

УДК 534.44

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ, ВЫЗВАННЫЕ ДВИЖЕНИЕМ СОЛИТОНОВ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2009 г. В. А. Григорьев, Б. Г. Кацнельсон

Воронежский государственный университет

394006 Воронеж, Университетская пл. 1

E-mail: grig@box.vsi.ru, katz@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 20.09.08 г.

В рамках лучевого приближения исследуются флуктуации интенсивности высокочастотных акустических импульсов, вызванные движением солитонов внутренних волн в мелком море. Показано, что возмущение лучей приводит к флуктуациям интенсивности порядка 3–5 дБ. В работе сделан также вывод о доминирующей роли во флуктуациях лучей, имеющих точку поворота у верхней границы термоклина. Приведены формулы оценок преимущественных частот флуктуаций, наблюдаемых в спектре колебаний интенсивности.

PACS: 43.30.Re

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе исследуется влияние интенсивных внутренних волн (в дальнейшем для краткости называемых внутренними солитонами – ВС) на высокочастотное акустическое поле в мелком море. По данным наблюдений (см. последний обзор [1]) ВС представляют собой значительные 5–15 м углубления (или поднятия) термоклина в виде одной или нескольких уединенных волн, имеющих характерную длину порядка сотен метров. В горизонтальной плоскости ВС имеют приблизительно плоский волновой фронт, протяженность которого может достигать нескольких десятков км. Распространяются ВС главным образом от бровки шельфа по направлению к берегу со скоростью 0.5–1 м/с.

С акустической точки зрения ВС – это движущаяся анизотропная неоднородность, приводящая к пространственно-временным флуктуациям звуковых сигналов.

В последнее время часто используется постановка задачи акустического зондирования океанического шельфа на стационарной трассе, когда источник и приемник (вертикальная и (или) горизонтальная антенны или отдельные гидрофоны) неподвижны в течение достаточно долгого времени – нескольких дней и даже недель. Пространственно-временная зависимость поля на приемнике характеризуется в таком случае флуктуациями с различными пространственными и временными масштабами, в частности, обусловленными влия-

нием проходящих внутренних волн, особенно цугов (пакетов) ВС. Механизм возникновения и, соответственно, характер флуктуаций зависит от угла β наклона фронта ВС к акустической трассе [2, 3]. На низких частотах, в рамках модового описания акустического поля, при достаточно больших β флуктуации поля обусловлены взаимодействием мод [4–7]. При малых углах β за флуктуации ответственны другие механизмы. В частности, заметные колебания интенсивности ~ 10 дБ наблюдались в эксперименте SWARM'95 при $\beta \sim 5^\circ$ и объяснялись горизонтальной рефракцией лучей [8, 9].

Отметим случай, когда ВС проходит непосредственно через источник или приемник. При этом колебания водного слоя приводят к дополнительным флуктуациям принимаемого поля из-за переменных условий излучения (приема). Частота этих флуктуаций равна частоте Вайсяля (~ 5 ц/ч), не зависящей от угла β .

Целью данной работы является анализ флуктуаций поля на приемнике при движении ВС примерно вдоль акустической трассы ($\beta \geq 45^\circ$), наблюдаемых в течение достаточно долгого времени (несколько часов), с характерными периодами порядка нескольких минут. Для звука низкой частоты, когда можно говорить о взаимодействии мод, подобная задача рассматривалась в [7, 10], где исследовались основные особенности флуктуаций. Для звука высокой частоты в аналогичной ситуации, когда используется лучевое приближе-

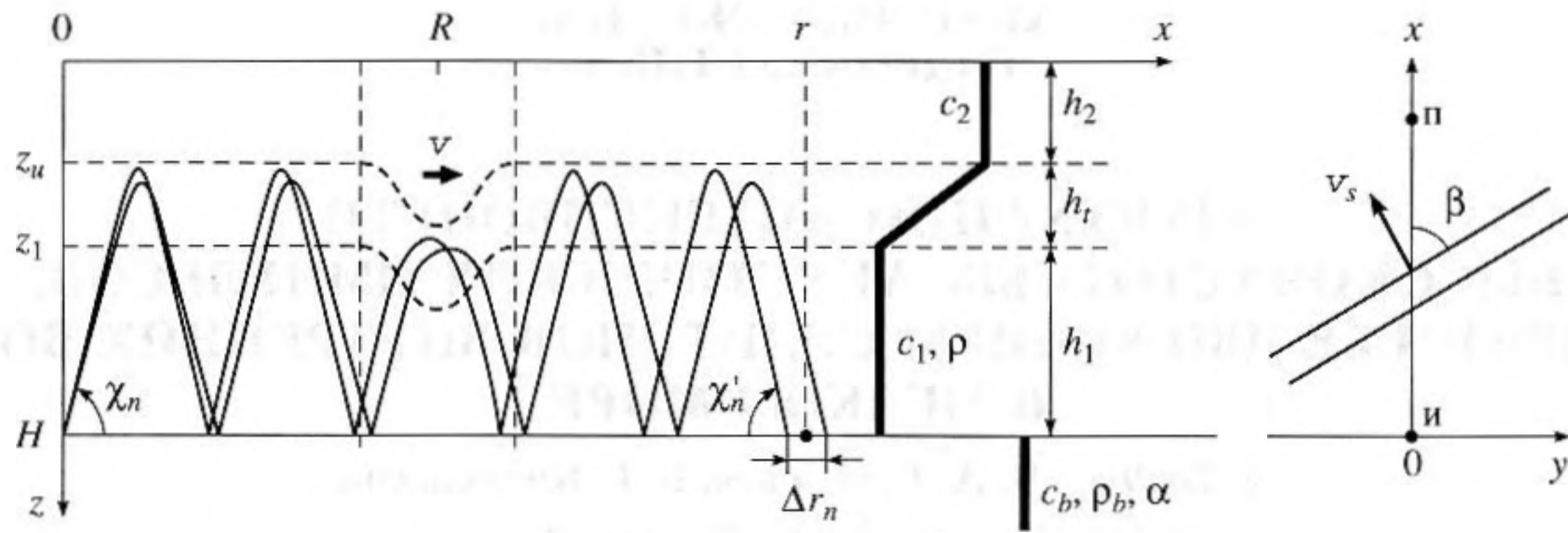


Рис. 1. Геометрия задачи. Модель волновода.

ние, можно говорить о дополнительной рефракции звуковых лучей на неоднородностях, порождаемых ВС. Примером использования лучевой теории для расчета флуктуаций, обусловленных внутренними волнами в мелком море, являются работы [11, 12]. Здесь рассмотрено прохождение лучей через синусоидальный цуг линейных внутренних волн небольшой амплитуды (~ 2.5 м), и получены численные оценки пространственно-временных флуктуаций акустического поля. В частности, показано, что наличие цуга в канале приводит к возрастанию контраста интенсивности по вертикали волновода.

В данной работе исследуется механизм влияния одиночного ВС на высокочастотное акустическое поле, и рассматриваются особенности флуктуаций интенсивности в мелком море с использованием лучевого метода. Мы рассмотрим углы $\beta \geq 45^\circ$, при которых горизонтальной рефракцией лучей можно пренебречь, однако, как будет показано ниже, дополнительная вертикальная рефракция лучей на движущемся ВС может привести к заметным флуктуациям интенсивности. При этом вклад различных лучей в общую картину флуктуаций оказывается неравноценным.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для численного моделирования в работе взяты параметры волновода и ВС соответствующими району проведения экспериментов SWARM'95 и SW06 (Атлантический шельф США) [13].

Модель волновода. Рассмотрим волновод глубины $H = 88$ м, ограниченный сверху свободной поверхностью, снизу – жидким поглощающим полупространством (рис. 1а). Источник и приемник находятся на дне на удалении $r = 10$ км друг от друга. Координаты источника $(x, y, z) = (0, 0, H)$, при-

емника $(r, 0, H)$. Профиль скорости звука в волноводе в отсутствие ВС возьмем в виде

$$c_0(z) = \begin{cases} c_2, & 0 \leq z \leq z_u; \\ c_2 - \varepsilon(z - z_u), & z_u < z < z_1; \\ c_1, & z_1 \leq z \leq H; \end{cases} \quad (1)$$

где $c_1 = 1484$ м/с, $c_2 = 1534$ м/с, $z_u = 10$ м, $z_1 = 35$ м, $\varepsilon = (c_2 - c_1)/(z_1 - z_u) = 2 \text{ с}^{-1}$ – градиент скорости звука в термоклине. Параметры дна: $c_b = 1700$ м/с – скорость звука, $m_1 = \rho_b/\rho = 1.8$ – отношение плотности грунта к плотности воды, $\alpha = 0.01$ – безразмерный параметр, характеризующий затухание звука в грунте. Величина α входит в комплексный показатель преломления вода-дно: $n_1^2(1 + i\alpha) = (c_1/c_b)^2(1 + i\alpha)$. Коэффициент отражения V_n лучей от дна рассчитывается по известной формуле

$$V_n = \frac{m_1 \sin \chi_n - \sqrt{n_1^2(1 + i\alpha) - \cos^2 \chi_n}}{m_1 \sin \chi_n + \sqrt{n_1^2(1 + i\alpha) - \cos^2 \chi_n}}, \quad (2)$$

где χ_n – придонный угол скольжения луча.

Модель солитона. Предположим, что ВС в горизонтальной плоскости (x, y) имеет плоский фронт, ориентированный под углом β к акустической трассе (рис. 1б). Распространяется ВС со скоростью $v_s = 0.8$ м/с перпендикулярно своему фронту. Для численного моделирования рассмотрим углы $\beta = 90^\circ, 50^\circ$. При данных углах горизонтальной рефракцией лучей можно пренебречь, поэтому достаточно исследовать ход лучей только в вертикальной плоскости, проходящей через источник и приемник. В этой плоскости профиль скорости звука в присутствии ВС имеет вид

$$c(x, z) = c_0(z) + \delta c(x - R, z), \quad (3)$$

где $\delta c(x - R, z) = \delta c(u, z)$ – возмущение профиля $c_0(z)$, вызванное ВС и локализованное по горизон-

тали некоторой окрестностью точки R . Из-за движения ВС имеем $R = R_0 + vT$, где R_0 – начальное положение ВС, T – время, $v = v_s/\sin\beta$ – скорость ВС вдоль акустической трассы ($v = 0.8$ м/с, 1.04 м/с при $\beta = 90^\circ, 50^\circ$). Используем упрощенную модель ВС, при которой смещение термоклина по вертикали не зависит от глубины слоев:

$$\delta c(u, z) = \begin{cases} 0, & 0 \leq z \leq z_u + \eta(u), \\ z_1 + \eta(u) \leq z \leq H; \\ \varepsilon\eta(u), & z_u + \eta(u) < z < z_1 + \eta(u); \end{cases} \quad (4)$$

где функцию $\eta(u)$, описывающую вертикальное смещение термоклина, выберем в форме солитона Кортвега-де Вриза (КдВ)

$$\eta(u) = a \operatorname{sech}^2\left(\frac{u}{L}\right). \quad (5)$$

Здесь a – амплитуда ВС, L характеризует длину ВС вдоль акустической трассы и для КдВ солитона длина по уровню $0.1a$ равна $3.64L$. Учитывая наклон фронта ВС к трассе, имеем $L = L_s/\sin\beta$, где L_s – характерный размер ВС перпендикулярно фронту. Для выбранной модели волновода реалистичными являются значения $a = 10$ м, $L_s = 95$ м. При углах $\beta = 90^\circ, 50^\circ$ получаем $L = 95$ м, 124 м, что соответствует длине ВС на уровне 1 м, равной 346 м, 451 м (рис. 2).

Методика расчета интенсивности. Для определенности будем считать, что зондирование проводится короткими высокочастотными импульсами, такими, что: 1) справедливо лучевое описание акустического поля, 2) в течение времени распространения каждого импульса (примерно 10 сек) сдвиг ВС (порядка 10 м) намного меньше его длины, и солитон считается покоящимся в соответствующих точках R .

Рассмотрим узкую лучевую трубку, распространяющуюся от источника до приемника. На рис. 1 изображены крайние лучи такой лучевой трубки. В области ВС схематически показано, что лучи испытывают дополнительную рефракцию.

Полагаем, что источник звука изотропный. Если в полный телесный угол 4π излучается энергия E акустического импульса, то в малый телесный угол $\Delta\sigma$ излучается энергия $\Delta E = \frac{E}{4\pi} \Delta\sigma$. Поскольку $\Delta\sigma = \cos\chi_n \Delta\chi \Delta\varphi$, получаем

$$\Delta E = \frac{E \cos\chi_n}{4\pi} \Delta\chi \Delta\varphi, \quad (6)$$

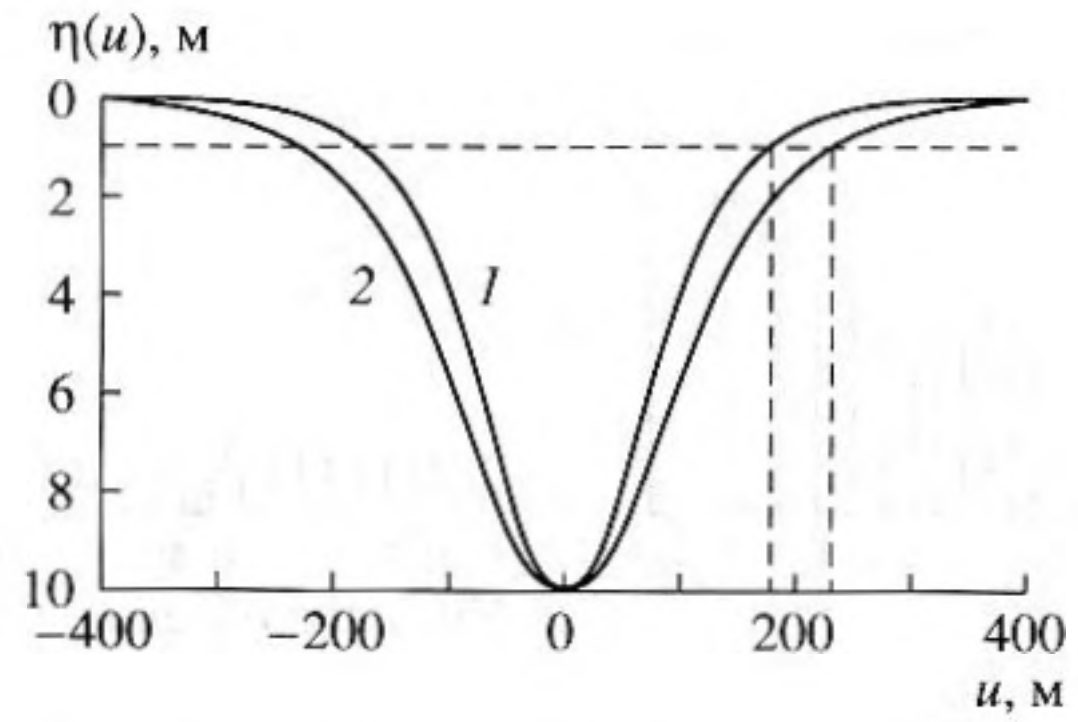


Рис. 2. Модель ВС в форме уединенной волны (см. (5)): 1 – $\beta = 90^\circ, L = 95$ м, длина солитона на уровне 1 м равна 346 м, 2 – $\beta = 50^\circ, L = 124$ м, длина солитона на уровне 1 м равна 451 м.

где χ_n – угол скольжения n -й лучевой трубки, $\Delta\chi$ и $\Delta\varphi$ – углы расходимости трубки в вертикальной и горизонтальной плоскостях на выходе из источника.

Учтем потери энергии при отражении от дна. При однократном отражении n -й лучевой трубки от дна отраженная ΔE_{ref} и падающая ΔE_{in} энергии связаны равенством $\Delta E_{\text{ref}} = |V_n|^2 \Delta E_{\text{in}}$, где V_n – коэффициент отражения от дна (2). Испытав M отражений от дна к моменту попадания в приемник, получаем энергию в n -й лучевой трубке, равную

$$\Delta E_n = V \Delta E, \quad (7)$$

где $V = \prod_{m=1}^M |V_{nm}|^2$. Второй индекс m характеризует в общем случае свой угол падения лучевой трубки на дно при каждом отражении.

В окрестности приемника n -я лучевая трубка имеет площадь поперечного сечения $\Delta S_n = \sin\chi'_n r \Delta r_n \Delta\varphi$, где χ'_n – угол скольжения n -й лучевой трубки в окрестности приемника (из-за рефракции лучей в солитоне χ'_n в общем случае отличается от χ_n), Δr_n – ширина озвученной площадки в радиальном направлении. Полагаем, что энергия ΔE_n равномерно распределена по трубке. Тогда интенсивность I_n акустического импульса¹, фиксируемая в точке приема от n -й лучевой трубки, равна

$$I_n = \frac{\Delta E_n}{\Delta S_n} = \frac{VE \Delta\chi \cos\chi_n}{4\pi r \Delta r_n \sin\chi'_n}. \quad (8)$$

¹ Интенсивность в данном случае мы определяем через полную энергию импульса, излучаемого в рассматриваемую лучевую трубку. Понятие “интенсивность” здесь эквивалентно понятию “плотность энергии”.



Рис. 3. Угловой спектр принимаемых лучей в отсутствие ВС. Стрелкой показан угол χ_{cr1} полного внутреннего отражения от верхней границы термоклина.

Суммируя интенсивности трубок, попадающих в приемник, получаем полную принимаемую интенсивность²

$$I = \sum_n I_n. \quad (9)$$

Пусть I_0 – принимаемая интенсивность в отсутствие ВС ($I_0 = \text{const}$). В присутствии ВС принимаемая интенсивность, вообще говоря, зависит от времени (от импульса к импульсу): $I = I(T)$, так как ВС меняет свое положение в пространстве, и лучи, проходящие через него, по-разному рефрагируют. Наблюдая флуктуации $I(T)$ в течение времени $T = [0, \Delta T]$, найдем нормированную величину флуктуаций:

$$\bar{I}(T) = \frac{1}{I_0} \left[I(T) - \frac{1}{\Delta T} \int_0^{\Delta T} I(T) dT \right], \quad (10)$$

и найдем ее амплитудный спектр:

$$G(F) = \left| \int_0^{\Delta T} \bar{I}(T) \exp(i2\pi FT) dT \right|. \quad (11)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Поле в невозмущенном волноводе. На рис. 3 показан угловой спектр принимаемых лучей в отсутствие ВС. Заметим, что поскольку источник и приемник расположены на дне, то углы скольжения принимаемых и соответствующих им излученных лучей равны друг другу. Из рисунка видно, что лучи разделяются на два типа: придонные и донно-поверхностные. Основная часть энергии акустического сигнала распространяется по 12 придонным лучам (табл. 1). Углы скольжения χ_n для придонных лучей лежат в пределах $\chi_n = (0, \chi_{cr1})$, для

донно-поверхностных – $\chi_n = (\chi_{cr1}, \chi_{cr2})$, где χ_{cr1} и χ_{cr2} – критические углы скольжения:

$$\chi_{cr1} = \arccos \frac{c_1}{c_2} = 0.256 \text{ рад}, \quad (12)$$

$$\chi_{cr2} = \arccos \frac{c_1}{c_b} = 0.509 \text{ рад}.$$

Для удобства дальнейшего изложения приведем далее некоторые характеристики лучей в модельном волноводе. С одной стороны, очевидно, что циклы лучей должны быть равны

$$D_n = \frac{r}{n}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (13)$$

так как источник и приемник расположены на дне. В частности, для придонного луча 12 имеем $D_{12} = 833$ м. С другой стороны, для выбранного профиля скорости звука для придонных и донно-поверхностных лучей соответственно имеем

$$D_n = \frac{2h_1}{\text{tg} \chi_n} + \frac{2c_1 \text{tg} \chi_n}{\varepsilon}, \quad (14)$$

$$D_n = \frac{2h_1}{\text{tg} \chi_n} + \frac{2h_2}{\text{tg} \chi_{n2}} + \frac{2}{\varepsilon} (c_1 \text{tg} \chi_n - c_2 \text{tg} \chi_{n2}), \quad (15)$$

где h_1, h_2 – см. рис. 1, $\text{tg} \chi_{n2} = \sqrt{(c_1/c_2)^2 (1 + \text{tg}^2 \chi_n) - 1}$ – тангенс угла скольжения после выхода луча из термоклина в верхний слой (для донно-поверхностных).

Длины D_t участков придонного и донно-поверхностного лучей, лежащих в области термоклина, равны соответственно

$$D_t = \frac{2c_1 \text{tg} \chi_n}{\varepsilon}, \quad (16)$$

$$D_t = \frac{1}{\varepsilon} (c_1 \text{tg} \chi_n - c_2 \text{tg} \chi_{n2}). \quad (17)$$

В присутствии ВС дополнительная рефракция, обусловленная солитонном, происходит в области термоклина. Чем больше путь луча в термоклине (или чем больше D_t), тем больше эффект рефракции. Максимальная величина $D_t = D_{t \max}$ наблюдается для луча 12, имеющего χ_n максимально близкий к χ_{cr1} . Она равна $D_{t \max} = 289$ м (табл. 1). Предельная оценка $D_{t \max}$ по лучу, имеющему угол скольжения χ_{cr1} , вычисляется по формуле

$$D_{t \max} = \frac{2}{\varepsilon} \sqrt{c_2^2 - c_1^2} = 388 \text{ м}. \quad (18)$$

² Полагаем, что на расстояниях ~10 км на высоких частотах имеет место некогерентное суммирование.

Этой оценке соответствует полный цикл луча

$$D_{cr} = \frac{2h_1c_1}{\sqrt{c_2^2 - c_1^2}} + \frac{2}{\varepsilon} \sqrt{c_2^2 - c_1^2} = 793 \text{ м.} \quad (19)$$

Звуковое поле в присутствии ВС. Прежде, чем привести результаты моделирования в условиях присутствия ВС на акустической трассе, проанализируем качественную картину. Мы видели, что среди всего множества излучаемых источником лучей выделяется луч 12, имеющий наибольшую интенсивность (рис. 3) и наибольшую длину траектории в термоклин (табл. 1). Будем называть этот луч критическим. Когда ВС находится в области точки поворота критического луча (рис. 4, положение А), то последний из-за большого пути в солитоне испытывает наибольшее воздействие (дополнительную рефракцию) со стороны ВС. В результате этот луч смещается и вносит возмущение в пространственное распределение интенсивности звука в канале. Когда ВС уходит из области точки поворота критического луча (рис. 4, положение В), – пространственное распределение интенсивности возмущается значительно меньше. Другие, некритические лучи, проходят меньший путь в солитоне и, следовательно, рефрагируют на ВС слабее. Кроме того, они имеют меньшую интенсивность. Поэтому грубо можно считать, что критический луч в наибольшей степени ответственен за флуктуации интенсивности. Эти флуктуации будут происходить с периодичностью захода ВС в область точки поворота критического луча, т.е. с частотой

$$F^* = \frac{v}{D} = \frac{v_s}{D \sin \beta}, \quad (20)$$

где D – цикл критического луча, для оценки которого можно взять цикл 12-го луча $D = D_{12}$ или предельную оценку (19) $D = D_{cr}$. В табл. 2 приведены значения F^* для разных скоростей v и разных оценок цикла D .

Оценка доминирующей частоты колебаний $F^* = 3.5\text{--}4.7$ ц/ч, показывает, что интервала наблюдения $\Delta T = 1$ час, в принципе, достаточно для выделения частоты F^* . Преобразование Фурье (11) от отрезка периодической функции (3.5–4.7 периодов величиной $1/F^*$) представляет собой набор пиков, расположенных через F^* . Множественные пики должны быть хорошо видны в случае, если периодические флуктуации интенсивности значительно отличаются от синусоидальных. Наоборот, если флуктуации близки к синусоидальным, то Фурье-спектр будет содержать один главный пик при F^* .



Рис. 4. Невозмущенный луч 12 (критический луч) и два положения солитона: А – максимальное взаимодействие луча с солитоном, В – отсутствие взаимодействия.

На рис. 5–8 и в табл. 2 приведены результаты численного моделирования в присутствии ВС в волноводе. В течение времени $\Delta T = 1$ час через интервалы $\delta T = 1$ мин, т.е. при 60 последовательных положениях ВС на трассе, рассчитывались траектории лучей в диапазоне углов скольжения на выходе из источника $\chi_n = (0; 0.5)$ рад с интер-

Таблица 1. Характеристики придонных лучей в невозмущенном волноводе

№ луча	χ_n , рад	$(I_n/I^0) \times 100\%$	D_n , м	D_r , м
1	0.011	5.6	10000	16
2	0.021	5.6	5000	32
3	0.032	5.6	3333	48
4	0.043	5.7	2500	65
5	0.055	5.7	2000	82
6	0.068	5.8	1667	100
7	0.081	5.9	1429	120
8	0.095	6.1	1250	142
9	0.112	6.4	1111	167
10	0.131	7.0	1000	196
11	0.155	8.1	909	232
12	0.192	11.7	833	289
		$\Sigma = 79.2$		

Таблица 2. Сравнение оценок с результатами моделирования

		$\beta = 90^\circ$ ($v = 0.8$ м/с, $L = 95$ м)	$\beta = 50^\circ$ ($v = 1.04$ м/с, $L = 124$ м)
оценки	$F^* = v/D_{cr}$, ц/ч	3.6	4.7
	$F^* = v/D_{12}$, ц/ч	3.45	4.5
моделирование	F^*_{model} , ц/ч	3.4 ± 0.3	4.4 ± 0.7

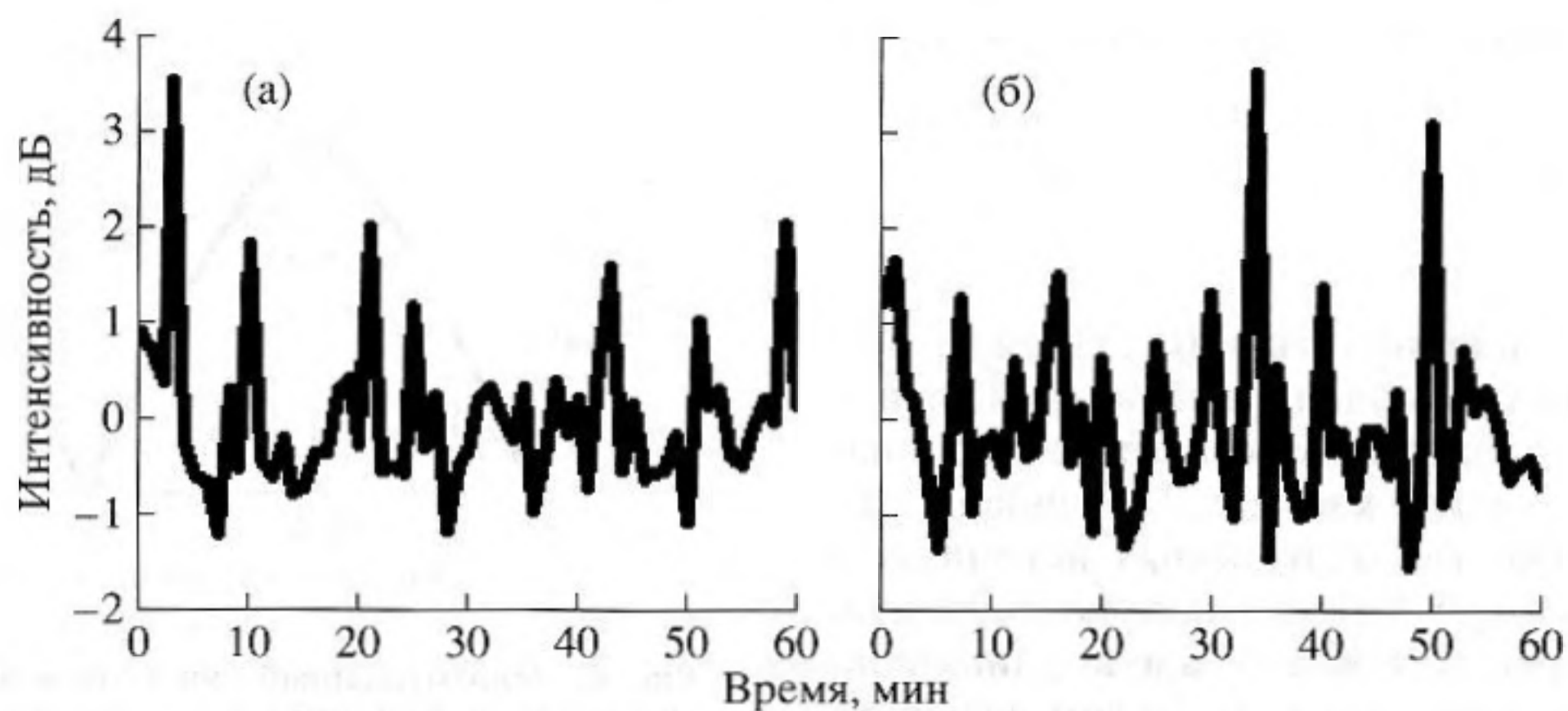


Рис. 5. Временные флуктуации интенсивности: (а) $\beta = 90^\circ$, (б) $\beta = 50^\circ$. Интенсивность в дБ рассчитана относительно невозмущенной интенсивности I^0 .

валом $\Delta\chi = 10^{-6} - 10^{-4}$ рад. При этом до и после ВС траектории лучей вычислялись с использованием аналитических формул (14)–(17). Внутри ВС ход лучей находился численно. Среди всех лучей отбирались соседние пары (границы лучевых трубок), которые включают в себя приемник. По этим лучевым трубкам рассчитывалась интенсивность согласно (8)–(10). Временные коле-

бания интенсивности, как показывают расчеты (рис. 5), составляют 3–5 дБ, что по порядку величины соответствует экспериментальным данным [13].

На рис. 6 приведены частотные спектры флуктуаций интенсивности, вычисленные согласно (11). Из-за конечности сигнала во времени и его дискретизации рабочая область частот Фурье-спектра ограничена полосой $1/\Delta T - 0.5/\delta T = 1 \div 30$ ц/ч (мы рассматривали 2–29 ц/ч). Спектры на рисунках сглажены скользящим окном 1.2 ц/ч (разрешающая способность спектра при часовом интервале наблюдений) и соответствуют движению ВС от источника к приемнику при начальном положении $R_0 = 5.42$ м (положение А, рис. 4). При других значениях R_0 в силу того, что (11) есть оконное преобразование Фурье, полученные спектры несколько отличаются от приведенных, т.е. $G = G(F, R_0)$. Отдельные спектры отличаются значительно. Например, при некоторых R_0 группы из двух-трех пиков практически сливаются в один. Но в целом, как показывают расчеты, рис. 6 отражает типичную картину спектров флуктуаций интенсивности.

Рисунок 6 подтверждает высказанные выше предположения о форме спектров. А именно, наблюдается ряд примерно эквидистантных пиков (8 пиков на рис. 6а и 6 пиков на рис. 6б), характеризующих, по нашему мнению, периодический несинусоидальный характер колебаний интенсивности. Частоту этих периодических колебаний F_{model}^* (как результат моделирования) можно найти, усреднив интервалы между соседними пиками (табл. 2). Для углов $\beta = 90^\circ, 50^\circ$ получаем соответственно $F_{\text{model}}^* = 3.4 \pm 0.3$ ц/ч, 4.4 ± 0.7 ц/ч, где погрешности вычислены с доверительной вероятностью 0.9. Как видно, с учетом погрешностей полученные

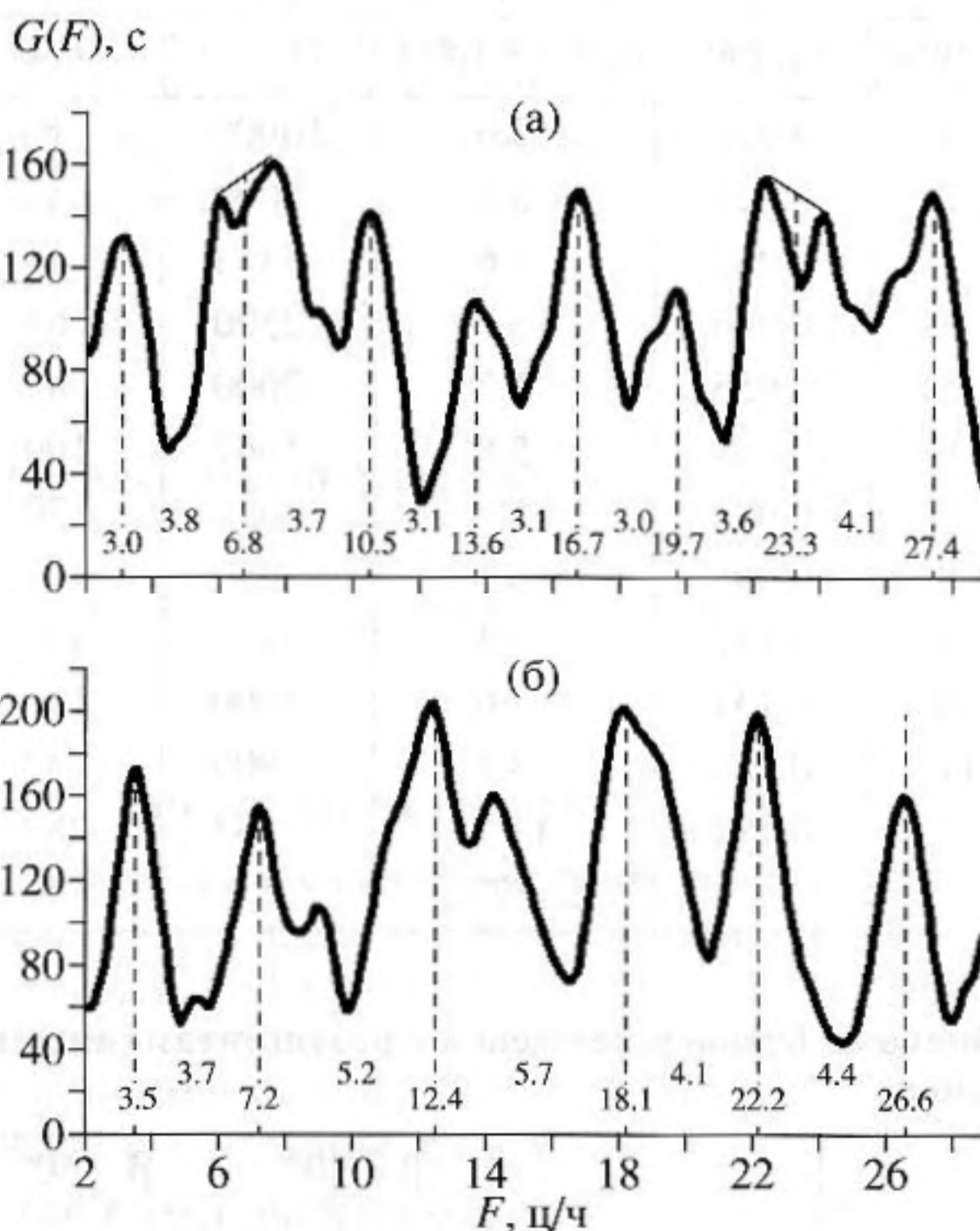


Рис. 6. Частотные спектры флуктуаций интенсивности (окно усреднения 1.2 ц/ч):

(а) $\beta = 90^\circ$ ($v = 0.8$ м/с, $L = 95$ м), в районе 6.8 и 23.3 ц/ч объединены близкие соседние максимумы, отличающиеся менее, чем на 10%; (б) $\beta = 50^\circ$ ($v = 1.04$ м/с, $L = 124$ м).

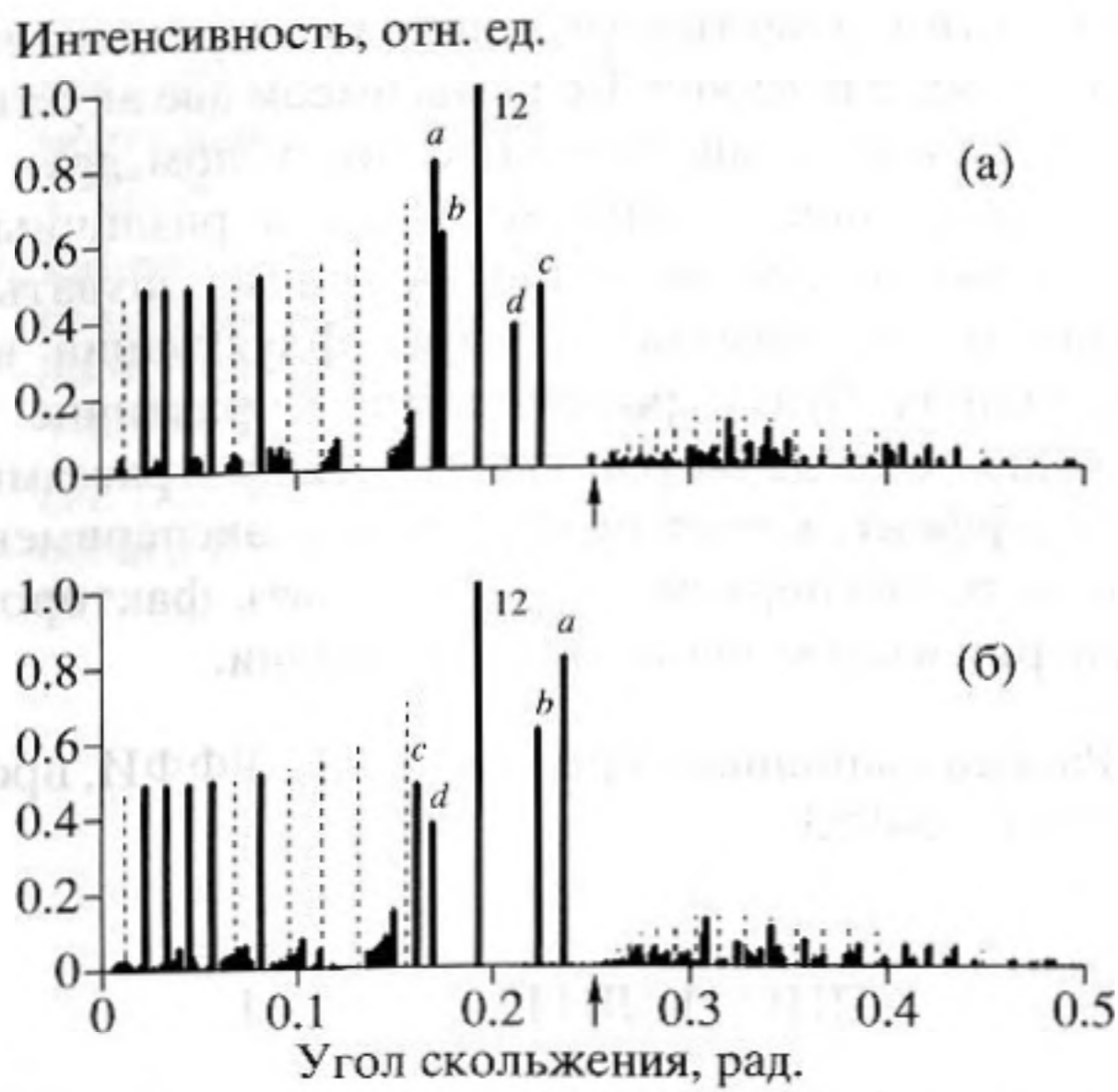


Рис. 7. Угловой спектр принимаемых лучей в присутствии ВС ($L = 95$ м, ВС в положении В, см. рис. 4). Угловой спектр приведен относительно угла: (а) – излучения (χ_n), (б) – приема (χ'_n). Пунктиром показан невозмущенный спектр. Одинаковыми буквами a, b, c, d обозначены одинаковые лучи.

на основе (20) оценки частот можно считать удовлетворительными. Вместе с этим, средние значения доверительных интервалов несколько меньше оценок. Рассчитанный по средним значениям частот пространственный период, ответственный за флуктуации интенсивности, составляет $D = v/F_{\text{model}}^* \sim 850$ м, что больше цикла луча 12 (833 м). Это, по-видимому, означает, что доминирующую роль во флуктуациях интенсивности играет не один критический луч 12, как упрощенно предполагалось выше, а некоторая группа критических лучей с номерами 12 и ниже. Эти лучи несут с собой значительный процент энергии сигнала, имеют точку поворота вблизи верхней поверхности термоклина и проходят в термоклине большой путь по сравнению с другими лучами.

Качественно проанализировать вклад различных лучей во флуктуации интенсивности можно по угловым спектрам принимаемых лучей в присутствии ВС (рис. 7, 8). Для исследования был взят случай $\beta = 90^\circ$, и выбраны два положения: А – максимальное взаимодействие ВС с лучом 12, В – отсутствие взаимодействия (рис. 4). На рис. 7 для положения В солитона приведены угловые спектры относительно углов излучения (χ_n) и приема (χ'_n). Видно, что одни и те же лучи, помеченные буквами a, b, c, d , на одном рисунке оказываются слева от невозмущенного луча 12, на другом справа, при-

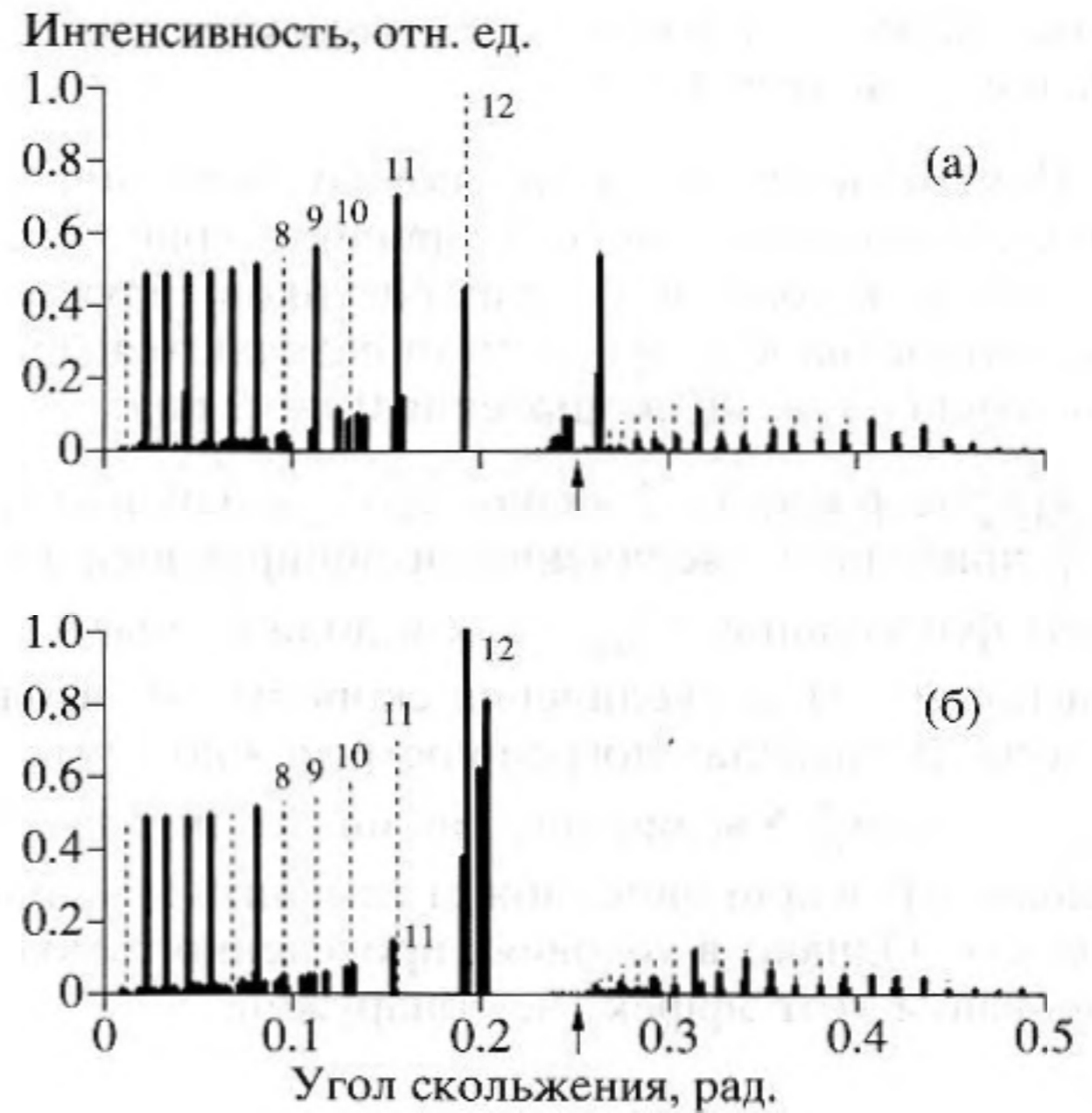


Рис. 8. Угловой спектр принимаемых лучей в присутствии ВС ($L = 95$ м) относительно среднего угла скольжения $\chi_a = (\chi_n + \chi'_n)/2$. Солитон находится: (а) – в положении А, (б) – в положении В (см. рис. 4).

мерно на том же расстоянии. Это наталкивает на мысль рассмотреть угловые спектры относительно среднего угла скольжения $\chi_a = (\chi_n + \chi'_n)/2$. В итоге, вместо рис. 7а, б получаем рис. 8б, на котором вертикальные линии интенсивности оказываются сосредоточенными вблизи линий невозмущенного углового спектра (в окрестности пунктирных линий). Таким образом, в координатах среднего угла χ_a угловые спектры в присутствии ВС и в отсутствие ВС отличаются некоторой размытостью линий и изменением их величины.

Имея такие спектры для положений А и В солитона (рис. 8а, б), можно сравнивать интенсивности соответствующих лучей. Видно, что в случае максимального взаимодействия ВС с лучом 12 (рис. 8а) интенсивность последнего уменьшилась более чем вдвое. При этом за пределами критического угла χ_{crl} (он отмечен стрелкой) появился высокий пик, соответствующий, по-видимому, фрагменту 12-го луча, который, рефрагировав, пересек термоклин и превратился из придонного в донно-поверхностный луч. Положение А солитона сильно затрагивает также лучи 8, 10. В результате они оказываются сильно подавленными. Лучи 9, 11 остаются без изменений, так как в этом случае ВС их не касается. В ситуации отсутствия взаимодействия с лучом 12 (рис. 8б) последний

остаётся без изменений. Однако оказываются подавленными лучи 8–11.

Перемещение ВС по волноводу будет приводить к периодическому повторению то рис. 8а, то рис. 8б. Как понятно из этих рисунков, флуктуации интенсивности при этом определяются группой лучей с углами скольжения 0.1–0.2 рад.

Из рис. 6 и табл. 2 видно, что уменьшение угла β приводит к увеличению доминирующей частоты флуктуаций F_{model}^* . Так и должно быть согласно (20) из-за увеличения скорости ВС вдоль трассы. В пределах погрешности можно считать $F_{\text{model}}^* \sim 1/\sin\beta$. Увеличение ширины солитона при меньшем β , в принципе, может изменить эту зависимость. Однако в условиях проведенного моделирования этот эффект не обнаружен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате движения ВС (пакета ВС) примерно вдоль акустической трассы интенсивность поля на приемнике испытывает квазипериодические флуктуации. Доминирующая частота этих флуктуаций пропорциональна скорости движения ВС вдоль трассы и обратно пропорциональна циклу критического луча. Критический луч или, точнее, узкая группа критических лучей характеризуются тем, что:

- имеют точку поворота вблизи верхней границы термоклина,
- проходят в области термоклина наибольший путь,
- несут значительную часть энергии сигнала.

Эти свойства критических лучей обуславливают их наиболее существенный вклад во флуктуации интенсивности. По мере движения ВС вдоль трассы пространственное распределение интенсивности меняется в основном из-за рефракции критических лучей с периодичностью прохода ВС через точки поворота.

Моделирование показало, что величина флуктуаций интенсивности может достигать 5 дБ. Частотный спектр флуктуаций представляет собой ряд примерно эквидистантных пиков. Интервалы между пиками равны доминирующей частоте, типичное значение которой в реальных условиях может быть порядка 3–5 циклов в час. Изменение скорости ВС вдоль трассы (которое может иметь место при изменении направления трассы) приводит к пропорциональному изменению расстояний между пиками в спектре.

Отметим, в частности, одно из интересных, на наш взгляд, следствий. Если мы имеем две акустические трассы, направленные под углом друг к другу, имеющие общий источник и различные приемники, то при движении пакета ВС, захватывающего обе трассы, спектры флуктуаций на приемниках будут различными, и различие в спектрах определяется углом между трассами. Этот эффект, который в принципе экспериментально регистрируем, может служить фактором проверки изложенной в работе теории.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 06-05-64853.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. "Горячие точки" в поле внутренних волн в океане // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 410–436.
2. Oba R., Finette S. Acoustic propagation through anisotropic internal wave fields: Transmission loss, cross-range coherence, and horizontal refraction // J. Acoust. Soc. Amer. 2002. V. 111. № 2. P. 769–784.
3. Badiey M., Katsnelson B.G., Lynch J.F., Pereselkov S. Frequency dependence and intensity fluctuations due to shallow water internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 2007. V. 122. № 2. P. 747–760.
4. Zhou J., Zhang X. Resonant interaction of sound wave with internal solitons in the coastal zone // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 90. № 4. Pt. 1. P. 2042–2054.
5. Коняев К.В., Лейкин Д.Е., Сабинин К.Д., Тужилкин Ю.И., Дьяченко В.Р. Корреляция между внутренними солитонами и колебаниями амплитуды акустического сигнала на стационарной трассе // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 4. С. 470–479.
6. Duda T.F. Temporal and cross-range coherence of sound traveling through shallow-water nonlinear internal wave packets // J. Acoust. Soc. Amer. 2006. V. 119. № 6. P. 3717–3725.
7. Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Badiey M., Lynch J. Временные флуктуации звукового поля, обусловленные взаимодействием мод в мелком море в присутствии внутренних волн // Акустика океана. Доклады XI школы-семинара акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XVII сессией РАО: М.: ГЕОС. 2006. С. 27–30.
8. Badiey M., Katsnelson B.G., Lynch J., Pereselkov S., Siegmann W. Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 2005. V. 117. № 2. P. 613–625.

9. Кацнельсон Б.Г., Бади М., Линч Дж. Горизонтальная рефракция звука в мелком море и ее экспериментальные наблюдения // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 362–376.
10. Katsnelson B., Grigorev V., Lynch J. Intensity fluctuations of midfrequency sound signals passing through nonlinear internal waves. JASA express letters. 2008. Vol. 124. № 3. P. EL78–EL84.
11. Lee O.S. Effect of an internal wave on sound in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1961. V. 33. № 5. P. 677–681.
12. Baxter L. II, Orr M.H. Fluctuations in sound transmission through internal waves associated with the thermocline: A computer model for acoustic transmission through sound velocity fields calculated from thermistor chain, CTD, XBT, and acoustic backscattering // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 71. № 1. P. 61–66.
13. Apel J.R., Badiy M., Chiu C. et al. An overview of the 1995 SWARM shallow-water internal wave acoustic scattering experiment // IEEE Journ. Oceanic Engineering. 1997. V. 22. № 3. P. 465–500.