

К. В. КОНЯЕВ, К. Д. САБИННИН

**НОВЫЕ ДАННЫЕ О ВНУТРЕННИХ ВОЛНАХ В МОРЕ,
ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДАТЧИКОВ
ТЕМПЕРАТУРЫ**

(Представлено академиком Л. М. Бреховских 29 V 1972)

Наиболее простой и распространенный способ индикации внутренних волн основан на измерении колебаний температуры в термоклине — слое с большим градиентом температуры по глубине $\beta(z) = \partial T(z) / \partial z$, где $T(z)$ — зависимость температуры воды от глубины z . Колебания температуры измеряются точечными датчиками и, как правило, передают колебания водных слоев с большими искажениями ^(1, 2). Это снижает достоверность сведений о внутренних волнах, полученных по записям температуры.

Если не учитывать изменения амплитуды колебаний водных слоев по глубине, то колебания температуры $T_{z_0}(t)$ в фиксированной точке на глубине z_0 зависят от колебаний водных слоев $z(t)$ и от изменения температуры воды по глубине $T(z)$:

$$T_{z_0}(t) = T[z_0 + z(t)].$$

Внутренние волны неискаженно преобразуются в колебания температуры только при линейной зависимости температуры от глубины: $T(z) = \alpha + \beta z$, где α и β постоянные. Колебания температуры в этом случае оказываются пропорциональными $z(t)$:

$$T_{z_0}(t) = \alpha + \beta z_0 + \beta z(t).$$

Однако температурный градиент β практически всегда быстро и в больших пределах изменяется по глубине ⁽¹⁾, что порождает указанные нелинейные искажения.

Искажения можно существенно ослабить, введя усреднение температуры по глубине:

$$T_{z_0, \Delta z}(t) = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_0 - \Delta z/2}^{z_0 + \Delta z/2} T[z(t)] dz,$$

где z_0 — глубина середины интервала усреднения, Δz — протяженность интервала усреднения.

Реальные кривые $T(z)$ в первом приближении часто можно представить в виде одной ступени: верхний слой воды имеет постоянную по глубине температуру T_1 , нижний слой — температуру T_2 , изменение температуры происходит скачком на границе раздела (двухслойная модель). При наличии внутренних волн температура $T_{z_0}(t)$ в этом случае либо изменяется скачками от T_1 к T_2 и обратно, либо вообще не изменяется. Средняя температура $T_{z_0, \Delta z}(t)$ при условии, что Δz больше амплитуды внутренних волн, оказывается пропорциональной колебаниям $z(t)$:

$$T_{z_0, \Delta z}(t) = \frac{1}{\Delta z} \{ [z_0 - z(t)] T_1 + [z_0 + z(t)] T_2 \} = \frac{T_1 - T_2}{\Delta z} z(t) + \text{const.}$$

Коэффициентом пропорциональности между $z(t)$ и средней температурой служит средний на длине Δz градиент температуры $\beta_{\Delta z} = (T_1 - T_2) / \Delta z$.

При усложнении формы $T(z)$ возникают нелинейные искажения и в колебаниях средней температуры, однако эти искажения всегда меньше, чем

искажения температуры в точке, так как средний градиент температуры $\beta_{\Delta z}$ изменяется по глубине значительно более плавно, чем точечный градиент β . Средний градиент $\beta_{\Delta z}$ более стабилен также по пространству (в горизонтальной плоскости) и по времени, что позволяет увереннее судить об истинной амплитуде внутренних волн и, в частности, сопоставлять по величине волны, измеренные в разных точках пространства.

Амплитуды внутренних волн разных мод по-разному изменяются по глубине. Это приводит к тому, что в записи средней температуры колебания разных мод передаются избирательно, причем избирательность зависит от параметров интервала усреднения z_0 и Δz .

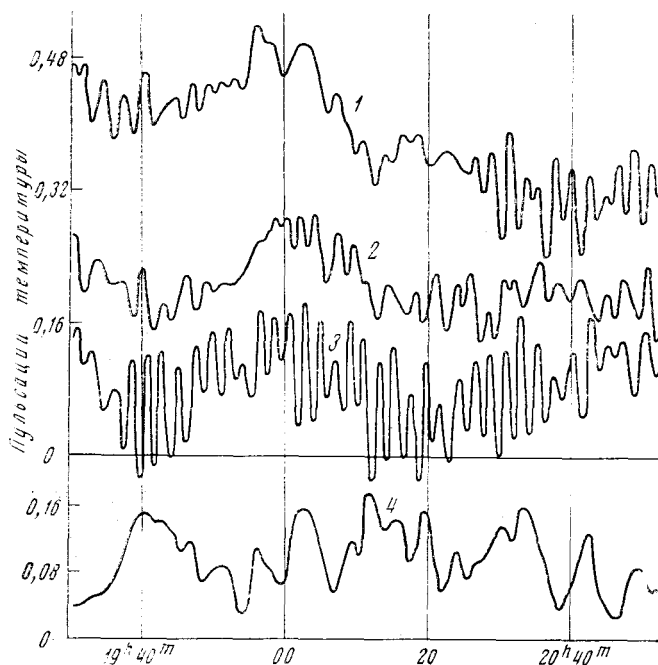


Рис. 1. Колебания температуры (в градусах) трех распределенных датчиков, разнесенных в горизонтальной плоскости (1—3) и огибающая колебаний кривой 3 (4); 4 X 1971 г.

Средняя по глубине температура может измеряться распределенным по глубине датчиком температуры, имеющим вид вертикально вытянутой проволоки длиной Δz , электрически изолированной от воды. Полное электрическое сопротивление проволоки изменяется пропорционально средней на длине проволоки температуре воды. Распределенные датчики температуры были применены для измерения внутренних волн в прибрежной зоне Черного моря в сентябре и октябре 1971 г. Ниже обсуждаются основные результаты измерений.

На записях температуры, полученных на одном, двух или трех разнесенных в пространстве 40-метровых распределенных датчиках (основная площадка наблюдений находилась в 500 м от берега при глубине около 60 м; вертикальные проволоочные датчики охватывали слой воды от 5 до 45 м) в диапазоне высокочастотных колебаний (периоды от 1 до 5 мин.) можно выделить три типа кривых: запись без высокочастотных колебаний; беспорядочные не очень интенсивные высокочастотные колебания; цуги, длиной до 35 волн, квазисинусоидальных относительно интенсивных колебаний, главным образом с периодом около 2 мин. (рис. 1). В ряде случаев цуги локализуются не только во времени, но и в пространстве: один из наиболее длинных цугов, например, наблюдается только на одном из трех

датчиков, расположенных в горизонтальной плоскости в вершинах треугольника со сторонами 110, 115 и 170 м. Всего в течение трех недель зафиксировано не менее 14 ярко выраженных цугов, которые четко выделяются на записях при визуальном просмотре. Цуговой (переменяющийся) характер и узкополосность колебаний температуры точечного датчика

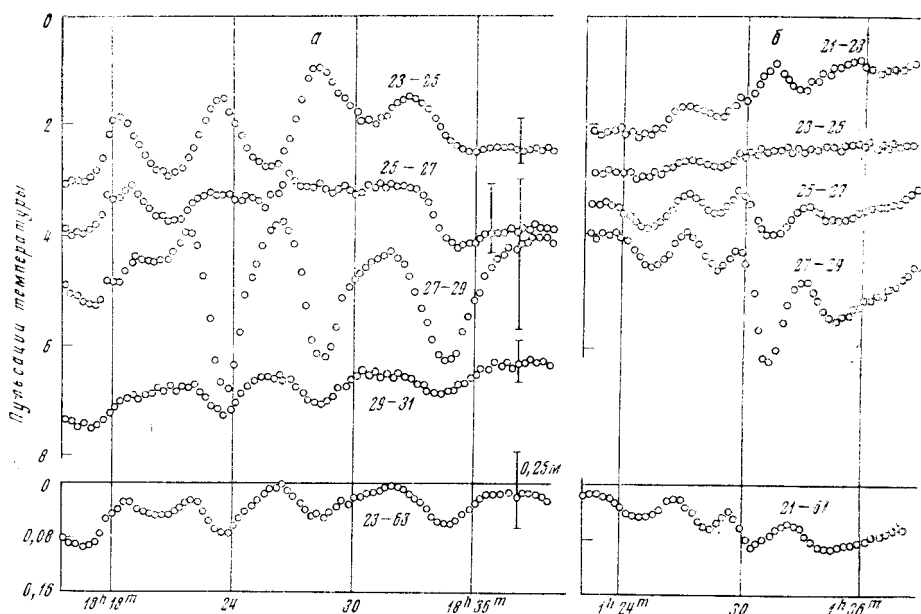


Рис. 2. Колебания температуры (в градусах) четырех двухметровых и одного сорокаметрового датчика. Цифрами у кривых обозначены интервалы глубин (в метрах), охватываемых соответствующими датчиками. Вертикальные линии у каждой из кривых показывают изменение регистрируемой температуры при изменении глубины соответствующего датчика на один метр. а — 16 X 1971 г., б — 17 X 1971 г.

в термоклине в условиях моря и океана отмечались и ранее (^{3, 4}), однако точечный датчик может индцировать ложные цуги.

Такая картина высокочастотных колебаний не согласуется с распространенным представлением о внутренних волнах как об относительно однородном и стационарном случайном поле. При цуговом строении колебаний оперирование усредненным энергетическим спектром неправомерно и не позволяет передать характерные черты поля, поэтому рассматриваются спектры колебаний в пределах отдельных цугов. При небольшом усреднении по частоте спектры имеют вид узкого хорошо выраженного пика с отношением несущей частоты к ширине пика, достигающим 10. Столь узкополосные колебания могут возникать только в высокодобротной колебательной системе.

Беспорядочные высокочастотные колебания вне цугов, как правило, обладают меньшей интенсивностью и, возможно, являются остатками разрушившихся цугов.

Квазисинусоидальный характер колебаний в цугах позволяет выделить огибающую колебаний. Огибающая наиболее длинного цуга (рис. 1, 4) имеет выборочное распределение вероятностей, более близкое к нормальному, чем к рэлеевскому. Кроме того, она ни разу в пределах цуга не достигает нулевого значения, а фаза колебаний соответственно не испытывает скачкообразного изменения на 180° . Вероятность появления столь длинного цуга без скачков фазы равна 0,1 для шума с рэлеевской огибающей и близка к 1 для шума с нормальной огибающей.

Вывод, что наблюдаемый цуг является узкополосным шумом с огибающей, распределенной по нормальному закону, важен для выбора между

двумя возможными механизмами возникновения цугов внутренних волн: резонансное возбуждение ветровыми волнами (⁵, ⁶) или генерация волн из-за неустойчивости Гельмгольца в слое с вертикальным градиентом горизонтальной скорости движения воды. В первом случае эквивалентная схема имеет вид линейного пассивного фильтра, на входе которого действует широкополосный шум, а на выходе наблюдается узкополосный шум. Огибающая шума в этом случае имеет рэлееское распределение. Во втором случае работает автогенератор, содержащий избирательный фильтр. Огибающая генерируемых колебаний имеет нормальное распределение (⁷). Эксперимент свидетельствует в пользу второго механизма: колебания в цугах создаются в результате автогенерации.

Модальный состав внутренних волн определяется по колебаниям температуры четырех двухметровых распределенных датчиков, установленных в термоклине один за другим на одной вертикали. Наблюдения велись в течение 36 час., причем почти все это время существовали внутренние волны.

Высокочастотные колебания (периоды от 1 до 5 мин.) на всех четырех датчиках почти полностью подобны в течение 94% времени наблюдения. Связка датчиков перекрывает практически весь слой воды, в котором могут существовать высокочастотные колебания, поэтому можно говорить о преимущественном развитии колебаний первой моды. Половину остального времени (3%) занимают более или менее четкие колебания только второй моды (рис. 2а). Наибольшая продолжительность непрерывных колебаний второй моды равна 3—4 периодам. Переходы от колебаний первой моды ко второй и обратно часто происходят скачкообразно без существенного изменения амплитуды колебаний (рис. 2б). Оставшиеся 3% времени заняты одновременными колебаниями первой и более высоких мод.

Низкочастотные колебания (периоды более 5 мин.) на четырех датчиках почти все время различаются по форме, что можно объяснить более богатым модальным составом этих колебаний и постоянным присутствием колебаний разных мод (рис. 3).

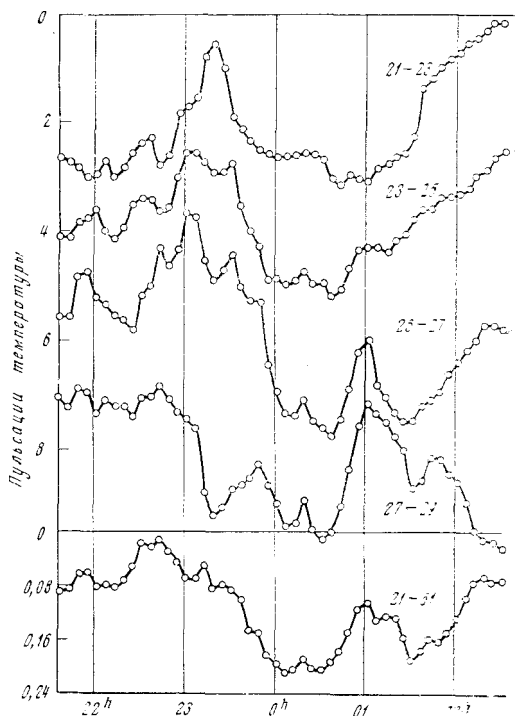


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но значения температуры сглажены по времени (интервал сглаживания 6 мин.)

Акустический институт
Москва

Поступило
26 IV 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. Cox, J. Nagata, T. Osborn, Bull. Japan. Soc. Fisheries Oceanogr., Special Number, 67 (1969). ² O. M. Phillips, J. Phys. Oceanogr., 1, 1 (1971). ³ K. Kaile, Ann. Hydrogr. u. Marit. Meteorol., 70, 383 (1942). ⁴ Р. Д. Сабинин, Физика атмосферы и океана, 7, № 5, 571 (1971). ⁵ О. Филлипс, Динамика верхнего слоя океана, М., 1969. ⁶ Л. М. Бреховских, В. В. Гончаров и др., Физика атмосферы и океана, 8, № 2, 192 (1972). ⁷ С. М. Рытов, Введение в статистическую радиофизику, М., 1966.