

УДК 534.222

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЗВУКА ТЕЛАМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ ВБЛИЗИ ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А.

Дан анализ сложения звуковых полей, рассеянных обратно телами, расположенными вблизи взволнованной поверхности. Выявлено, что при определенных условиях поля могут складываться когерентно и если не учесть этого обстоятельства, то сечение рассеяния тела будет двукратно завышено.

При обратном рассеянии звуковой волны телами, частицами или пузырьками, расположенными вблизи взволнованной поверхности моря, могут наблюдаться когерентные эффекты, приводящие к усилению рассеянного сигнала. При неподвижной поверхности такие эффекты описаны в [1, 2].

Пусть источник звуковых волн находится в точке A , а рассеиватель в точке B . Фигура иллюстрирует ход лучей, которые дают вклад в интенсивность звука, измеряемую приемником в точке A . Имеются четыре пути («канала») 11 , 12 , 21 и 22 , по которым рассеянный сигнал возвращается в приемник, так что полное измеряемое в точке A поле равно $u_A(t) = u_{11}(t) + u_{12}(t) + u_{21}(t) + u_{22}(t)$. Если поверхность неподвижна, то в силу теоремы взаимности поля $u_{12}(t)$ и $u_{21}(t)$ полностью когерентны: $u_{12}(t) = u_{21}(t)$. Тогда вклад «кросс-каналов» 12 и 21 дает учетверенную интенсивность:

$$(1) \quad \bar{I}_{12+21} = |u_{12}(t) + u_{21}(t)|^2 = 4|u_{12}(t)|^2.$$

При наличии движения поверхности поля $u_{12}(t)$ и $u_{21}(t)$ могут стать некогерентными и тогда в среднем

$$(2) \quad \bar{I}_{12+21} = \overline{|u_{12}(t) + u_{21}(t)|^2} = \overline{|u_{12}(t)|^2} + \overline{|u_{21}(t)|^2} = 2\overline{|u_{12}(t)|^2}.$$

Цель данного сообщения — выписать условия перехода от когерентного сложения (1) к некогерентному сложению (2) в случае движущейся поверхности. В приближении Кирхгофа [3] обратно рассеянные в точку A поля, отвечающие четырем каналам 11 , 12 , 21 и 22 , имеют вид (здесь принято, что локальный коэффициент отражения звуковых волн от поверхности равен -1)

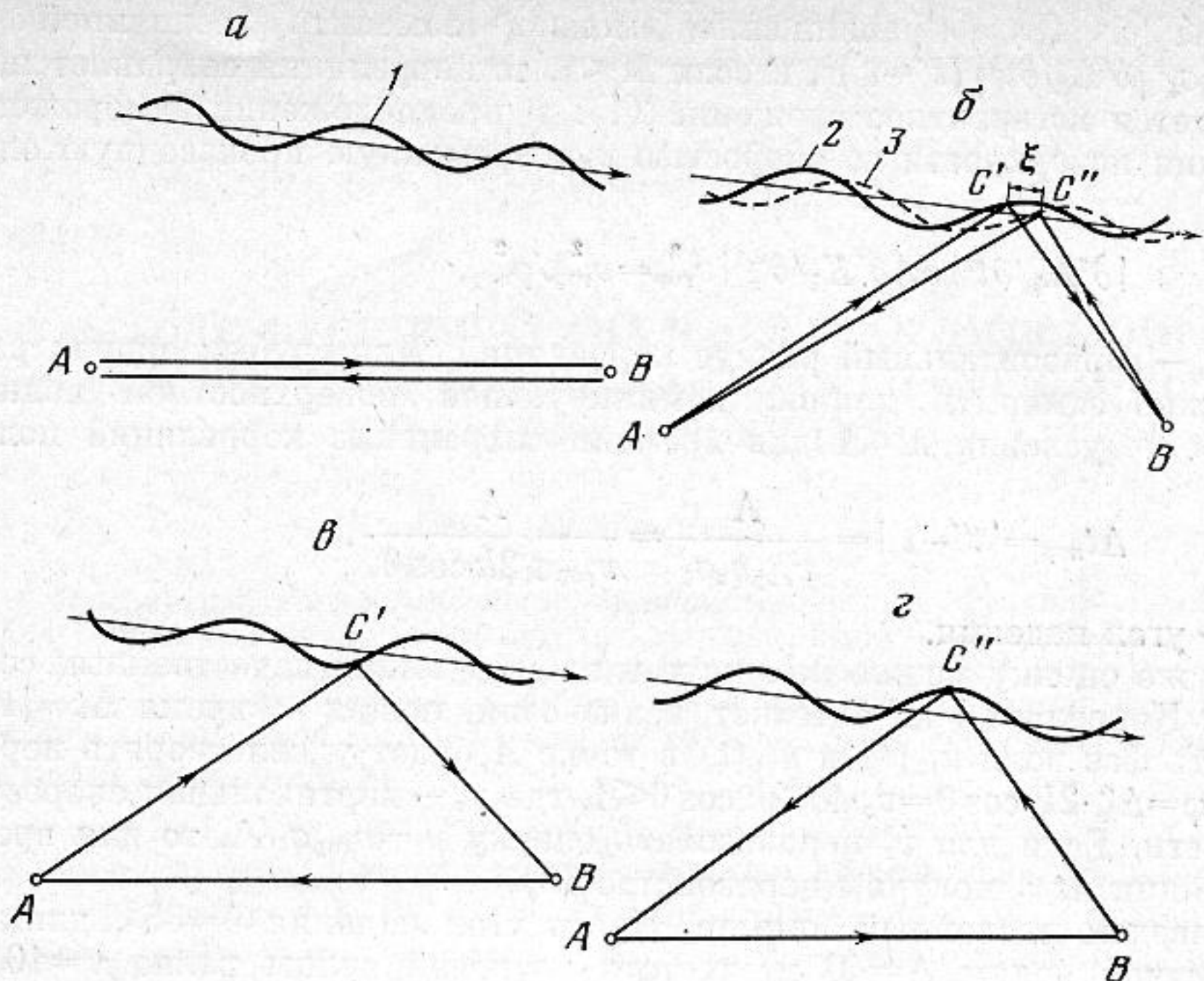
$$(3) \quad u_{11}(t) = \alpha \frac{e^{2ikR_1}}{R_1^2},$$

$$(4) \quad u_{22}(t) = \alpha \int \frac{1}{R_{AC}'' R_{BC}''} q_z'' e^{ikR_2'' - iq_z'' \zeta(\rho'', t'')} d^2 \rho'' \times \\ \times \int \frac{1}{R_{AC}' - R_{BC}'} q_z' e^{ikR_2' - iq_z' \zeta(\rho', t')} d^2 \rho',$$

$$(5) \quad u_{21}(t) = \alpha \int \frac{1}{R_{AC}' R_{BC}' R_1} q_z' e^{ik(R_1' + R_2')} e^{-iq_z' \zeta(\rho', t')} d^2 \rho',$$

$$(6) \quad u_{12}(t) = \alpha \int \frac{1}{R_{AB}'' R_{BC}'' R_1} q_z'' e^{ik(R_1'' + R_2'')} e^{-iq_z'' \zeta(\rho'', t'')} d^2 \rho'',$$

где $R_1 = R_{AB}$ — расстояние от рассеивателя B до источника A , R_{AC}' и R_{BC}' — расстояния от источника и рассеивателя до произвольной точки C' плоскости $z=0$ в момент времени t' , когда возвышение составляет $z = \zeta(\rho', t')$;



a – канал 11 (путь АВА), A – источник-приемник, B – рассеиватель, $AB=BA=R_1$, 1 – поверхность океана в момент t ; b – канал 22 (путь $AC'BC'A$), 2 – поверхность в момент t' , 3 – поверхность в момент t'' , $\xi = \rho' - \rho''$ – расстояние между точками отражения прямого и обратного лучей, $AC'B = R_2' = R_{AC'} + R_{CB'}$ и $BC''A = R_2'' = R_{BC''} + R_{CA''}$ – соответственно путь прямого и обратного лучей, C' и C'' – соответственно точки отражения прямого и обратного лучей; c – канал 12 (путь $AC'BA$), $AC' = R_{AC'}$ и $C'B = R_{CB'}$ – соответственно расстояния от источника до точки C' и от этой точки до рассеивателя B ; z – канал 21 (путь $ABC''A$), $BC'' = R_{BC''}$ и $C''A = R_{CA''}$ – соответственно расстояния от рассеивателя B до точки C'' и от этой точки до приемника A

$R_2' = R_{AC'} + R_{CB'}$; $R_{AC''}$ и $R_{BC''}$ – соответственно расстояния до точки C плоскости $z=0$ в момент времени t'' , когда возвышение равно $z = \xi(\rho'', t'')$; $R_2'' = R_{AC''} + R_{BC''}$; q_z' и q_z'' – z -компоненты вектора рассеяния $\mathbf{q} = -k \nabla' \times (R_{AB} + R_{BC})$ соответственно для моментов времени t' и t'' , а k – волновое число звуковой волны. Величина α в (3)–(6) характеризует силу рассеивателя и мощность источника.

Среднее по ансамблю реализаций поверхности значение интенсивности I_{12+21} , отвечающей «кросс-каналам», равно:

$$I_{12+21} = \overline{|u_{21}(t)|^2} + \overline{|u_{12}(t)|^2} + \overline{u_{12}^*(t) \cdot u_{21}(t)} + \overline{u_{12}(t) \cdot u_{21}^*(t)}.$$

Переход от когерентного случая (1) к некогерентному (2) осуществляется при обращении $\overline{u_{12}^* u_{21}}$ в нуль. Проанализируем это слагаемое. Из (5) и (6) имеем

$$(7) \quad u_{12}^*(t) u_{21}(t) = \alpha^2 \int \left(\frac{1}{R_{AB}'' R_{BC}''} \right)^* \left(\frac{1}{R_{AB}' R_{BC}'} \right) q_z'' q_z' e^{i h (R_1' - R_2'')} \times \\ \times \exp \{ i [q_z' \zeta(\rho', t') - q_z'' \zeta(\rho'', t'')] \} d^2 \rho'' \cdot d^2 \rho'.$$

Предполагая, что возвышения ζ распределены по гауссовому закону, для экспоненты получим

$$(8) \quad \exp \{ -i [q_z' \zeta(\rho', t') - q_z'' \zeta(\rho'', t'')] \} \cong \\ \cong \exp \left\{ -\frac{1}{2} q_z^2 \sigma_\zeta^2 [K_\zeta(\xi, t'' - t') - 1] \right\}.$$

где $\sigma_\zeta^2 = \overline{\zeta^2}$, а $K_\zeta(\xi, t'' - t')$ – коэффициент корреляций возвышений. Корреляция может пропасть лишь при $q_z \sigma_\zeta \gg 1$. В этом случае показатель экс-

поненты в (8) приближенно можно заменить величиной $M = \frac{1}{2} \cdot q_z^2 \sigma_t^2 \left| \frac{\partial^2 K_\xi}{\partial t^2} \right| (t'' - t')^2$, и если $M < 1$, то корреляция сохраняется, т. е. реализуется когерентное сложение (1). В предположении замороженного движения поверхности со скоростью $v_{гор}$ временную производную оценим как

$$\left| \frac{\partial^2 K_\xi}{\partial t^2} \right| \simeq \left| \frac{\partial^2 K_\xi}{\partial \xi^2} \right| v_{гор}^2 = v_{гор}^2 / \rho_{гор}^2,$$

где $\rho_{гор}$ — горизонтальный радиус корреляций. Для грубых оценок радиус $\rho_{гор}$ можно заменить длиной доминирующей поверхностной волны Λ , и тогда из условия $M \ll 1$ для времени сохранения корреляций получим

$$(9) \quad \Delta t_{кор} = |t'' - t'| = \frac{\Lambda}{v_{гор} q_z \sigma_t} = \frac{\Lambda}{v_{гор} \sigma_t 2k \cos \theta},$$

где θ — угол падения.

Эту же оценку можно получить и из следующих качественных соображений. Корреляция не исчезнет, если возникающая за время $\Delta t = |t' - t''|$ разность фаз волн $u_{12}(t)$ и $u_{21}(t)$ в точке A будет удовлетворять неравенству $\Delta \varphi = \Delta \xi \cdot 2k \cdot \cos \theta = v_z \cdot \Delta t \cdot 2k \cos \theta \ll 1$, где v_z — вертикальная скорость поверхности. Если для v_z использовать оценку $v_z = v_{гор} \sigma_t / \Lambda$, то для времени корреляции $\Delta t_{кор}$ получим неравенство (9).

Приведем численный пример. Пусть угол падения $\theta = 85^\circ$, длина поверхностной волны $\Lambda = 40$ м, частота звуковой волны равна $\nu = 10$ кГц, а $\sigma_t = 3$ м. Тогда для интервала корреляции получим $\Delta t_{кор} = 0,21$ с. Следовательно, разность хода $\Delta R = |R_1 + R_{BC} - R_{AC}|$, между лучами 12 и 21 до точки отражения C на плоскости $z = 0$ не должна превышать величину $\Delta R = c \cdot \Delta t_{кор} = 315$ м. При $\theta = 85^\circ$ такой разности хода отвечает расположение источника A и рассеивателя B на одинаковой глубине $h \leq 15$ м. Если частота ν уменьшена до 100 Гц, то при указанных выше условиях допустимое расстояние ΔR увеличивается до 31,5 км (одновременно $h \leq 1500$ м). Уменьшение высоты волнения σ_t также ведет к росту ΔR .

Таким образом, гипотеза некогерентного сложения полей (2) выполняется далеко не во всех случаях, а ее использование при $\Delta t < \Delta t_{кор}$ может привести к двукратному завышению сечения рассеяния одиночного рассеивателя или же к завышению концентрации дискретных рассеивателей.

Подобное явление перехода от когерентного к некогерентному сложению полей возможно в случае, когда имеется много водных лучей, а параметры океана успевают заметно измениться за время прохождения звука от источника до рассеивателя и обратно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глотов В. П., Лысанов Ю. П. О поверхностной реверберации, обусловленной резонансными воздушными пузырьками. — Тр. Акуст. ин-та АН СССР, 1967, вып. 2, с. 26–32.
2. Глотов В. П., Лысанов Ю. П. Об относительной роли воздушных пузырьков и взволнованной морской поверхности в формировании реверберации. — Акуст. ж., 1968, т. 24, № 3, с. 371–375.
3. Рытов С. М., Крацов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978.

Московский государственный педагогический институт им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
29.IV.1981

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР