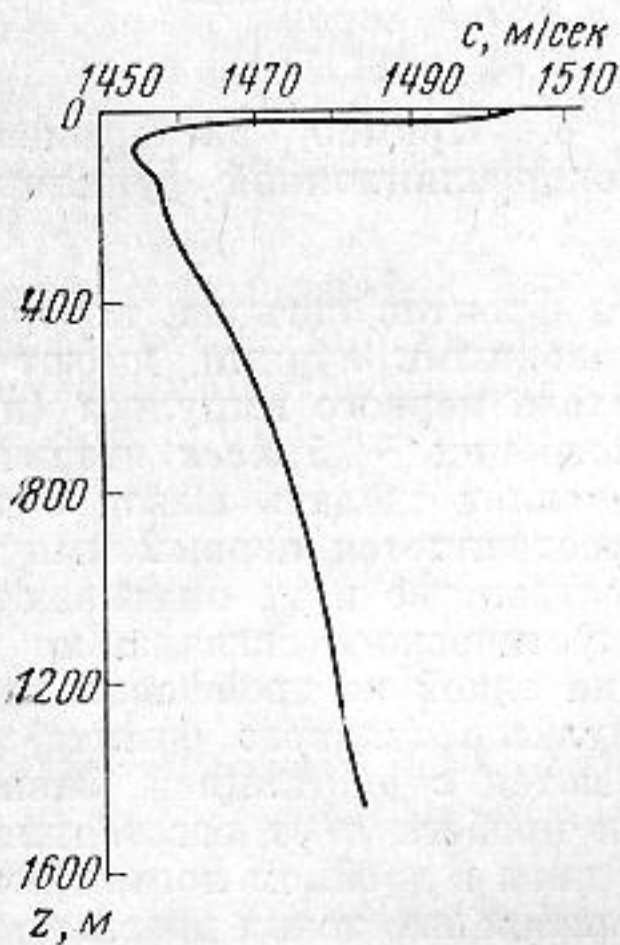


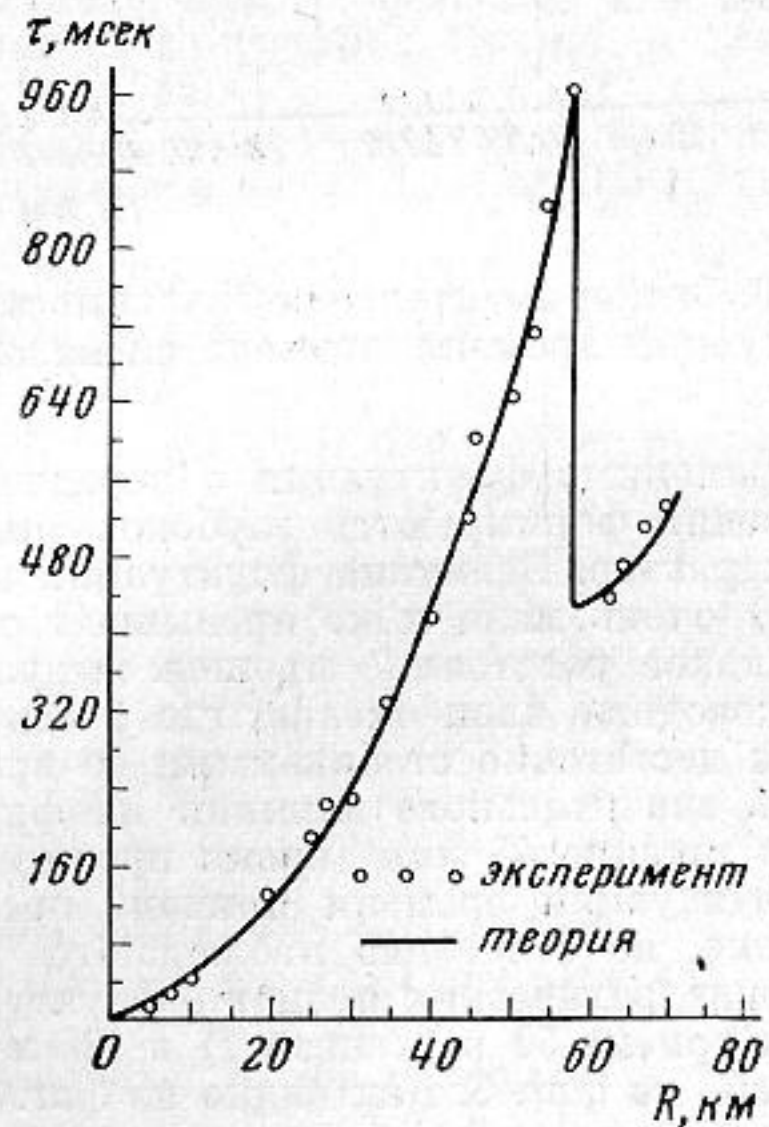
О ФЛУКТУАЦИЯХ ВРЕМЕНИ ПРОБЕГА ИМПУЛЬСА В ГЛУБОКОМ МОРЕ

Л. М. Нефедов

Вопросам распространения и флуктуаций звуковых и радиоволн в статистически однородных средах посвящено большое количество работ — достаточно указать известные монографии [1, 2] и обзор [3]. Модель статистически однородной среды довольно хорошо объясняет результаты экспериментов, проводимых на сравнительно небольших расстояниях, при которых рефракция несущественна и имеется единственный путь распространения волны. В области акустики океана такой мо-



Фиг. 1. Типичная зависимость скорости звука от глубины на трассе излучатель — приемник



Фиг. 2. Зависимость времени задерживания сигнала τ от расстояния

дели лучше всего соответствует случай распространения звука в изотермическом слое. Флуктуации амплитуды, фазы времени пробега сигнала, измеренные в изотермическом слое океана [4], хорошо согласуются с моделью статистически однородной среды [1]. Представляет интерес исследовать флуктуации при распространении на большие расстояния, когда существенную роль играет рефракция и явление многолучевости. В настоящем сообщении описаны результаты экспериментов по исследованию флуктуаций времен пробега коротких импульсных сигналов в условиях многолучевого распространения по подводному звуковому каналу на сравнительно большие расстояния.

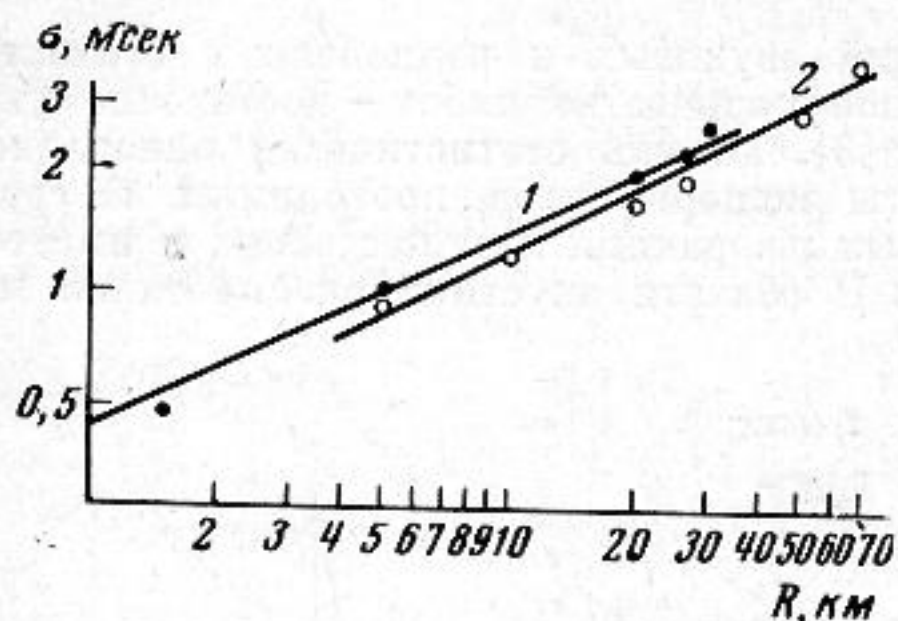
Эксперимент проводился на трассе длиной 70 км двумя судами, одно из которых было излучающее, другое — приемное. Типичное распределение скорости звука по глубине на трассе исследования представлено на фиг. 1.

Излучатель располагался на глубине 70 м вблизи оси звукового канала и посылал импульсы длительностью 5 мсек с частотой заполнения 3 кГц и периодом 2 сек. Приемники находились также вблизи оси канала на глубинах 50 и 120 м.

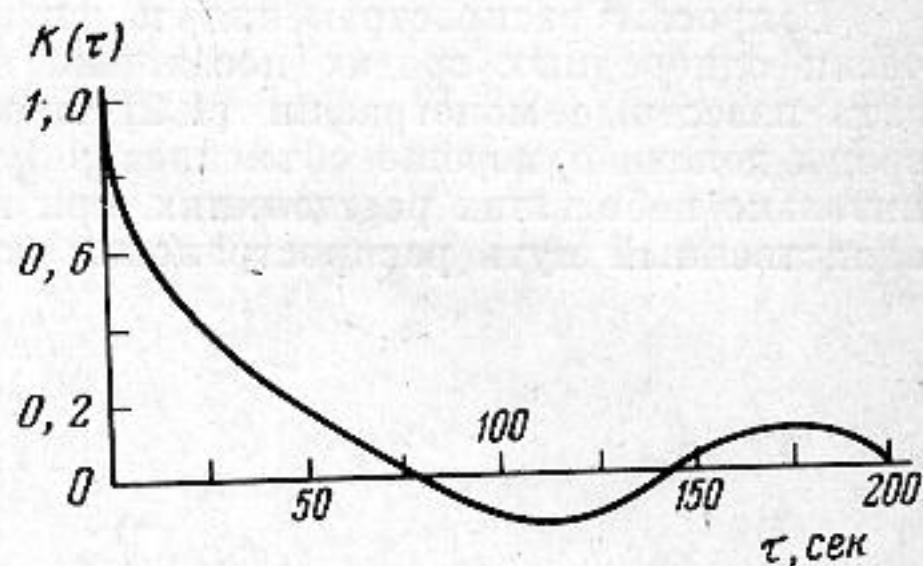
Измерение времени пробега звуковых импульсов осуществлялось по методике, предложенной в работе [5]. Для записи моментов прихода лучей использовался фототелеграфный аппарат «Ладога». Ошибка эксперимента в основном определялась точностью взятия отсчета времени прихода импульсов на этих записях и составляла $\sim 0,5$ мсек. Изменение расстояний между судами в процессе опыта определялось по средним значениям времен вступлений импульса. При этом сравнительно просто различаются флуктуации времени распространения, возникающие из-за наличия неоднородностей в среде, от флуктуаций, вызванных дрейфом судов. Последние дают синхронное отклонение для всех классов лучей.

Водные лучи, пришедшие по подводному звуковому каналу по различным путям, испытывают различные флуктуации времени пробега. Так как в большинстве случаев импульсы, соответствующие этим лучам, перекрываются, то данные эксперимента позволяют судить лишь об общем затягивании сигнала и временных флук-

туациях переднего и заднего фронта. Общее затягивание сигнала хорошо описывается теорией распространения в слоисто-неоднородных средах [6]. На фиг. 2 представлены экспериментальная зависимость времени затягивания сигнала от расстояния (точки); сплошная линия — теоретическая кривая, рассчитанная по зависимости скорости звука от глубины (фиг. 1). Наблюдается хорошее совпадение теоретических расчетов и экспериментальных данных.



Фиг. 3. Экспериментальная зависимость флуктуаций времени прихода сигналов



Фиг. 4. Пример экспериментальной автокорреляционной функции $K(\tau)$

Временные флуктуации σ переднего и заднего фронтов сигнала, которые соответственно формируются глубоководными и мелководными лучами, имеют различный характер. Величина флуктуаций времени прихода первого импульса (передний фронт) очень мала и не превышает ошибку регистрации $\sim 0,5$ мсек независимо от того, какое расстояние прошел импульс. Это позволяет сделать вывод о том, что глубоководные слои океана, где в основном распространяется первый импульс, являются достаточно стабильными во времени и пространстве и не оказывают сколь-нибудь значительного влияния на флуктуации акустического сигнала, по крайней мере в течение 45 мин (время проведения опыта на одной из дрейфовых станций).

Флуктуации времени прихода последних импульсов (заднего фронта) хотя и невелики, но отчетливо наблюдаются и увеличиваются с дистанцией. Зависимости среднеквадратических величин флуктуаций времен пробега σ от расстояния R для глубин приема 50 м (кривая 1) и 120 м (кривая 2) даны в двойном логарифмическом масштабе на фиг. 3. Как видно из фиг. 3, экспериментальные точки довольно хорошо ложатся на прямые линии, которые соответствуют зависимости $\sigma = aR^n$. Параметры a и n находятся методом наименьших квадратов; для горизонта 50 м $n=0,46$, а $S(n)=0,04$. Теоретическая зависимость флуктуаций времени пробега сигнала σ от расстояния в случае статистически-однородной среды и гауссовой функции корреляции флуктуаций показателя преломления получена в работе [1] и имеет вид

$$(1) \quad \sigma = \sqrt{\overline{\Delta t^2}} = \frac{1}{c_0} [\sqrt{\pi} \bar{\mu}^2 a R]^{\frac{1}{2}},$$

где $\bar{\mu}^2$ — величина флуктуаций показателя преломления, a — масштаб неоднородностей.

Следовательно, флуктуации времен прихода импульсов, распространяющихся в верхней толще океана (вблизи от звукового канала), находятся в хорошем согласии с теоретической формулой (1).

Полученные результаты дают возможность оценить размеры неоднородностей в среде по формуле (1). Для этой цели можно воспользоваться независимыми измерениями величины $\bar{\mu}^2$, значения которой в районе исследований оказались в пределах $2-0,5 \cdot 10^{-6}$. Измерения проводились на глубине до 100 м в дрейфе и на ходу судна. Среднее значение $\bar{\mu}^2 = 10^{-6}$ соответствует величине размера неоднородностей $a \sim 100$ м.

Величину размера неоднородностей можно оценить также по временной корреляционной функции флуктуаций времени пробега звукового импульса $K(\tau)$ (фиг. 4), если воспользоваться гипотезой замороженной турбулентности. В работе [2] получено следующее условие, при котором эта гипотеза справедлива:

$$(2) \quad (\epsilon a)^{\frac{1}{3}} \ll \bar{u},$$

где ϵ — скорость диссипации энергии турбулентности, a — характерный размер неоднородности, \bar{u} — средняя скорость дрейфа.

При проведении эксперимента величина \bar{u} составляла около двух узлов, а средняя скорость диссипации энергии турбулентности в условиях глубокого моря, по данным работы [7], имеет порядок 10^{-2} см/сек³. Следовательно, условие (2) выполнялось. Заметим, что направление дрейфа было почти перпендикулярно трассе распространения звука. Учитывая, что интервал поперечной корреляции флуктуа-

ций времен пробега лучей имеет порядок размера неоднородностей [1], можно оценить величину a : $a = \bar{v} \cdot T_{\text{кор}}$, где $T_{\text{кор}}$ — временной интервал корреляции, взятый из фиг. 4. В результате получим, что средний размер неоднородностей приблизительно равен $a \sim 75$ м.

Автор искренне благодарен Л. А. Чернову и Б. Ф. Курьянову за сделанные замечания и советы при просмотре рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Чернов. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
3. Ю. Н. Барабаненков, Ю. А. Кравцов, С. М. Рытов, В. И. Татарский. Распространение волн в случайно-неоднородной среде. Успехи физ. н., 1970, 102, 1, 3–42.
4. R. Kennedy. Phase and Amplitude Fluctuations in Propagating through a Layered Ocean. J. Acoust. Soc. America, 1969, 46, 3 (1), 737–745.
5. В. А. Анапасенко, Л. М. Нефедов, И. П. Шаромов. Исследование флуктуаций скорости распространения звука в районе фронтальной зоны. Тр. СахКНИИ, гидрофизика океана, 1972, вып. 28, 25–31.
6. Л. М. Бреховский. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
7. Р. В. Озмидов. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М., «Наука», 1968.

Сахалинский комплексный
научно-исследовательский институт
Дальневосточный научный центр
Академии наук СССР

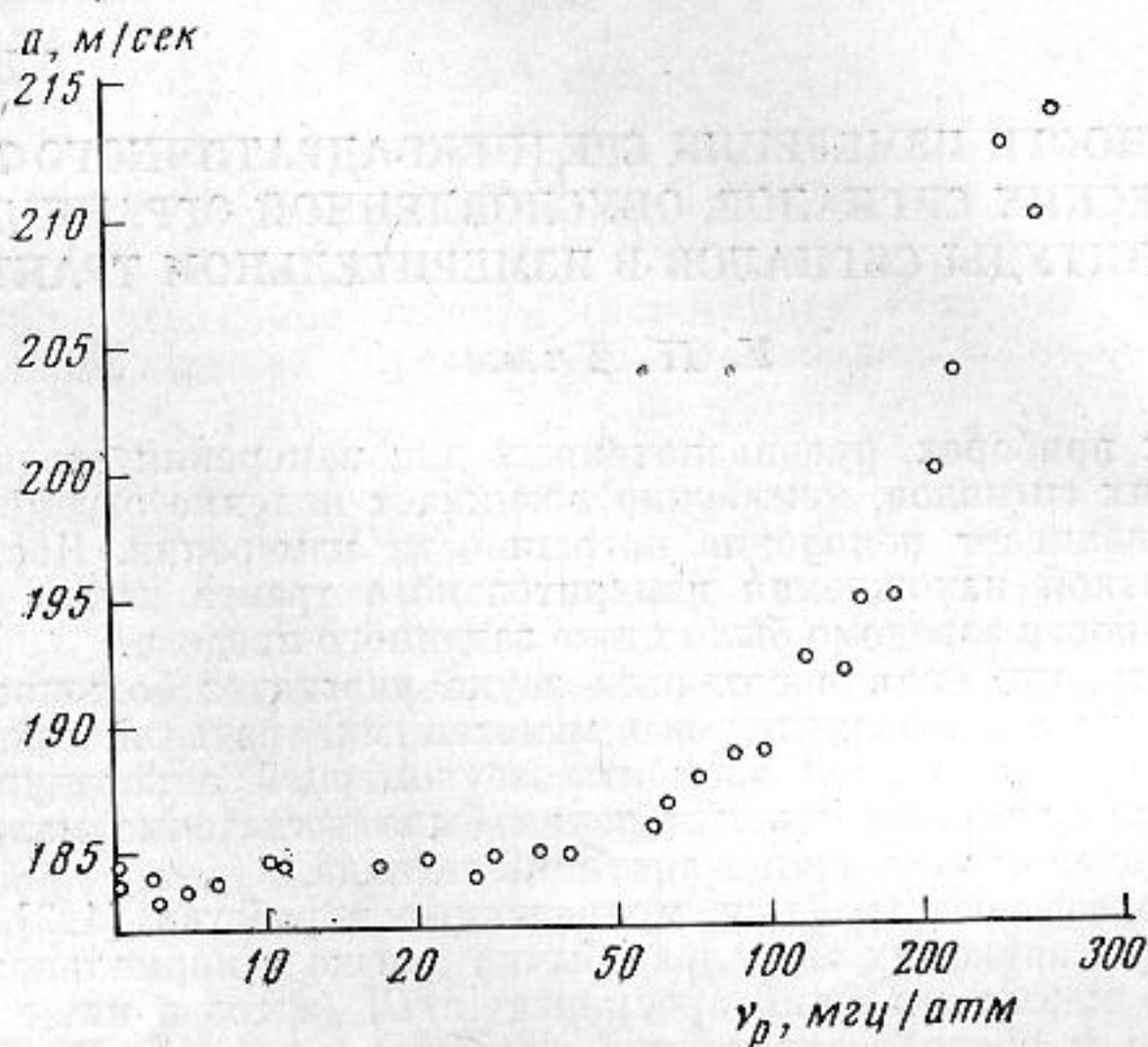
Поступила
17 декабря 1973 г.

УДК 534.286

ЗАМЕЧАНИЕ К СТАТЬЕ Ю. А. БУТЫЛЕВА, В. Ф. ЯКОВЛЕВА О КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ПАРАХ ЦИКЛОГЕКСАНА [1]

А. И. Сапожников, В. И. Серегина, В. Ф. Яковлев

Согласно результатам измерений, приведенных в работе [1], центр области колебательной релаксации в парах циклогексана при температурах 30 и 45° С находится вблизи 50 мгц/атм. Эти измерения охватывают область значений отношения частоты к давлению ν/p вплоть до 200 мгц/атм и не дают предельных значений



скорости звука, соответствующих выключению колебательных степеней свободы молекул.

Нами были проведены повторные измерения скорости звука в парах специально очищенного циклогексана ($t_{\text{кип}} = 80,7^\circ \text{C}$ при 760 мм рт. ст., $d_4^{20} = 0,7782 \text{ г/см}^3$, $n_D^{20} = 1,4232$) при температуре 45° С на усовершенствованной интерферометрической