

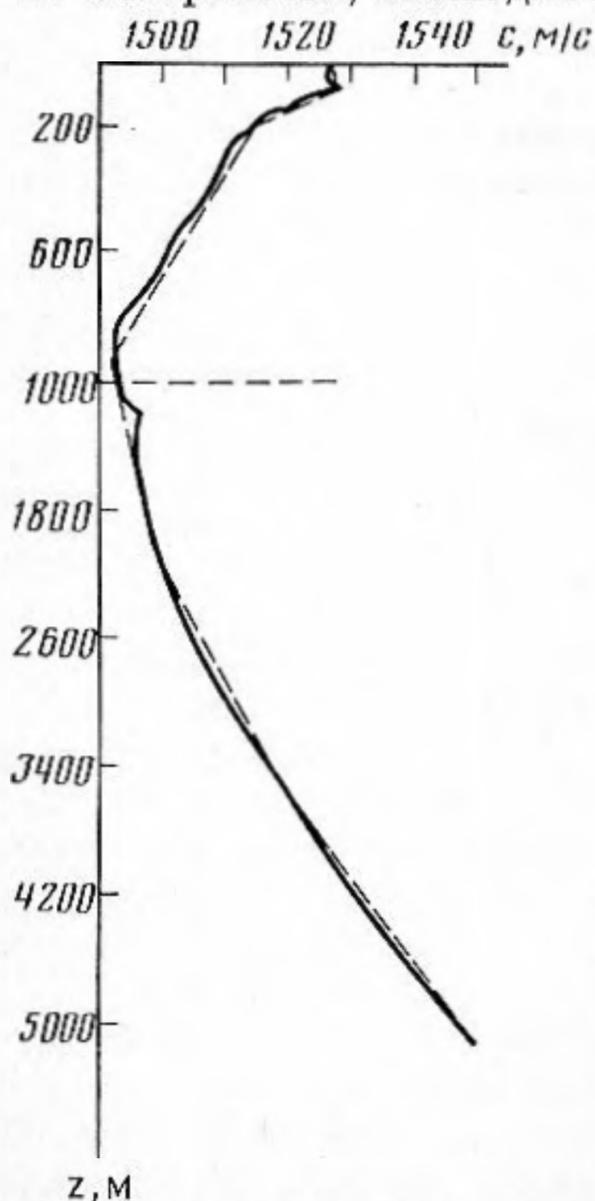
УДК 534.24

**ФЛУКТУАЦИИ УГЛА ПРИХОДА ЗВУКОВОГО СИГНАЛА,
ОТРАЖЕННОГО ОТ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА**

Галкин О. П., Фролов В. М.

Проведено сравнение результатов расчета флуктуаций углов прихода звуковых лучей с экспериментальными данными для случая приема однократно отраженных от взволнованной поверхности океана лучей в первой зоне конвергенции.

Эксперименты, проводимые в открытом океане с помощью остроуправленных в вертикальной плоскости акустических систем, указывают на наличие заметных флуктуаций углов прихода звуковых лучей. Они обусловлены многими причинами и в том числе рассеянием звука объемными неоднородностями и взволнованной поверхностью океана. Обычно флуктуации сигналов, отраженных от поверхности, намного превышают флуктуации сигналов, пришедших в точку приема по чисто водным лучам, т. е. по лучам, не претерпевшим отражений. Численные оценки показывают, что из-за рассеяния на объемных неоднородностях флуктуации, например, углов прихода должны быть незначительны. Так для случая однопараметрической модели среды [1] даже в предположении, что неоднородности с максимальными значениями флуктуаций показателя преломления [2] заполняют всю толщу океана, среднеквадратичное значение флуктуаций угла прихода для дистанции ~ 50 км окажется равным $0,2 \div 0,3^\circ$ (в зависимости от среднего размера неоднородностей). Экспериментально измеренные флуктуации угла для чисто водных лучей обычно также не превышают этих величин. В то же время для лучей, отраженных от поверхности, наблюдаются флуктуации, превышающие указанные при-



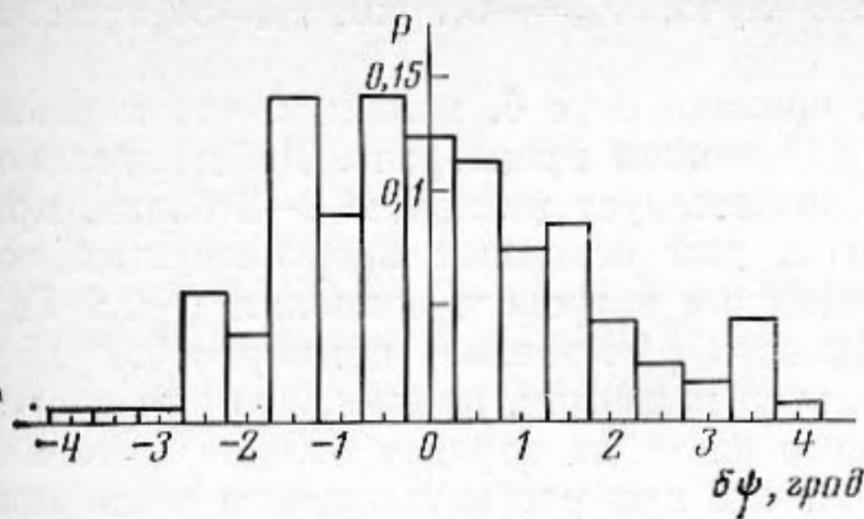
Фиг. 1. Профиль скорости звука

мерно на порядок. Поэтому можно считать, что для отраженных лучей флуктуации обусловлены в основном рассеянием на взволнованной поверхности океана.

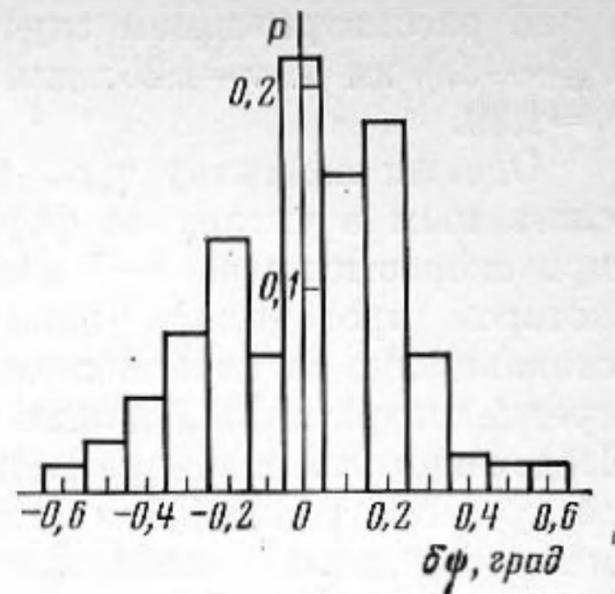
Теоретические оценки флуктуаций угла прихода луча при отражении от неровной границы могут быть сделаны по формуле, полученной в работе [3]. Ниже будет проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными для случая приема однократно отраженных лучей в первой зоне конвергенции.

Остановимся кратко на описании поставленного эксперимента и приведем некоторые результаты натурных опытов.

Исследования проводились в открытом океане в условиях существования глубоководного звукового канала. Зависимость скорости звука от глубины $c(z)$ показана на фиг. 1 сплошной линией. Источник широкополосного излучения со средней частотой около 1 кГц располагался выше оси подводного звукового канала (на глубине около 200 м), что приводило к образованию ярко выраженных зон конвергенции. Прием осуществлялся примерно на той же глубине с помощью вертикальной цепочки гидрофонов.



Фиг. 2. Гистограмма угловых флуктуаций для первого луча



Фиг. 3. Гистограмма угловых флуктуаций для второго луча

Расстояние r между корреспондирующими точками составляло 52 км. Исследовались флуктуации углов прихода лучей в вертикальной плоскости. Для рассматриваемой задачи наибольший интерес представляют результаты, полученные для пары однотипных симметричных лучей. Первый из этих лучей выходил из источника вниз, после поворота у самого дна достигал поверхности, отражался от нее и приходил на приемную систему сверху (средний угол скольжения $-12,1^\circ$), второй луч выходил из излучателя вверх, отражался от поверхности, поворачивал у дна и приходил в точку приема снизу (средний угол скольжения $-11,6^\circ$). Таким образом, оба луча отличались друг от друга только тем, что у первого отражение от поверхности происходило вблизи приемной системы, а у второго — вблизи источника, в остальном же эти лучи были идентичны. Такого различия, однако, оказалось достаточно, чтобы дисперсии угловых отклонений $\delta\psi$ от среднего значения для рассматриваемых лучей существенно отличались. На фиг. 2 и 3 приведены гистограммы отклонений $\delta\psi$, построенные по 200 независимым отсчетам углового спектра. Расчет по этим гистограммам по формуле $\left[\sum_i (\delta\psi_i)^2 p_i \right]^{1/2}$, где p_i — встречаемость i -го

значения $\delta\psi$, показывает, что для первого луча среднеквадратичное значение флуктуаций угла прихода составляет $1,58^\circ$, а для второго — $0,23^\circ$.

Теоретическая оценка дисперсии флуктуаций угла скольжения луча, приходящего в точку наблюдения после однократного отражения от неровной поверхности, определяется выражением [3]:

$$\langle \delta\psi^2 \rangle = 4 \frac{\sigma^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha + \gamma^2 r_{h\alpha}^2}{v^2 (r_{h\alpha} + r_{z\alpha})^2}, \quad (1)$$

где σ^2 и γ^2 — дисперсии смещений и наклонов поверхности, α — невозмущенный, т. е. для ровной поверхности угол скольжения луча у поверхности, $v = \operatorname{ctg} \alpha \cdot \operatorname{tg} \psi$, ψ — невозмущенный угол скольжения луча в точке наблюдения, r_h и r_z — расстояния, проходимые лучом по горизонтали соответственно от источника до точки отражения и от поверхности до приемника, индекс α обозначает дифференцирование по углу α .

Для вычисления производных $r_{h\alpha}$ и $r_{z\alpha}$ воспользуемся кусочно-линейной аппроксимацией профиля скорости звука. Профиль $c(z)$ разобьем на 6 слоев с постоянными градиентами (фиг. 1, штриховая линия). При нахождении углов скольжения луча на разных горизонтах учтем сферичность Земли, приводящую к увеличению градиента $c(z)$. Для этого измеренные значения скорости звука увеличим на $0,24z$ (z в км) [4].

Как известно, горизонтальное расстояние, проходимое лучом в i -ом слое толщины h_i , $r_i = h_i \operatorname{ctg} (\alpha_i + \alpha_{i-1})/2$, где α_i и α_{i-1} — углы скольжения луча на верхней и нижней границах слоя. Дифференцируя r_i по α и учитывая при этом, что $\alpha_{i\alpha} = \operatorname{tg} \alpha \operatorname{ctg} \alpha_i$, найдем $r_{i\alpha} = -r_i \operatorname{tg} \alpha / \sin \alpha \sin \alpha_{i-1}$. Для слоя j , в котором луч заворачивает, $r_j = 2 \operatorname{tg} \alpha_j / a$, где a — относительный градиент скорости звука, а $r_{j\alpha} = r_j \operatorname{tg} \alpha / \sin^2 \alpha_j$.

В рассматриваемом случае получим для первого луча: $r_{h\alpha}=61,0$ км, $r_{z\alpha}=-5,9$ км и $\nu=1,26$; для второго луча: $r_{h\alpha}=-6,7$ км, $r_{z\alpha}=54,1$ км и $\nu=1,29$.

Оценим величину $\gamma|r_{h\alpha}|\operatorname{tg}\alpha$ и, сравнив ее с δ , покажем, что первым слагаемым в числителе формулы (1) можно пренебречь. Действительно, при скорости ветра 5–7 м/с, что соответствует волнению 2–3 балла, при котором проводились эксперименты, для основных энергонесущих составляющих спектра полностью развитого ветрового волнения ($\sim 0,1$ Гц) среднеквадратичный наклон поверхности γ составляет примерно $0,5^\circ$ [5]. Подставив это значение в оцениваемую величину, найдем, что для второго луча она равна 9,8 м (для первого почти на порядок больше), что намного превышает смещения поверхности при рассматриваемом волнении. Таким образом, можно считать, что дисперсия флуктуаций угла прихода $\langle\delta\psi^2\rangle$ каждого из лучей определяется лишь наклонами поверхности. Отношение же дисперсий не зависит не только от смещения поверхности, но и от величины наклона γ .

Подставляя значения $r_{h\alpha}$, $r_{z\alpha}$ и ν для обоих лучей в формулу (1), получим, что для первого луча среднеквадратичное значение флуктуаций угла прихода равно $1,76\gamma$, а для второго — $0,22\gamma$. Отношение этих величин равно 8. В эксперименте такое же отношение составило 6,9. Таким образом, получено неплохое соответствие расчета и эксперимента. Если же поставить целью решить обратную задачу, т. е. определить среднеквадратичный наклон поверхности по измерениям флуктуаций углов прихода лучей, то получим γ порядка 1° , что близко к его значению в условиях эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецова Н. Г., Чернов Л. А. Флуктуации угла прихода луча и времени распространения сигнала по лучу в случайно-неоднородной среде.— В кн.: Вопросы судостроения. Сер. Акустика, 1982, вып. 15, с. 5–13.
2. Акустика океана/Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1974, с. 72.
3. Фролов В. М. Многократное отражение луча от взволнованной поверхности океана.— Акуст. журн., 1985, т. 31, № 1, с. 103–110.
4. Галкин О. П. О структуре звукового поля в глубоком океане.— В кн.: Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982, с. 99.
5. Андреева И. Б. Физические основы распространения звука в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 190 с.

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

Поступила в редакцию
26.VIII.1983