

УДК 551.463

© 1992 г. А.В. Волкова, Е.А. Копыл

ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ РАСSEЯННЫХ ПОВЕРХНОСТЬЮ ОКЕАНА, И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИЖЕНИЯ ВЕТРОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Приведены результаты экспериментальных исследований частотных спектров акустических сигналов с частотами 1–80 кГц, рассеянных поверхностью океана в обратном направлении при скоростях ветра 2–11 м/с. Проведено сопоставление экспериментальных данных с результатами расчета, базирующегося на двухмасштабной модели рассеивающей поверхности. Отмечено несовпадение теоретических и экспериментальных оценок частотных сдвигов рассеянных сигналов. Показано, что оцененные экспериментально доплеровские скорости резонансных неровностей поверхности могут значительно превышать фазовые скорости, даваемые дисперсионным соотношением. Проанализированы возможные причины наблюдаемых эффектов, в том числе нелинейное взаимодействие поверхностных волн разных масштабов, ветровой снос приповерхностного слоя воды и присутствие короткопериодных поверхностных солитонов.

В настоящей статье излагаются основные результаты проведенных в последние годы натуральных измерений энергетических спектров акустических сигналов, рассеянных взволнованной поверхностью океана. Эксперименты проводились на глубоких экваториях океана с дрейфующего судна по методике, описанной в [1, 2]. Приемноизлучающие антенны судна опускались на глубину H от нескольких десятков до 200 м, и оси их диаграмм направленности ориентировались в вертикальной плоскости вверх под некоторым углом ϵ относительно горизонта. Полуширина диаграмм направленности на прием — излучение (по уровню половинной мощности) не превышала 10° в обеих плоскостях на низшей из рабочих частот. Угол ϵ составлял не более 20° , т.е. рассеяние происходило при малых углах скольжения χ у поверхности на достаточно больших (не менее 200 м) расстояниях от судна.

В экспериментах использовалось тонально-импульсное излучение. Длительность τ посылки выбиралась такой, чтобы она, с одной стороны, содержала не менее 100 периодов несущей частоты, а с другой — ее пространственная протяженность не превосходила размеров площадки, "вырезаемой" на поверхности основным лепестком диаграммы направленности. Таким образом, геометрия рассеивающего участка поверхности задавалась как диаграммой приемника-излучателя и ее наклоном ϵ , так и длительностью посылки τ . Для обоснованного выбора параметров H , ϵ и τ перед проведением опыта каждый раз по измеренному профилю скорости звука для нескольких комбинаций H , ϵ и τ делался лучевой расчет. Предпочтение отдавалось такой геометрии эксперимента, которая обеспечивала максимально возможную длительность реверберационного сигнала и, таким образом, наилучшее частотное разрешение при спектральной обработке. Длительность полезного участка сигнала определяется также соотношением сигнал/шум, поэтому мы всегда использовали максимальную мощность излучения.

Измерения проводились в светлое время суток, когда объемное рассеяние, связанное с приповерхностными звукорассеивающими слоями, незначительно. Это, а также временная селекция сигнала (обработке подвергался участок, соответствовавший пространственному расположению разбегающейся по поверхности посылки в пределах площадки, вырезаемой главным лепестком диаграммы направленности на поверхности) сводили к минимуму влияние объемного рассеяния на результаты измерений. Последнее подтверждается оценками, учитывающими конкретный вид диаграмм антенн.

Для накопления необходимой статистики в каждом измерении на определенной частоте f_0 при фиксированных H , ϵ , τ и азимутальном угле φ_0 относительно генерального направления ветра изучалось не менее 100 посылок. Затем с шагом по азимуту 30° или 45° изменялся угол φ_0 , и вся процедура повторялась. Принятые реверберационные сигналы либо непосредственно, либо в транспонированном на частоту около 100 Гц виде регистрировались на магнитографах. Одновременно записывались электрический сигнал, подаваемый в качестве сигнала возбуждения на излучающую антенну, а также необходимые для обработки синхроимпульс, маркирующий начало излучения, и опорный тональный сигнал стабилизированного кварцем генератора. Параллельно акустическим измерениям проводились регистрация скорости и направления ветра с помощью анеморумбографов различного типа, а также визуальная оценка состояния поверхности. С помощью судовых спутниковых навигационных систем измерялись направление и скорость дрейфа судна, необходимые при интерпретации экспериментальных данных.

Записанные на магнитографе реверберационные сигналы преобразовывались в цифровую форму и вводились в ЭВМ. С помощью быстрого преобразования Фурье рассчитывался энергетический спектр каждого реверберационного сигнала. Полученные таким образом спектры после нормировки на уровень соответствующего излученного сигнала усреднялись по ансамблю из ста рассеянных сигналов, соответствующих ста последовательным посылкам. Приводимые ниже результаты измерений получены в пяти океанических экспедициях и охватывают широкие диапазоны гидрометеорологических условий, характеризовавшихся скоростями ветра от 2 до 11 м/с, и частот звука, дискретно изменявшихся от 1 до 80 кГц. Общий объем материалов составляет более трехсот усредненных описанным выше способом спектров сигналов, рассеянных в обратном направлении поверхностью океана под различными углами φ_0 относительно генерального направления ветра.

Для сопоставления с результатами измерений были проведены расчеты частотно-угловых спектров рассеянного поля, основанные на двухмасштабной модели рассеивающей поверхности [3]. Поверхностное волнение описывалось пространственно-угловым энергетическим спектром вида

$$J(K, \beta) = G(K) Q(K, \beta), \quad (1)$$

где β — угол, отсчитываемый от направления ветра и изменяющийся в пределах от $-\pi$ до π , а K — волновое число поверхностной гармоники, связанное дисперсионным соотношением

$$\Omega = (gK + \gamma K^3)^{1/2} \quad (2)$$

с ее частотой Ω . В уравнении (2) $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения, $\gamma = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}^2$ — отношение коэффициента поверхностного натяжения к плотности воды. Спектр $G(K)$ аппроксимировался четырьмя выражениями для разных диапазонов волновых чисел K . В области основного максимума спектральная плотность описывалась общепринятым для развитого ветрового волнения выражением Пирсона—Московитца [4]. Далее следовала спектральная форма, предложенная в работе [5], с законом спада $\sim K^{-3,5}$. Спектр капиллярных волн, спадающий как K^{-4} , переходил в спектр, учитывающий затухание высокочастотных поверхностных волн под действием сил вязкости, с коротковолновой асимптотикой $\sim K^{-10}$ (см. обзорную статью [6] и цитированную в ней литературу):

$$G(K) = \begin{cases} \frac{1}{2} \alpha_g K^{-4} \exp \{-0,74 g^2 K^2 v^{-4}\}, & 0 < K \leq K_*, \\ \alpha_L K^{-3,5} v, & K_* < K \leq K_C, \\ \frac{1}{2} \alpha_g K^{-4} D(u_*), & K_C < K \leq K_v, \\ \alpha_v u_*^3 K_0^6 K^{-10}, & K_v < K < \infty. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $\alpha_g = 8,1 \cdot 10^{-3}$; $\alpha_L = 3,1 \cdot 10^{-4}$ с/м^{1/2}; $\alpha_p = 1,47 \cdot 10^{-4}$ с³/см³; $K_0 = 3,63 \cdot 10^2$ 1/м; u_* — динамическая скорость (в см/с), однозначно связанная со скоростью ветра (в м/с), измеренной на определенной высоте; граничные значения K_* , K_C и K_p обеспечивают непрерывную сшивку четырех спектральных форм (3). Формулы для $G(K)$ иногда дополняют пятым выражением, описывающим вторичный максимум спектральной плотности гравитационных волн [7]. Однако для наших целей такая детализация была бы излишней.

Функция направленности $Q(K, \beta)$ описана в работе [1] и обеспечивает наибольшую направленность составляющих волнения с волновым числом $K = K_m$, соответствующим основному максимуму спектра $G(K)$, а при $K \gg 9K_m$ дает зависимость

$$Q(K, \beta) \sim \cos^2(\beta/2),$$

т.е. "изотропию" волнения в смысле независимости от угла β суммарной энергии $Q(K, \beta) + Q(K, \beta + \pi)$ волн, движущихся в противоположных направлениях.

Согласно двухмасштабной модели [3], спектр $J(K, \beta)$ делится на две части, соответствующие низкочастотным "подстилающим" поверхностным неровностям и высокочастотной ряби. Рассеяние в направлениях, далеких от зеркального, обусловлено рябью, наложенной на подстилающие неровности, имеет резонансный характер и описывается результатом первого приближения метода малых возмущений, усредненным по орбитальным скоростям в подстилающих поверхностных волнах и их наклонам. Для описанной выше модели волнения расчет показывает, что, если плоскость падения-рассеяния содержит направление ветра, спектр имеет один пик, максимум которого сдвинут относительно частоты излучения f_0 либо в сторону низких (излучение по ветру), либо в сторону высоких (излучение против ветра) частот на величину $\Omega_r/2\pi$. Резонансная частота $\Omega_r = \Omega(K_r)$ определяется дисперсионным соотношением (2) для $K_r = |q_\perp|$, где $q = \kappa - k$, κ и k — волновые векторы рассеянного и падающего излучения соответственно, q_\perp — горизонтальная составляющая разностного вектора q . (В нашем случае обратного рассеяния $K_r = 2k \cos \chi$.) При излучении в направлении, перпендикулярном направлению ветра, расчет приводит к двум спектральным пикам с максимумами на частотах $f_0 \pm \Omega_r/2\pi$. Ширина этих пиков определяется в основном движением подстилающих неровностей [3].

Прежде чем переходить к обсуждению экспериментальных данных, отметим, что наши сведения о скорости и направлении дрейфа судна приблизительны, поскольку получены с помощью системы спутниковой навигации и, таким образом, являются результатом усреднения за время между ближайшими наблюдениями, которое часто достигало нескольких десятков минут, тогда как длительность каждой экспериментальной записи не превышала 10 мин. Отсутствие точных данных о дрейфе затрудняло определение истинного доплеровского смещения частоты рассеянного сигнала, а следовательно, и интерпретацию экспериментальных данных. Это касается лишь величины частотного сдвига максимумов спектров, на оценки же формы и ширины спектров неточности определения параметров дрейфа не влияют.

Рассмотрение полученных в экспериментах спектров показывает, что все они независимо от азимутального направления излучения имеют один пик. Он смещен относительно частоты f_0 излученного сигнала либо в сторону меньших (при излучении по ветру, $\varphi_0 \approx 0$), либо в сторону больших (при излучении против ветра, $\varphi_0 \approx 180^\circ$) частот. При излучении же в направлениях, близких к перпендикулярным к направлению ветра ($\varphi_0 \approx 90^\circ, 270^\circ$), единственный пик спектра практически не смещается, что находится в противоречии с упомянутыми выше результатами расчета и уже отмечалось в наших работах [1, 2, 3]. Дело обстоит так, как будто рассеяние происходит на "замороженной" поверхности с неровностями резонансных размеров, движущейся как целое в направлении ветра. В этом случае должен был бы иметь место обычный эффект Доплера с характерной зависимостью $\sim \cos \varphi_0$ частотного сдвига от азимутального угла. Именно такую зависимость можно наблюдать на рис. 1, который иллюстрирует полученные в экспериментах сдвиги $f_M - f_0$ частот f_M максимумов спектров относительно частоты f_0 для частот 3,15; 10; 20; 43 и 80 кГц. Разными значками обозначены эксперимен-

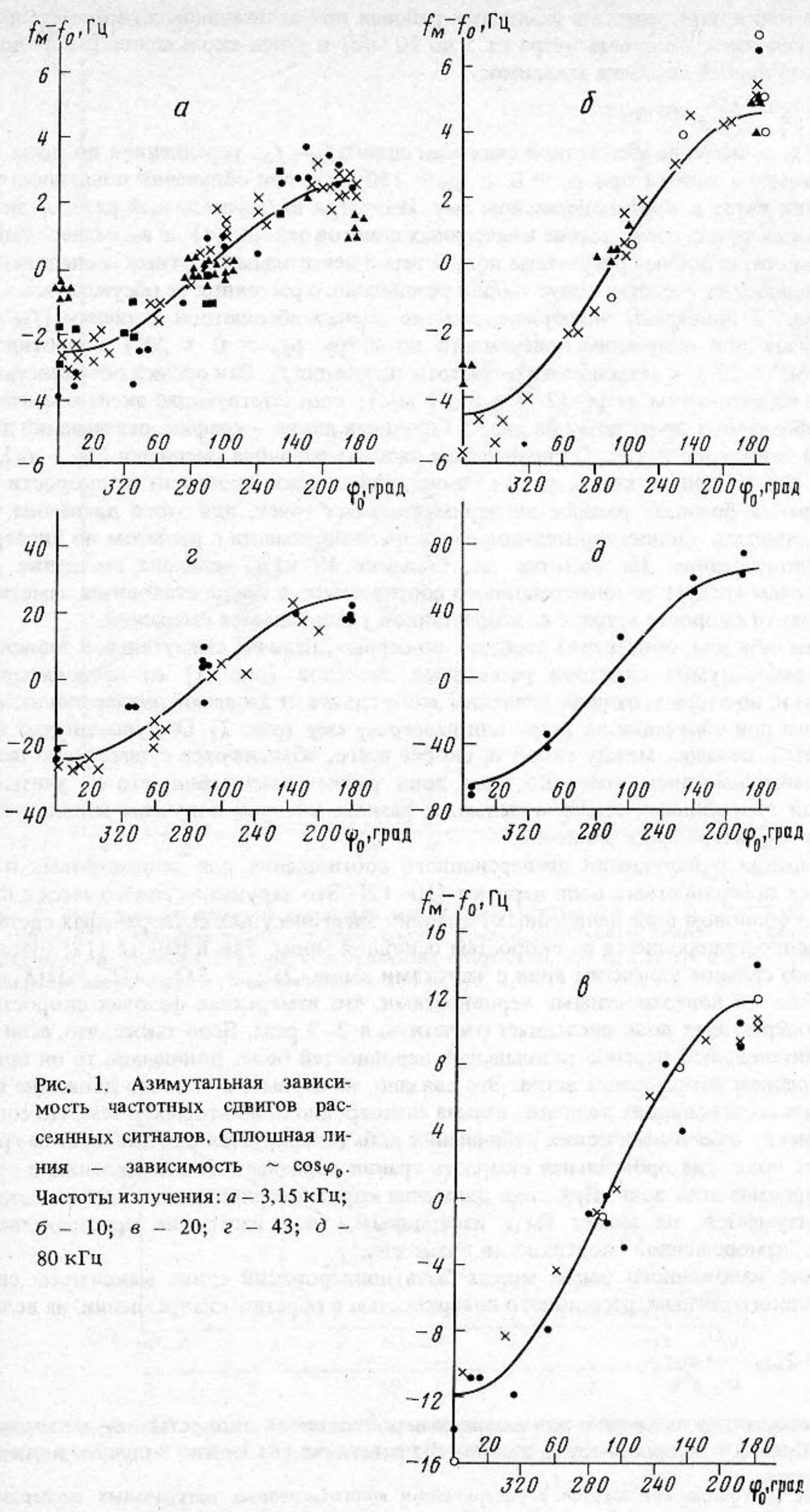


Рис. 1. Азимутальная зависимость частотных сдвигов рассеянных сигналов. Сплошная линия — зависимость $\sim \cos \varphi_0$. Частоты излучения: *a* — 3,15 кГц; *б* — 10; *в* — 20; *г* — 43; *д* — 80 кГц

тальные точки, полученные в различных районах при отличающихся гидрометеорологических условиях (скорость ветра от 5 до 10 м/с) и углах скольжения (от 2° до 30°). Сплошной линией показана зависимость

$$f_M - f_0 \approx (\overline{\Delta f})_0 \cos \varphi_0, \quad (4)$$

где $(\overline{\Delta f})_0$ — значение абсолютной величины сдвига $f_M - f_0$, усредненное по всем экспериментальным точкам при $\varphi_0 \approx 0$ и $\varphi_0 \approx 180^\circ$, т.е. при облучении поверхности в направлении ветра и противоположном ему. Несмотря на значительный разброс экспериментальных точек, соответствие измеренных сдвигов закону (4) не вызывает сомнений. Отметим, что подобные результаты получались и некоторыми другими исследователями [8, 9], однако их несоответствие теории резонансного рассеяния не обсуждалось.

На рис. 2 приведены экспериментальные оценки абсолютной величины $|f_M - f_0|$, полученные при облучении поверхности по ветру ($\varphi_0 = 0 \pm 20^\circ$) и против ветра ($\varphi_0 = 180^\circ \pm 20^\circ$), в зависимости от частоты излучения f_0 . Эти оценки объединены в две группы по скоростям ветра (2–7 и 8–11 м/с); соответствующие экспериментальные точки обозначены по-разному на рис. 2. Сплошная линия — график, отвечающий дисперсионной зависимости (2). С увеличением частоты величина смещения $|f_M - f_0|$, разумеется, растет, причем для $f_0 \lesssim 10$ кГц она практически не зависит от скорости ветра. Несмотря на большой разброс экспериментальных точек, для этого диапазона частот можно отметить удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом по дисперсионному соотношению. На частотах же, больших 10 кГц, величина смещения растет быстрее, чем следует из дисперсионного соотношения, а также становится заметной зависимостью от скорости ветра: с ее возрастанием увеличивается смещение.

Таким образом, объяснения требуют, во-первых, отличие азимутальной зависимости сдвига максимумов спектров рассеянных сигналов (рис. 1) от предсказываемой расчетом и, во-вторых, отличие величины этого сдвига от даваемой дисперсионным соотношением при облучении по ветру или навстречу ему (рис. 2). Оба упомянутых факта, разумеется, связаны между собой и, скорее всего, объясняются существенно нелинейным взаимодействием поверхностных волн разных масштабов, что не учитывается линейной гидродинамической моделью, в рамках которой получены используемые в расчетах характеристики волнения.

Сообщения о нарушении дисперсионного соотношения для дециметровых и более коротких поверхностных волн нередки [10–12]. Это нарушение связывается с присутствием в волновом поле нелинейных гармоник энергонесущих спектральных составляющих, распространяющихся со скоростью основной моды. Так в работе [12] отмечается настолько сильное увлечение волн с частотами выше $2\Omega_m - 3\Omega_m$ ($\Omega_m = \Omega(K_m)$) более длинными поверхностными неровностями, что измеренная фазовая скорость этих короткопериодных волн превышает расчетную в 2–3 раза. Ясно также, что, если имеет место интенсивный перенос резонансных неровностей более длинными, то он происходит в среднем направлении ветра. Это связано, во-первых, с тем, что движение низкочастотных составляющих волнения весьма анизотропно и, во-вторых, с тем, что согласно большинству океанологических наблюдений рябь генерируется и существует на гребнях крупных волн, где орбитальная скорость границ совпадает по направлению с групповой скоростью этих волн. При этом движение короткопериодных волновых составляющих, разумеется, не может быть изотропным, хотя изотропия пространственного спектра "замороженной" поверхности возможна.¹

Итогом изложенного выше может быть доплеровский сдвиг максимума спектра акустического сигнала, рассеянного поверхностью в обратном направлении, на величину

$$\Omega_D = 2\omega_0 \frac{v_D}{c} \cos \varphi_0, \quad (5)$$

соответствующую движению резонансных неровностей со скоростью v_D в направлении ветра (здесь c — скорость звука в воде). Из равенства (5) можно получить эксперимен-

¹Такая изотропия согласуется с результатами многочисленных натуральных экспериментов, свидетельствующих о слабой азимутальной зависимости коэффициента обратного рассеяния на высоких частотах.

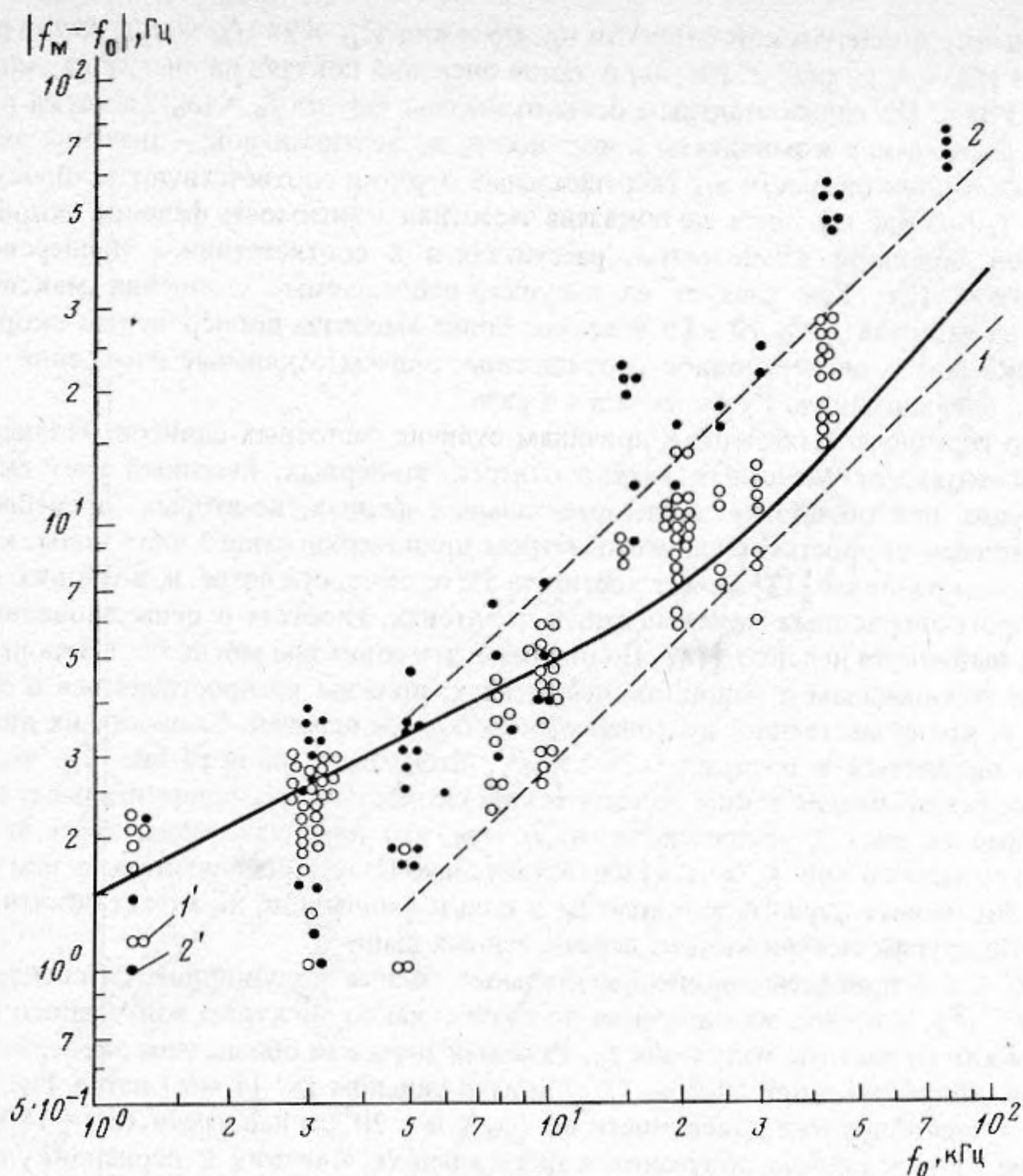


Рис. 2. Частотная зависимость смещения максимума спектра при $\varphi_0 = 0 \pm 20^\circ$ и $\varphi_0 = 180^\circ \pm 20^\circ$. Сплошная линия – дисперсионная кривая, штриховые линии – смещения максимумов, соответствующие доплеровским скоростям, 0,2 м/с (1) и 0,5 м/с (2). Скорости ветра во время измерений: 1' – 2–7 м/с, 2' – 8–11 м/с

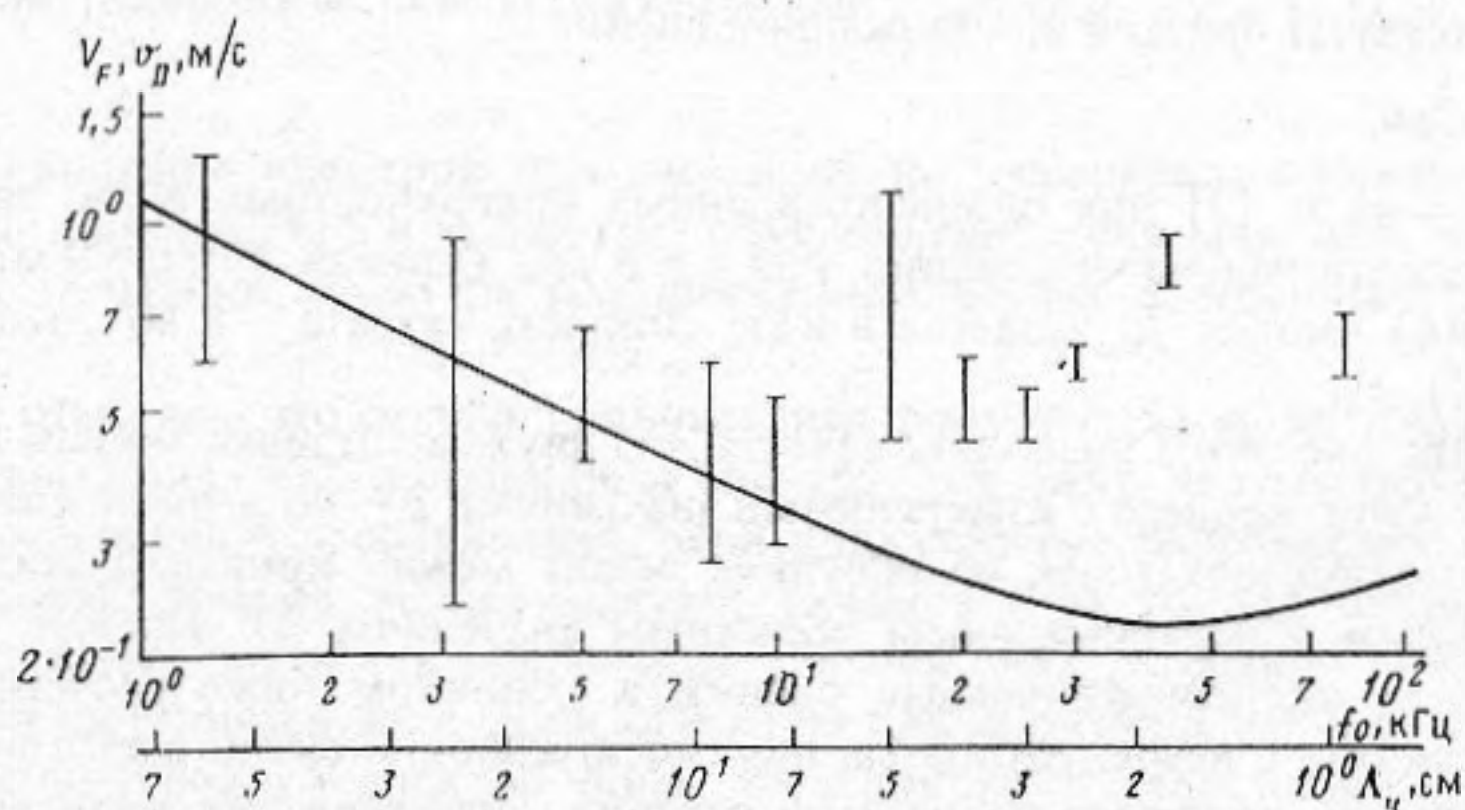


Рис. 3. Частотные зависимости доплеровской скорости (эксперимент при скоростях ветра 8–11 м/с) и фазовой скорости (расчет) резонансных поверхностных неровностей

тальную оценку доплеровской скорости v_D , положив $\Omega_D = 2\pi |f_M - f_0|$ и взяв данные о величине $|f_M - f_0|$ с рис. 2. Результат такой операции показан на рис. 3 для скоростей ветра 8–11 м/с. По горизонтальным осям отложены частота $f_0 = \omega_0/2\pi$ звука и длина волны Λ_r резонансной компоненты поверхности, по вертикальной – значения экспериментальных оценок скорости v_D (вертикальные отрезки соответствуют разбросу сдвигов $|f_M - f_0|$ на рис. 2). Здесь же показана частотная зависимость фазовой скорости V_F резонансной волновой компоненты, рассчитанная в соответствии с дисперсионным соотношением (2). Как следует из рисунка, наблюдаемые смещения максимумов спектров на частотах $f_0 \gtrsim 10$ кГц отвечают более высоким доплеровским скоростям, чем предсказывает дисперсионное соотношение, причем отдельные измерения дают оценку v_D , превышающую V_F более чем в 4 раза.

Помимо перечисленных выше к причинам отличия частотных сдвигов, наблюдаемых в экспериментах, от расчетных можно отнести, во-первых, неточный учет скорости дрейфа судна при обработке экспериментальных данных, во-вторых, пренебрежение неизмерявшейся скоростью сноса ветром приповерхностного слоя воды, которая по некоторым оценкам [13] может достигать 5% от скорости ветра, и, в-третьих, рассеяние на короткопериодных поверхностных солитонах, гипотеза о существовании которых была выдвинута недавно [14]. По оценкам, эти солитоны могли бы иметь размеры, близкие к резонансным в наших экспериментах, должны распространяться в среднем по ветру и, что существенно, не должны обладать дисперсией. Скорости их движения могли бы находиться в пределах 0,2–0,5 м/с. Штриховые линии на рис. 2 – частотные сдвиги, соответствующие таким доплеровским скоростям. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о том, что линейная зависимость величины $|f_M - f_0|$ от частоты при $f_0 \gtrsim 10$ кГц действительно более предпочтительна, чем дисперсионная. Это может служить аргументом в пользу солитонов, но может объясняться и каким-либо другим механизмом из перечисленных выше.

На рис. 4 и 5 приведены экспериментальные оценки полуширины Δf спектров (по уровню $e^{-1/2}$), а точнее, их уширения по сравнению со спектром излученного сигнала в зависимости от частоты излучения f_0 . Разными значками обозначены экспериментальные точки, полученные при слабом (2–7 м/с) и сильном (8–11 м/с) ветре. Рис. 4 относится к случаю облучения поверхности по ($\varphi_0 = 0 \pm 20^\circ$) и навстречу ($\varphi_0 = 180^\circ \pm 20^\circ$) ветру, рис. 5 – к случаю облучения в направлениях, близких к перпендикулярному по отношению к направлению ветра ($\varphi_0 = 90^\circ \pm 10^\circ$ и $\varphi_0 = 270^\circ \pm 10^\circ$). Сплошными линиями показаны рассчитанные на основе двухмасштабной модели [3] значения полуширины Δf для тех значений скорости ветра v и углов скольжения χ из имевших место во время измерений, которые приводят к наиболее низким и наиболее высоким значениям Δf : $v = 6$ м/с, $\chi = 2^\circ$ (кривая 1) и $v = 9$ м/с, $\chi = 30^\circ$ (кривая 2). Штриховые линии соответствуют простой приближенной оценке

$$\Delta f \approx 0,086 f_0 v, \quad (6)$$

которая получена в [3] для однонаправленных поверхностных волн, распространяющихся в плоскости падения-рассеяния, при $v = 6$ м/с (кривая 3) и $v = 9$ м/с (кривая 4). (В формуле (6) частота f_0 задается в кГц, скорость ветра v – в м/с, а значение Δf получается в Гц.)

Рассмотрение рис. 4 и 5 позволяет считать, что двухмасштабная модель дает результаты, в общем согласующиеся с измеренными значениями Δf . Во всяком случае, большинство экспериментальных точек на рисунках лежит между кривыми, соответствующими минимальным и максимальным расчетным значениям Δf . Правда, при больших скоростях ветра экспериментальные оценки в основном ниже расчетных. Вряд ли, однако, это связано с неадекватностью двухмасштабной модели. Более вероятной причиной расхождений являются недостатки задания характеристик волнения, связанные как с неучитываемым взаимодействием поверхностных волн, так и с возможной неразвитостью волнения при измерениях. Последнее тем более вероятно, чем выше скорость ветра. Кроме того, на высоких частотах может сказываться влияние приповерхностных воздушных пузырьков, не учитываемое в расчетах и усиливающееся с усилением вет-

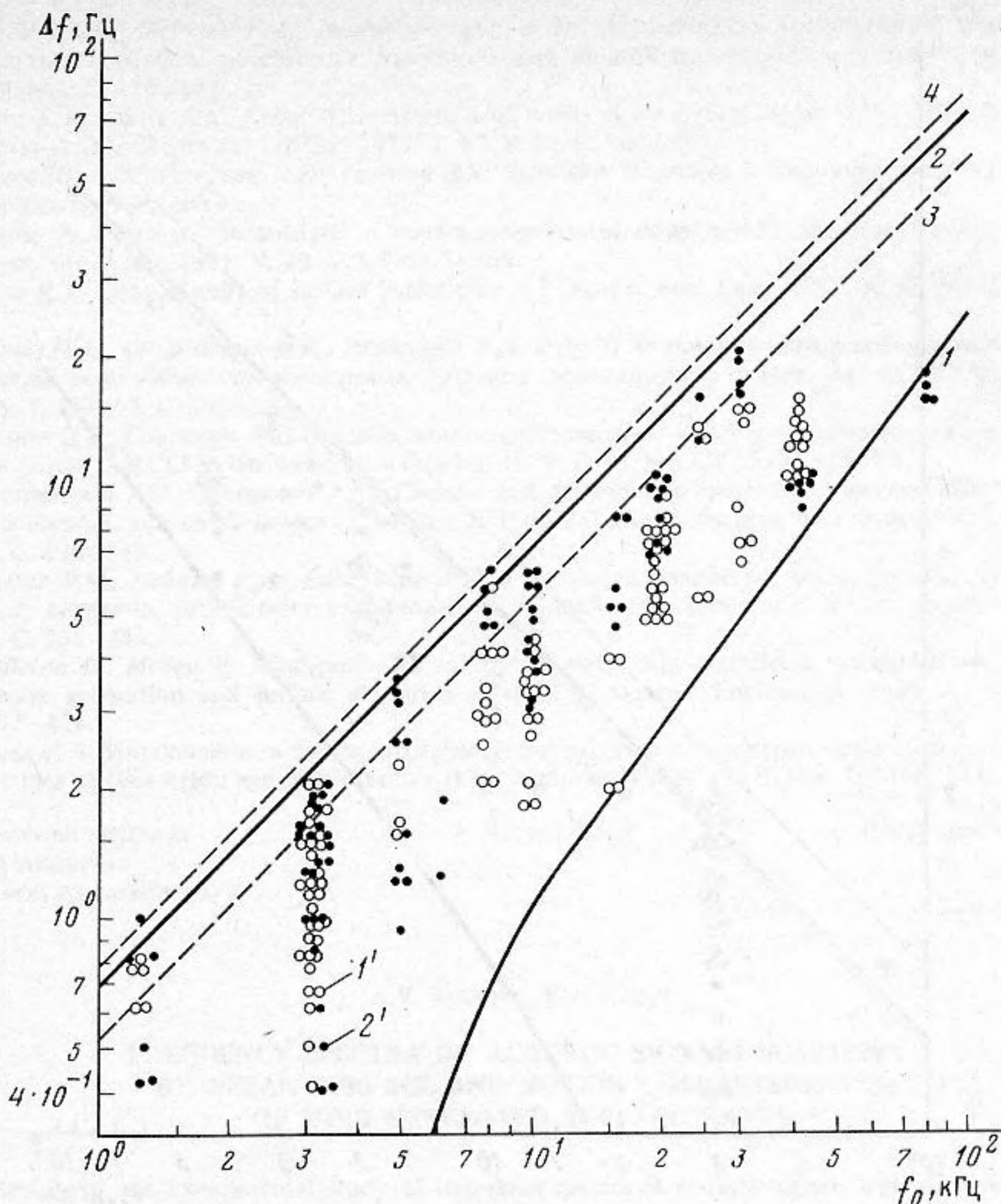


Рис. 4. Частотная зависимость полуширины спектра при $\varphi_0 = 0 \pm 20^\circ$ и $\varphi_0 = 100^\circ \pm 20^\circ$. Сплошные линии — расчет в рамках двухмасштабной модели при $v = 6$ м/с, $\chi = 2^\circ$ (1) и $v = 9$ м/с, $\chi = 30^\circ$ (2). Штриховые линии — оценки по формуле (6) при $v = 6$ м/с (3) и $v = 9$ м/с (4). Скорости ветра во время измерений: 1' — 2–7 м/с, 2' — 8–11 м/с

ра. Однако уширение спектров при рассеянии на пузырьках, по-видимому, должно быть того же порядка, что и уширение, обусловленное учитываемым моделью [3] и увлекающим пузырьки орбитальным движением частиц в крупных поверхностных волнах.

Интересно отметить, что сугубо приближенная формула (6) может служить для оценки максимальных значений полуширины спектра. Тот факт, что это относится и к случаю падения-рассеяния в направлениях, перпендикулярных направлению ветра (рис. 5), наряду с перечисленными выше фактами указывает на то, что имеющаяся модель развитого ветрового волнения непригодна для описания рассеяния при $\varphi_0 \approx 90^\circ$ или $\varphi_0 \approx 270^\circ$. Согласующиеся же с экспериментом при произвольных азимутальных углах оценки частотно-углового спектра поля, рассеянного в далеких от зеркального направлениях, дает отличающееся от приведенного в [3] выражение

$$S(\kappa, \omega; \mathbf{k}, \omega_0) = m_S(\kappa, \mathbf{k}) \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta\omega} \exp \left\{ - \frac{(\omega - \omega_0 - \Omega_D)^2}{2(\Delta\omega)^2} \right\}, \quad (7)$$

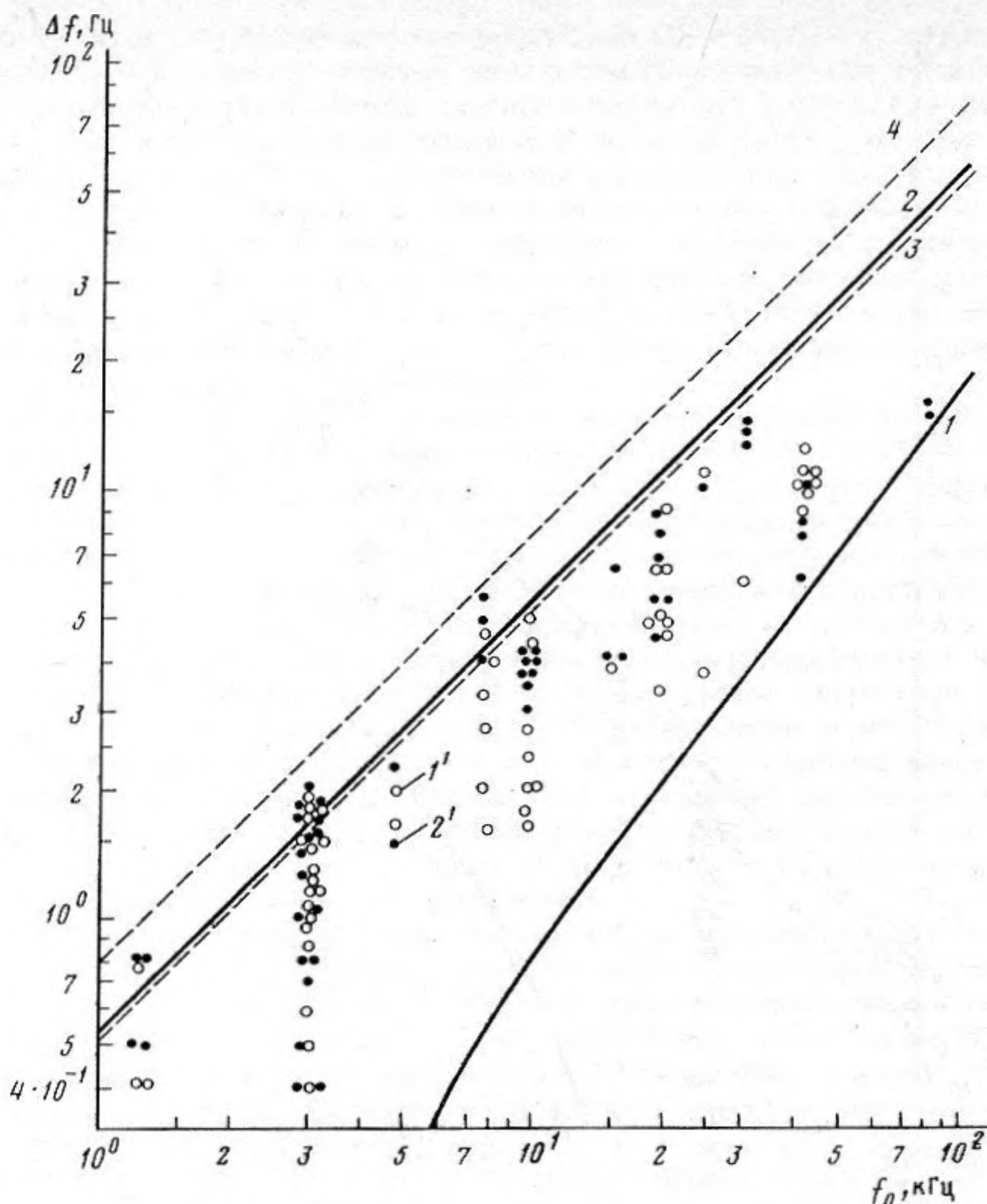


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но при $\varphi_0 = 90^\circ \pm 10^\circ$ и $\varphi_0 = 270^\circ \pm 10^\circ$

где m_S – коэффициент рассеяния, рассчитанный в рамках двухмасштабной модели [15], а $\Omega_D = \varphi v_D$. Доплеровскую скорость v_D и полуширину $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ спектра (7), по крайней мере, для случая обратного рассеяния можно задать в соответствии с данными рис. 3–5.

Авторы благодарны И.Б. Андреевой, инициировавшей проведение описанных работ и принимавшей активное участие как в получении результатов, так и в их обсуждении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреева И.Б., Волкова А.В., Копыл Е.А. Энергетические спектры сигналов, рассеянных в обратном направлении взволнованной морской поверхностью // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 2. С. 146–151.
2. Андреева И.Б., Волкова А.В., Копыл Е.А. Азимутальная зависимость частотных спектров звука, рассеянного поверхностью океана // Докл. АН СССР, 1986. Т. 291. № 4. С. 979–981.
3. Копыл Е.А. Частотно-угловой спектр звука, переизлученного поверхностью океана. Двухмасштабная модель // Акустика океанской среды / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М.: Наука, 1989. С. 153–159.
4. Pierson W.J., Moskowitz L.A. A proposed spectral form for fully-developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodsky // J. Geophys. Res. 1964. V. 69. № 24. P. 5181–5190.

5. Зельдис В.И., Лейкин И.А., Розенберг А.Д. и др. Исследование амплитудных характеристик звуковых сигналов, рассеянных взволнованной водной поверхностью // Акуст. журн. 1972. Т. 19. № 2. С. 170–177.
6. Moore R.K., Fung A.K. Radar determination of winds at sea // Proceeding IEEE. 1979. V. 67. № 11. P. 1504–1521. (Перевод: ТИИЭР. 1979. Т. 67. № 11. С. 40–63).
7. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение в Мировом океане // Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 256 с.
8. Igarashi Y., Stern R. Observation of wind-wave-generated doppler shift in surface reverberation // J. Acoust. Soc. Amer. 1971. V. 49. № 3. P. 802–809.
9. Swarts R.L. Doppler shift of surface backscatter // J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 52. № 1. (2). P. 457–461.
10. Лейкин И.А., Островский И.Е., Розенберг А.Д. и др. О влиянии длинных волн на энергетические спектры радиосигналов, рассеянных морской поверхностью // Изв. АН СССР. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 3. С. 346–358.
11. Ефимов В.В., Соловьев Ю.П. Дисперсионное соотношение и частотно-угловые спектры ветровых волн // Изв. АН СССР. Физика атм. и океана. 1979. Т. 15. № 11. С. 1175–1187.
12. Христофоров Г.Н., Запечалов А.С., Смолов В.Е. Измерения продольной когерентности в короткопериодных ветровых морских волнах // Изв. АН СССР, Физика атм. и океана. 1989. Т. 25. № 6. С. 636–643.
13. Зельдис В.И., Лейкин И.А., Розенберг А.Д. и др. Исследование фазовых характеристик акустических сигналов, рассеянных взволнованной водной поверхностью // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 2. С. 235–241.
14. Middleton D., Mellen R. Wind-generated solitons: a potentially significant mechanism in ocean surface wave generation and surface scattering // IEEE J. Oceanic Engineering. 1985. V. OE-10. № 4. P. 471–476.
15. Копыл Е.А. Интенсивность звука, отраженного и рассеянного поверхностью океана // Проблемы акустики океана / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М.: Наука, 1984. С. 143–153.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
27.05.91

A. V. Volkova, E. A. Kopyl

**FREQUENCY SPECTRA OF ACOUSTIC SIGNALS SCATTERED
BY OCEAN SURFACE AND MOTION CHARACTERISTICS
OF WIND GENERATED SURFACE WAVES**

The results of the experimental study of frequency spectra of acoustic signals with frequencies from 1 to 80 kHz backscattered by the ocean surface at wind velocities from 2 to 11 m/s are presented. The experimental data and computational results based on the two-scale model of a scattering surface are compared. Some discrepancies between theoretical and experimental estimations of scattered signals frequency shifts are pointed out. It is shown that the Doppler velocities of resonant surface unevennesses estimated experimentally may exceed significantly the phase velocities given by the dispersion relationship. Possible reasons for the effects observed are analyzed including nonlinear interactions of surface waves of different scales, a subsurface layer wind drift and the presence of short-period surface solitons.