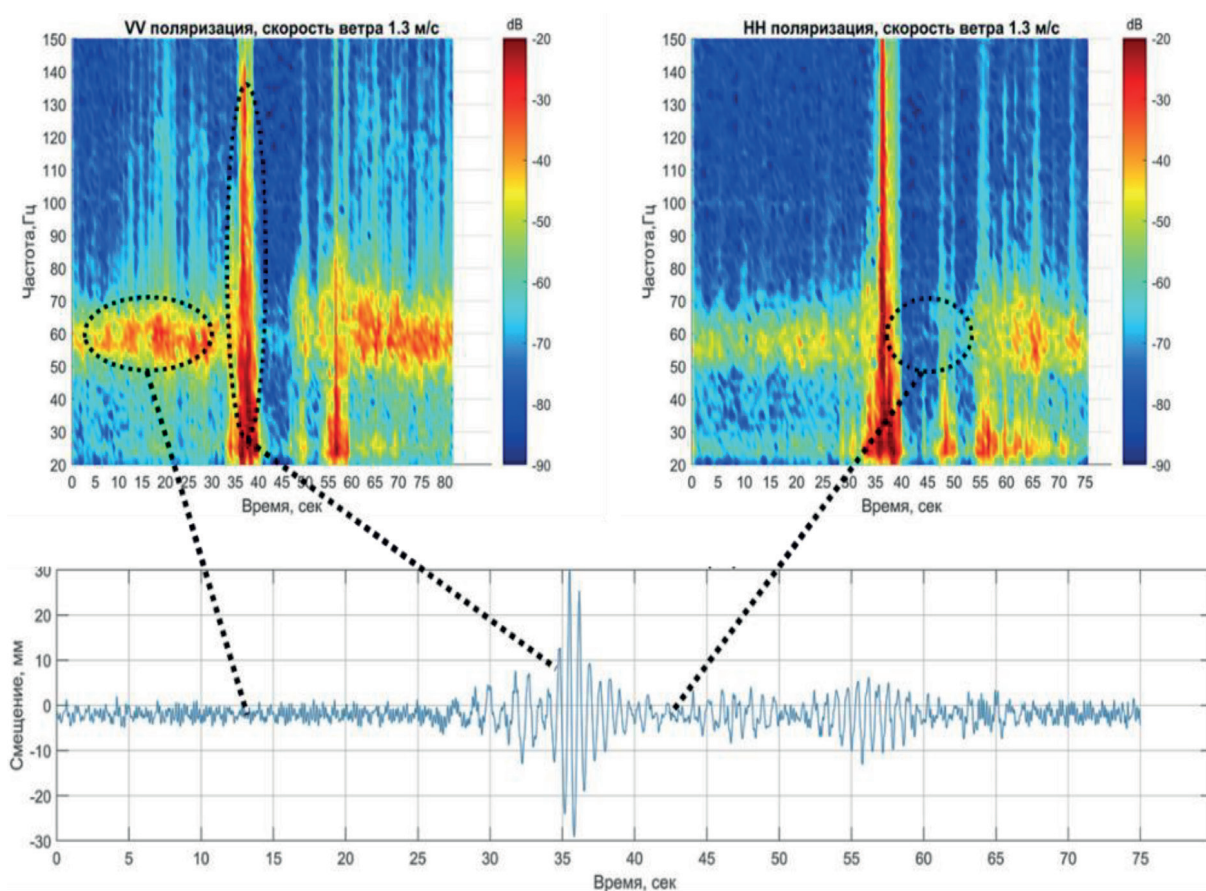


Рис. 2. Пример спектрограмм РЛ-сигнала на вертикальной и горизонтальной поляризации и записи ветрового волнения волнографом до цуга ДВ, в области цуга ДВ и после ДВ. Скорость ветра 1,3 м/с

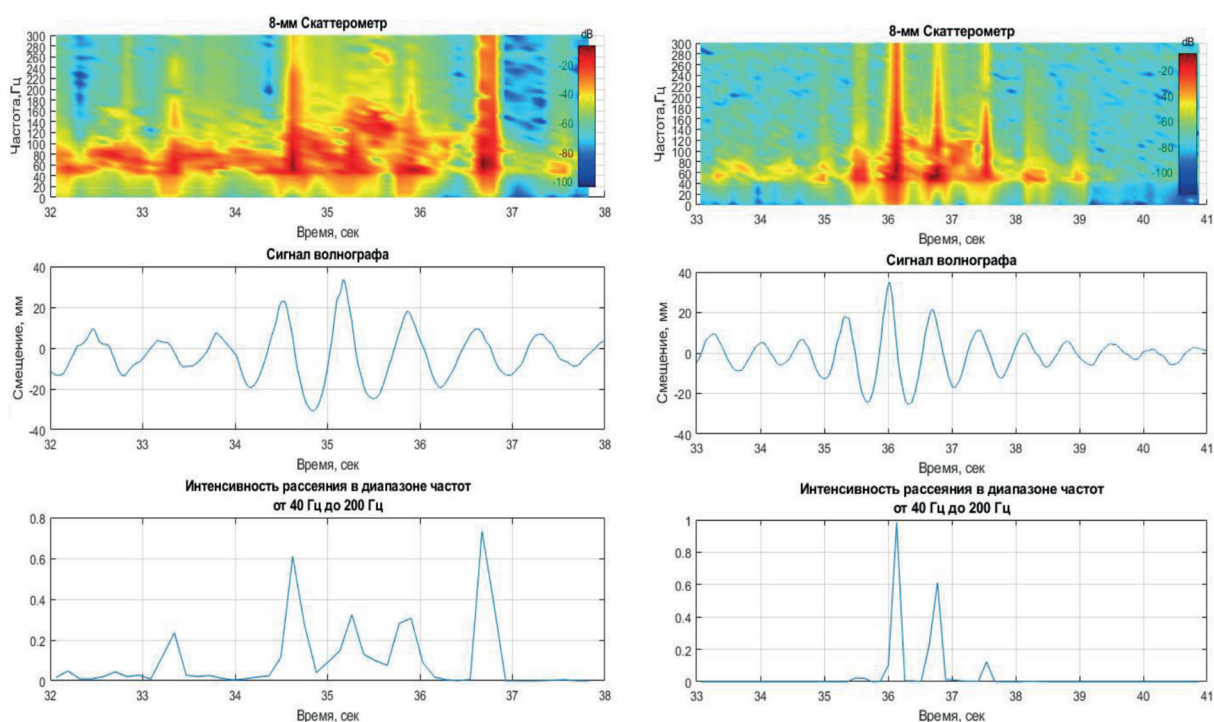


Рис. 3. Спектрограммы РЛ-сигнала, временной ряд сигнала с волнографа и интенсивности рассеяния в диапазоне частот от 40 до 200 Гц в области цуга ДВ при скорости ветра 1,3 м/с (слева) и 1,7 м/с (справа)

Это связано с тем, что этот центр пятна смещён на несколько сантиметров от геометрического центра облучаемого пятна по направлению к лолятору из-за наклонного зондирования, поскольку расстояние от более близкой к лолятору части пятна меньше, а сигнал обратного рассеяния от неё соответственно больше, чем от более удалённой части пятна. Наблюдаемое на *рис. 3* запаздывание РЛ-сигнала относительно максимумов ДВ составляет около 0,1 с, что отвечает смещению максимума сигнала на задний склон ДВ примерно на 0,15 её периода.

На *рис. 4* показаны частотные спектры РЛ-сигнала в отсутствие ДВ, над гребнями ДВ и в области после цуга ДВ — в РЛ-следе. Видно, что если в отсутствие ДВ до и после цуга спектры имеют выраженные максимумы в области частот порядка брэгговских (около 60 Гц), то в области цуга ДВ такие максимумы практически отсутствуют. В области условно брэгговских спектральных пиков интенсивность на VV- и HH-поляризации сильно, в несколько раз, различается (см. *рис. 5* на с. 273, где представлено отношение интенсивности сигналов на VV- и HH-поляризации — поляризационное отношение). Это свидетельствует о существенном вкладе брэгговской компоненты рассеяния, хотя неполяризованное (небрэгговское) рассеяние в РЛ-сигнале также присутствует. В области же ДВ интенсивность рассеяния на двух поляризациях слабо различается, что указывает на доминирующий вклад неполяризованной квазизеркальной компоненты. Подобные слабо зависящие от поляризации широкие спектры РЛ-сигнала характерны для случаев РЛ-рассеяния при наличии микрообрушений ГКВ (Ермаков et al., 2012). Следует отметить, что в области цуга ДВ интенсивность рассеяния сильно возрастает не только на частотах порядка брэгговских, но и в области более низких (небрэгговских) частот.

Результаты измерений характеристик плёнок ПАВ в различных экспериментах приведены на *рис. 6* (см. с. 273). Часть их соответствовали более загрязнённой поверхности (упругость 15–20 мН/м, давление плёнки около 20 мН/м); в других случаях поверхность была относительно чистой, о чём свидетельствует тот факт, что величины фоновой упругости и давления плёнок были достаточно малы, а именно: упругость составляла 2–5 мН/м, давление — около 10 мН/м.

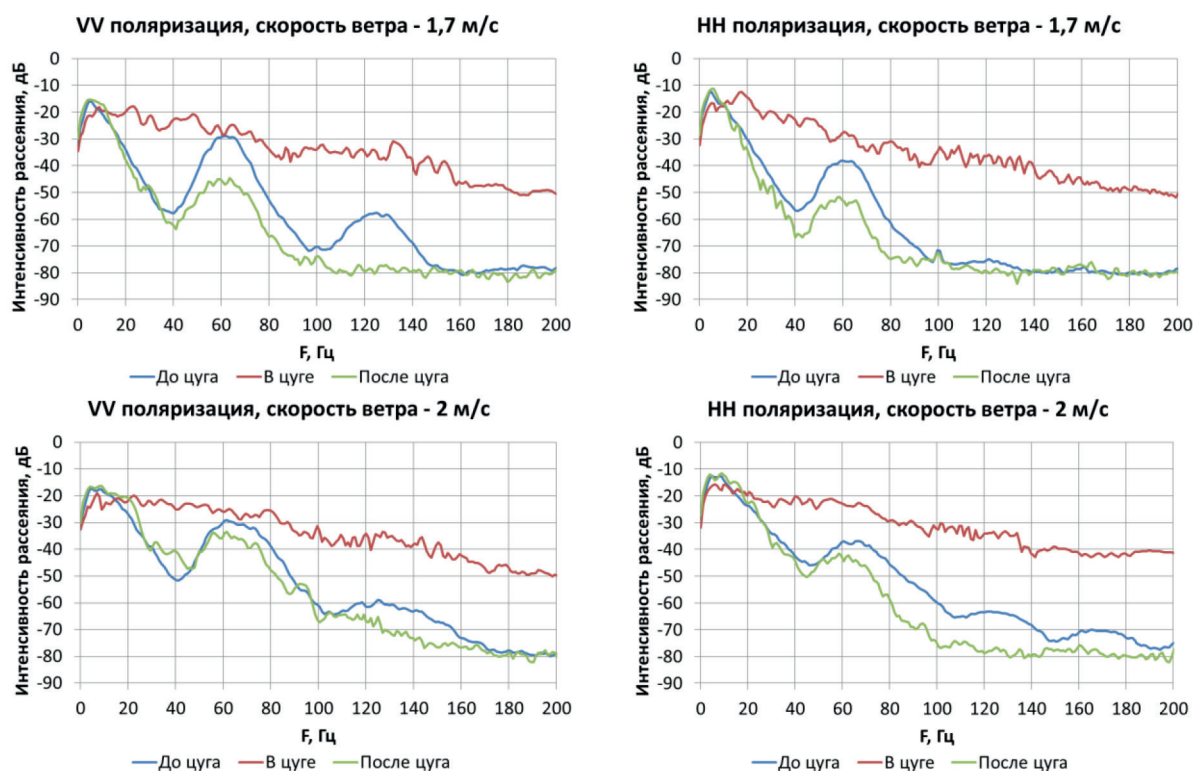


Рис. 4. Доплеровские спектры РЛ-сигнала на VV- и HH- поляризации на фоновых ветровых волнах, в цуге ДВ и после цуга (в области РЛ-следа) при скорости ветра 1,7 м/с (*сверху*) и 2 м/с (*снизу*)

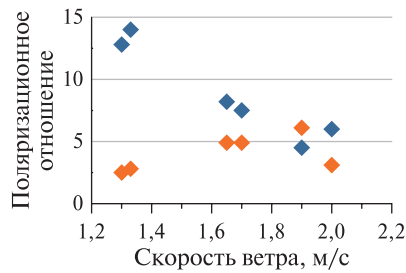


Рис. 5. Поляризационное отношение при рассеянии на ветровых волнах до цуга (синие символы) и после цуга (оранжевые символы) ДВ

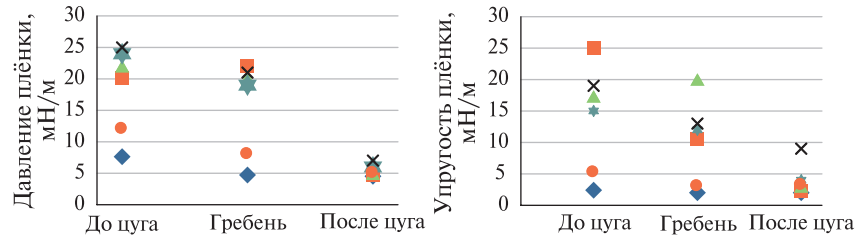


Рис. 6. Давление и упругость плёнок ПАВ в областях до цуга ДВ, над гребнями ДВ и в области за цугом (в РЛ-следе). Точки различного цвета — разные эксперименты

Анализ полученных данных и обсуждение результатов

Остановимся вначале на результатах измерения ПАВ до цуга, в цуге и после ДВ, приведённых выше. Как следует из рис. 6, величины давления плёнок, а также их упругость сравнительно слабо различаются на фоновом ветровом волнении и над гребнями ДВ, в области же после цуга ДВ значения указанных характеристик уменьшаются. Заметим, что уменьшение давления и упругости плёнки свидетельствует и об уменьшении концентрации ПАВ. Рисунок 6, таким образом, указывает на некоторое «очищение» поверхности воды после прохождения ДВ. Такое очищение поверхности может быть связано с перемешиванием ПАВ из-за усиления фоновой турбулентности под действием ДВ. Поскольку инструментально измерить возможное усиление турбулентности в эксперименте не удалось, данный механизм является пока гипотезой. Другой причиной может быть образование плёночного следа после цуга ДВ. Так, согласно работе (Ермаков, 2010), при наличии цуга ДВ и при скорости дрейфа V_{dr} , меньшей, чем фазовая скорость C ДВ, в области после цуга ($x < C_g t - L$, где L — длина цуга ДВ, C_g — групповая скорость ДВ) формируется плёночный след, в котором вариации концентрации ПАВ Γ_1 относительно невозмущённого среднего уровня Γ_0 описываются выражением:

$$\Gamma_1 = \Gamma_0 \frac{U_0}{C - V_{dr}} a [1 - \exp(-ikaL)] \exp[ika(x - V_{dr}t)], \quad (1)$$

т.е. осциллируют с волновым числом ka и частотой kaV_{dr} , где $a = (C - C_g)/(C_g - V_{dr})$; k — волновое число ДВ; U_0 — амплитуда горизонтальной компоненты орбитальной скорости ДВ; t — время. Формула (1) отвечает случаю, когда релаксацией ПАВ в плёнке можно пренебречь. Величина вариаций концентрации в зависимости от времени может быть как больше, так и меньше средней концентрации. В любом случае, если скорость ветрового дрейфа значительно меньше скорости ДВ, что отвечает условиям наших экспериментов, теоретические оценки вариаций концентрации ПАВ дают малые значения, поэтому эффекты, связанные с перераспределением ПАВ, можно не учитывать при анализе механизма формирования РЛ-следа.

Рассмотрим далее другой механизм изменчивости РЛ-сигнала в присутствии ДВ, который связан с ветровым дрейфом и который, по-видимому, является доминирующим для случая необрушающихся ДВ. В области цуга ДВ, как уже отмечено выше, интенсивность РЛ-рассеяния возрастает на порядок и более в области гребней, спектры при этом характеризуются большой шириной — практическим отсутствием локальных пиков, поляризационное отношение близко к 1. Такое поведение характерно для микрообрушений коротких ГКВ (Ермаков et al., 2012) и может быть связано с влиянием ветрового дрейфа в тонком поверхностном слое воды.

Как известно (см. работы (Монин, Красицкий; 1985; Филлипс, 1969 и цитированную там литературу)), под действием напряжения трения ветра $\tau_a = \rho_a u_a^*$ в поверхностном слое воды возникает тонкий завихренный слой ветрового дрейфа. Скорость дрейфа на поверхности

$V_{dr} \approx 0,5u_a^*$; толщина слоя, определяемая из условия непрерывности напряжения трения на границе раздела «вода – воздух», составляет $h \approx 0,5\rho_w v / \rho_a u_a^*$, где ρ_a , ρ_w , v и u_a^* — соответственно плотность воздуха и воды, вязкость воды и скорость трения. Скорость трения обычно оценивается как 3 % от скорости ветра на стандартной высоте 10 м. Сложение скорости течения в тонком слое ветрового дрейфа с орбитальной скоростью частиц жидкости вблизи вершин профиля короткой волны может дать результирующую скорость частиц, равную или превышающую фазовую скорость короткой ГКВ, что приводит к обрушению профиля последней. При этом величина смещения поверхности в ГКВ ζ_{bw} , отвечающая обрушению, может быть записана в виде (Филлипс, 1969) (g — ускорение свободного падения):

$$\zeta_{bw} = \frac{C^2}{2g} \left(\frac{1 - V_{dr}}{C} \right)^2. \quad (2)$$

В присутствии ДВ скорость дрейфа переменна, $V_{dr} = V_{dr}(x, t)$, и может быть описана следующим уравнением (Phillips, Banner, 1974):

$$\frac{\partial V_{dr}(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[U(x, t) V_{dr}(x, t) + \frac{V_{dr}^2(x, t)}{2} \right] = \delta \left(\frac{\partial \tau_w}{\partial z} \right), \quad (3)$$

где справа стоит разность вязких напряжений τ_w , $\tau_w = v \frac{\partial(V_{dr} + U)}{\partial z}$, на поверхности воды и на границе дрейфового вязкого подслоя, а $U(x, t)$ — горизонтальная компонента орбитальной скорости частиц в ДВ.

Последний член в выражении (3) важен при анализе процесса восстановления (релаксации) слоя дрейфа после его разрушения при микрообрушениях коротких ГКВ. Характерное время такой релаксации можно оценить как $\tau_r \propto h^2/\nu$, что при малой скорости ветра (~ 2 м/с) даёт значения порядка 50 с. При анализе вариаций скорости дрейфа в поле ДВ, период которой мал по сравнению с τ_r , можно пренебрегать правой частью в уравнении (3). Тогда несложно получить, что (ср., Phillips, Banner, 1974)

$$V(x, t) = C - U(x, t) - \left[(C - U(x, t))^2 - (2C - V_{dr}^0) V_{dr}^0 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Напомним, что здесь V_{dr}^0 — скорость дрейфа, невозмущённая полем ДВ, а именно в точках профиля ДВ, где $U = 0$. Полагая, что $U(x, t) = U_0 \cos(k(x - Ct))$, получаем, что на гребнях ДВ скорость дрейфа, согласно уравнению (4), возрастает. Так, в частности, для условий наших экспериментов при скорости дрейфа ~ 6 см/с и крутизне ДВ $U/C = 0,2$ скорость дрейфа над гребнями ДВ составит 8 см/с, т.е. увеличится более чем на 30 %, что может существенно повлиять на режим микрообрушений коротких ГКВ. При этом, согласно формуле (2), крутизна обрушивающейся ГКВ, например, с длиной 10 см должна составлять приблизительно 0,5. Согласно экспериментам (см., например, (Ермаков et al., 2021)) критическая крутизна, при которой происходит обрушение, составляет 0,22–0,25, что примерно в два раза меньше, и это различие можно учесть в виде соответствующего поправочного коэффициента в уравнении (2). Оценивая из формулы (2) амплитуду обрушивающейся короткой гравитационной волны в присутствии дрейфовой скорости, с учётом влияния ДВ получим, что ГКВ будут обрушиваться уже при их невозмущённой крутизне порядка 0,07. Это означает, что короткие ГКВ даже при малой амплитуде обрушаются из-за влияния дрейфа, при таких микрообрушениях коротких ГКВ на их профиле возникают мелкомасштабных структуры см-мм-масштабов, что в результате и приводит к значительному рассеянию микроволн, наблюдаемому в эксперименте (см. рис. 4).

Рассмотрим теперь особенности сигнала в РЛ-следе после цуга ДВ. В ходе анализа РЛ-измерений были получены зависимости интенсивности обратного микроволнового рассеяния перед цугом ДВ и после его прохождения в зависимости от скорости ветра (рис. 7, см. с. 275).

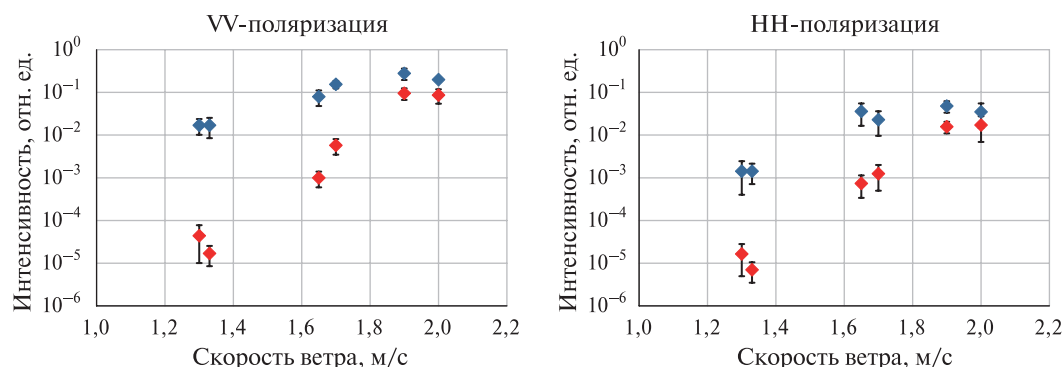


Рис. 7. Зависимости интенсивности РЛ-сигнала от скорости ветра до цуга (синие символы) и после цуга (красные символы) ДВ на различных поляризациях

Из рис. 7 хорошо видно, что эффект ослабления обратного РЛ-рассеяния после прохождения цугов необрушающихся ДВ особенно сильно проявляется при малой скорости ветра. С ростом скорости ветра эффект следа РЛ-сигнала уменьшается. Также уменьшается время восстановления обратного рассеяния до первоначального уровня. Из рис. 5 видно, что поляризационное отношение при малой скорости ветра (1,3 м/с) в отсутствие ДВ имеет значение около 10 и уменьшается с ростом скорости, приближаясь к величине порядка 5 при скорости ветра, равной 2 м/с. Как уже отмечалось выше, такое поведение указывает на то, что при слабом ветре рассеяние вне цугов ДВ достаточно близко к брэгговскому, с ростом же скорости ветра увеличивается вклад небрэгговской компоненты, связанной с генерацией нелинейных структур см-мм-масштаба типа bulge/toe на профиле дм-см-ГКВ, как это уже отмечалось нами ранее в работе (Ermakov et al., 2021).

После цуга ДВ при малой скорости ветра (около 1,3 м/с) величина поляризационного отношения приблизительно в четыре раза меньше, чем в отсутствие ДВ, и возрастает с ростом скорости ветра до 5 (при скорости ветра 1,7–2 м/с). Это, как можно полагать, связано с тем, что при малой скорости ветра в области следа обрушившиеся ранее в цуге ДВ короткие ветровые ГКВ не успевают восстановиться до исходного уровня в силу разрушения дрейфового слоя и усиления фоновой турбулентности длинной волной. С ростом же скорости ветра время релаксации ГКВ уменьшается и соответственно РЛ-след проявляется слабее.

Таким образом, эффект усиления РЛ-рассеяния в цуге ДВ связан с усилением ветрового дрейфового течения, приводящим к микрообрушению коротких ГКВ см-дм-длин и связанным с этим ростом структур см-мм-масштабов. Следующее за цугом ДВ ослабление РЛ-сигнала (РЛ-след) может объясняться конечной скоростью релаксации см-дм-ГКВ к их исходному уровню, связанной, в частности, с влиянием мелкомасштабной фоновой турбулентности, усиленной за счёт вертикальных сдвигов поля скорости в орбитальных движениях длинных гравитационных волн.

Заключение

В лабораторном эксперименте исследован эффект ослабления интенсивности РЛ-сигнала Ка-диапазона (эффект РЛ-следа) после прохождения цуга длинных поверхностных волн большой амплитуды. В отличие от ранее исследованного РЛ-следа, который относился к случаю сильных обрушений ДВ с опрокидыванием гребней и объяснялся связанной с обрушением генерацией турбулентности, наблюдаемый для случая необрушающихся ДВ эффект РЛ-следа является значительным, хотя и менее выраженным, чем для случая сильных обрушений ДВ.

Показано, что в области цуга ДВ интенсивность РЛ-рассеяния возрастает на порядок и более, доплеровские спектры РЛ-сигнала характеризуются большой шириной — практически отсутствием локальных пиков, поляризационное отношение близко к 1, что характерно для случая обрушений коротких ГКВ см-дм-диапазона.

В основе теоретической интерпретации результатов эксперимента лежит учёт влияния тонкого слоя ветрового дрейфа, усиление которого в области гребней ДВ приводит к микрообрушениям ГКВ уже при их сравнительно малой крутизне. Образующиеся в результате микрообрушений мелкомасштабные структуры мм-см-масштаба на профиле ГКВ определяют наблюдаемое в эксперименте усиление рассеяния микроволн в цуге ДВ.

Эффект РЛ-следа за цугом необрушающихся ДВ объясняется разрушением и турбулизацией слоя ветрового дрейфа при микрообрушениях ГКВ и, соответственно, конечным временем релаксации ГКВ, обрушившихся в поле ДВ к невозмущённому состоянию.

Работа выполнена в рамках госзадания ННГУ тема № 0729-2020-0037, измерения характеристик поверхностных плёнок и их анализ выполнены в рамках госзадания ИПФ РАН FFUF-2024-0033.

Литература

1. Ермаков С. А. Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2010. 163 с.
2. Лаврова О. Ю., Митягина М. И., Костяной А. Г. Спутниковые методы выявления и мониторинга зон экологического риска морских акваторий. М.: ИКИ РАН, 2016. 336 с.
3. Монин А. С., Красицкий В. П. Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 375 с.
4. Филлипс О. Динамика верхнего слоя океана. М.: Мир, 1969. 267 с.
5. Bondur V. G. Satellite monitoring and mathematical modelling of deep runoff turbulent jets in coastal water areas // Waste Water — Evaluation and Management / ed. Einschlag F. S. G. L.: IntechOpen, 2011. P. 155–180. DOI: 10.5772/16134.
6. Duncan J. H. Spilling breakers // Annual Review of Fluid Mechanics. 2001. V. 33. P. 519–547. DOI: 10.1146/annurev.fluid.33.1.519.
7. Ermakov S. A., Kapustin I. A., Sergievskaya I. A. On peculiarities of scattering of microwave radar signals by breaking gravity-capillary waves // Radiophysics and Quantum Electronics. 2012. V. 55. P. 453–461. DOI: 10.1007/s11141-012-9381-1.
8. Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., da Silva J. C. B. et al. Remote sensing of organic films on the water surface using dual co-polarized ship-based X-/C-/S-band radar and TerraSAR-X // Remote Sensing. 2018. V. 10. Iss. 7. Article 1097. 16 p. DOI: 10.3390/rs10071097.
9. Ermakov S. A., Dobrokhotov V. A., Sergievskaya I. A., Kapustin I. A. Suppression of wind ripples and microwave backscattering due to turbulence generated by breaking surface waves // Remote Sensing. 2020. V. 12. Iss. 21. Article 3618. 22 p. DOI: 10.3390/rs12213618.
10. Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., Dobrokhotov V. A., Lazareva T. N. Wave tank study of steep gravity-capillary waves and their role in Ka-band radar backscatter // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. 2021. V. 60. Article 4202812. 12 p. <https://doi.org/10.1109/tgrs.2021.3086627>.
11. Fedorov A. V., Melville W. K. Nonlinear gravity-capillary waves with forcing and dissipation // J. Fluid Mechanics. 1998. V. 354. P. 1–42. <https://doi.org/10.1017/S0022112097007453>.
12. Hansen M. W., Kudryavtsev V., Chapron B. et al. Wave breaking in slicks: Impacts on C-band quad-polarized SAR measurements // IEEE J. Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing. 2016. V. 9. Iss. 11. P. 4929–4940. DOI: 10.1109/JSTARS.2016.2587840.
13. Kudryavtsev V., Hauser V., Caudal D., Chapron B. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface. 1. Background model // J. Geophysical Research: Oceans. 2003. V. 108. Iss. C3. Article 8054. 24 p. DOI: 10.1029/2001JC001003.
14. Kudryavtsev V. N., Chapron B., Myasoedov A. G. et al. On dual co-polarized SAR measurements of the ocean surface // IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2013. V. 10. Iss. 4. p. 761–765. DOI: 10.1109/LGRS.2012.2222341.
15. Longuet-Higgins M. S. Parasitic capillary waves: a direct calculation // J. Fluid Mechanics. 1995. V. 301. P. 79–107. <https://doi.org/10.1017/S0022112095003818>.
16. Longuet-Higgins M. S., Cleaver R. P. Crest instability of gravity waves. Part 1. The almost-highest wave // J. Fluid Mechanics. 1994. V. 258. P. 115–129. <https://doi.org/10.1017/S0022112094003265>.
17. Phillips O. M., Banner M. L. Wave breaking in the presence of wind drift and swell // J. Fluid Mechanics. 1974. V. 66. Iss. 4. P. 625–640. <https://doi.org/10.1017/S0022112074000413>.
18. Qiao H., Duncan J. H. Gentle spilling breakers: crest flow-field evolution // J. Fluid Mechanics, 2001, V. 439, P. 57–85. <https://doi.org/10.1017/S0022112001004207>.

19. *Sergievskaia I. A., Ermakov S. A., Ermoshkin A. V. et al.* Modulation of dual-polarized X-band radar backscatter due to long wind waves // *Remote Sensing*. 2019. V. 11. Iss. 4. Article 423. 16 p. DOI: 10.3390/rs11040423.
20. *Sergievskaia I. A., Ermakov S. A., Ermoshkin A. V. et al.* The role of micro breaking of small-scale wind waves in radar backscattering from sea surface // *Remote Sensing*. 2020. V. 12. Iss. 24. Article 4159. 16 p. DOI: 10.3390/rs12244159.

On variations of radar backscatter due to short wind waves in a long-wave field

S. A. Ermakov^{1,2,3}, V. A. Dobrokhoto¹, I. A. Sergievskaia^{1,2,3}, T. N. Lazareva¹

¹ *Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod 603950, Russia*
E-mail: stas.ermakov@ipfran.ru

² *Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod 603022, Russia*
E-mail: stas.ermakov8@gmail.com

³ *Volga State University of Water Transport, Nizhny Novgorod 603950, Russia*

An effect of suppression of Ka-band radar backscatter from short wind gravity-capillary waves (GCW) after the passage of a train of intense long meter-scale waves (LW), the radar trace, was investigated in a laboratory experiment. It is obtained that radar backscatter intensity in the area of a non-breaking LW train can increase by an order of magnitude or more, Doppler spectra of the radar signal become wider, and polarization ratio is close to 1, all this is typical of the case of micro GCW breaking. The backscatter suppression in the wake reaches 1–2 orders of magnitude that is weaker than in the wake we previously found for breaking LW with overturning crests. The radar trace in the last case was explained by the turbulence excited by the strong LW breaking which resulted in suppression of short wind GCW. The theoretical interpretation of the radar trace for non-breaking LW is based on the effect of enhancement of wind drift near the crests of LW leading to micro breaking of GCW. Small mm-cm-scale structures formed on the GCW profile determine the radar backscatter enhancement in the LW train. The existence of the radar trace is determined by the relaxation of GCW to their undisturbed level in the absence of LW.

Keywords: microwave radar scattering from the water surface, radar trace, wind drift, wave breaking of small-scale wind waves on long wave crests

Accepted: 14.05.2025

DOI: 10.21046/2070-7401-2025-22-3-268-278

References

1. Ermakov S. A., *Vliyanie plenok na dinamiku gravitatsionno-kapillyarnykh voln* (Influence of surfactant films on dynamics of gravity-capillary waves), N. Novgorod: IPF RAN, 2010, 163 p. (in Russian).
2. Lavrova O. Yu., Mityagina M. I., Kostianoy A. G., *Sputnikovye metody vyyavleniya i monitoringa zon ekologicheskogo riska morskikh akvatorii* (Satellite methods for detecting and monitoring of marine zones of ecological risk), Moscow: IKI RAS, 2016, 336 p. (in Russian).
3. Monin A. S., Krasitskii V. P., *Yavleniya na poverkhnosti okeana* (Phenomena on the surface of the ocean). Leningrad: Gidrometeoizdat, 1985, 375 p. (in Russian).
4. Phillips O. M., *The dynamics of the upper ocean*, Cambridge University Press, 1966, 261 p.
5. Bondur V. G., Satellite monitoring and mathematical modelling of deep runoff turbulent jets in coastal water areas, In: *Waste Water — Evaluation and Management*, Einschlag F. S. G. (ed.), London: IntechOpen, 2011, pp. 155–180, DOI: 10.5772/16134.
6. Duncan J. H., Spilling breakers, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2001, V. 33, pp. 519–547, DOI: 10.1146/annurev.fluid.33.1.519.

7. Ermakov S. A., Kapustin I. A., Sergievskaya I. A., On peculiarities of scattering of microwave radar signals by breaking gravity-capillary waves, *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2012, V. 55, pp. 253–261, DOI: 10.1007/s11141-012-9381-1.
8. Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., da Silva J. C. B. et al., Remote sensing of organic films on the water surface using dual co-polarized ship-based X-/C-/S-band radar and TerraSAR-X, *Remote Sensing*, 2018, V. 10, Iss. 7, Article 1097, 16 p., DOI: 10.3390/rs10071097.
9. Ermakov S. A., Dobrokhotov V. A., Sergievskaya I. A. et al., Suppression of wind ripples and microwave backscattering due to turbulence generated by breaking surface waves, *Remote Sensing*, 2020, V. 12, Iss. 21, Article 3618, 22 p., DOI: 10.3390/rs12213618.
10. Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., Dobrokhotov V. A., Lazareva T. N., Wave tank study of steep gravity-capillary waves and their role in Ka-band radar backscatter, *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 2021, V. 60, Article 4202812, 12 p., <https://doi.org/10.1109/tgrs.2021.3086627>.
11. Fedorov A. V., Melville W. K., Nonlinear gravity-capillary waves with forcing and dissipation, *J. Fluid Mechanics*, 1998, V. 354, pp. 1–42, <https://doi.org/10.1017/S0022112097007453>.
12. Hansen M. W., Kudryavtsev V., Chapron B. et al., Wave breaking in slicks: Impacts on C-band quad-polarized SAR measurements, *IEEE J. Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 2016, V. 9, Iss. 11, pp. 4929–4940, DOI: 10.1109/JSTARS.2016.2587840.
13. Kudryavtsev V., Hauser V., Caudal D., Chapron B., A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface. 1. Background model, *J. Geophysical Research: Oceans*, 2003, V. 108, Iss. C3, Article 8054, 24 p., DOI: 10.1029/2001JC001003.
14. Kudryavtsev V. N., Chapron B., Myasoedov A. G. et al., On dual co-polarized SAR measurements of the ocean surface, *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 2013, V. 10, Iss. 4, pp. 761–765, DOI: 10.1109/LGRS.2012.2222341.
15. Longuet-Higgins M. S., Parasitic capillary waves: a direct calculation, *J. Fluid Mechanics*, 1995, V. 301, pp. 79–107, <https://doi.org/10.1017/S0022112095003818>.
16. Longuet-Higgins M. S., Cleaver R. P., Crest instability of gravity waves. Part 1. The almost-highest wave, *J. Fluid Mechanics*, 1994, V. 258, pp. 115–129, <https://doi.org/10.1017/S0022112094003265>.
17. Phillips O. M., Banner M. L., Wave breaking in the presence of wind drift and swell, *J. Fluid Mechanics*, 1974, V. 66, Iss. 4, pp. 625–640, <https://doi.org/10.1017/S0022112074000413>.
18. Qiao H., Duncan J. H., Gentle spilling breakers: crest flow-field evolution, *J. Fluid Mechanics*, 2001, V. 439, pp. 57–85, <https://doi.org/10.1017/S0022112001004207>.
19. Sergievskaya I. A., Ermakov S. A., Ermoshkin A. V. et al., Modulation of dual-polarized X-band radar backscatter due to long wind waves, *Remote Sensing*, 2019, V. 11, Iss. 4, Article 423, 16 p., DOI: 10.3390/rs11040423.
20. Sergievskaya I. A., Ermakov S. A., Ermoshkin A. V. et al., The role of micro breaking of small-scale wind waves in radar backscattering from sea surface, *Remote Sensing*, 2020, V. 12, Iss. 24, Article 4159, 16 p., DOI: 10.3390/rs12244159.