

виях. Если учесть трение в матрице, то можно сделать заключение, что прямое и обратное превращение в поле ультразвуковых колебаний происходит при давлении, незначительно отличающимся от давления равновесия фаз ( $P \sim 357$  МПа).

На рис. 3 приведена зависимость, полученная при ультразвуковом воздействии на образцы RbI в серии следующих экспериментов. Ультразвук включался на 5 мин после начала фазового превращения B1-B2; при этом наблюдалось уменьшение объема образца одновременно с падением давления под плунжером пресса (усилия), что говорит об образовании новой фазы при более низком давлении, чем давление начала фазового перехода (по расчету давление падает до  $\sim 357$  МПа). Затем после выключения ультразвука давление фазового превращения возрастает до обычной величины ( $P \sim 433$  МПа) этого превращения из опыта № 1; в промежутке между этими давлениями происходит сжатие смеси двух фаз, образовавшейся за 5 мин воздействия. Затем снова включались ультразвуковые колебания, и давление фазового превращения B1-B2 снова уменьшалось до  $\sim 357$  МПа (рис. 3). При снятии усилия ультразвуковые колебания также включались неоднократно во время фазового превращения B2-B1 на короткие промежутки времени. При этом наблюдалось увеличение давления обратного фазового превращения B2-B1 до  $\sim 354$  МПа, что также свидетельствует о наработке под воздействием ультразвука стабильной фазы. Особенности поведения исследуемого вещества в опыте № 3 из первой и второй серии экспериментов практически совпадают.

Таким образом, показано, что воздействие ультразвуковых колебаний способствует снижению давления начала фазового перехода B1-B2 в RbI, резкому уменьшению петли гистерезиса и, с учетом трения в матрице давление фазового превращения сдвигается к линии равновесия фаз ( $P \sim 357$  МПа) как на прямом, так и на обратном ходу.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамов О.В., Хорбенко И.Г., Швецла Ш.* Ультразвуковая обработка материалов. М.: Машиностроение, Братислава: Альфа, 1984.
2. *Бланк В.Д., Коняев Ю.С., Осипова В.Т.* Влияние фазового наклепа и пластической деформации на гистерезис полиморфных превращений в щелочногалогенидных кристаллах под давлением // Докл. АН СССР. Неорганические материалы. 1983. Т. 19. С. 85–89.
3. *Vaidya S.N., Kennedy G.C.* Compressibility of 27 halides to 45 kbar // J. Phys. and Chem. Sol. 1971. V. 32. N 5. P. 951–964.
4. *Lakat A., Peyronneau J.* Transition polymorphique de RbCl sous haute pression. Influence des paramètres expérimentaux sur l'effet d'hysteresis // Le Journal de Physique. 1973. V. 34. P. 1041–1053.
5. *Семенов В.П., Долгушин Г.Г., Коробов В.К., Бацанов С.С.* Фазовые переходы в галогенидах калия и рубидия // Докл. АН СССР. Неорганические материалы. 1980. Т. 16. С. 1646–1649.

Институт физики высоких давлений  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
11.12.90

УДК 534.44.

© 1991 г.

В.А. Журавлев, И.К. Кобозев, А.А. Мигулин,  
В.Г. Петников, А.Ю. Шмелев

### ФАЗОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ПРИДОННОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Исследование флуктуаций низкочастотных звуковых волн при их распространении в океаническом волноводе представляет несомненный интерес в связи с задачами акустической томографии океана. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований флуктуаций звуковых волн на стационарной акустической трассе в волноводе с отрицательным градиентом профиля скорости звука. Интерпретация полученных результатов дана на основе упрощенной теории распространения акустических волн в волноводе с линейной зависимостью профиля скорости звука [1] и в предположении, что основной причиной флуктуаций является приливная волна.

Геометрия эксперимента и методика его проведения подробно изложена в работе [2]. Напомним кратко основные моменты. Два низкочастотных излучателя звука были установлены на дно на глубину 50 м. В 70 км от излучателя, также на дне, на глубине 130 м находился одиночный гидрофон. Глубина моря на трассе варьировалась в пределах 50–320 м. Излучались одновременно два низкочастотных тональных сигнала на частотах  $f_1$  и  $f_2$  ( $f_2/f_1 \approx 3$ ) в несколько сотен Гц.

На рис. 1 представлен усредненный профиль скорости звука в волноводе, измеренный во время эксперимента. Запись сигналов проводилась в течение 14 ч.

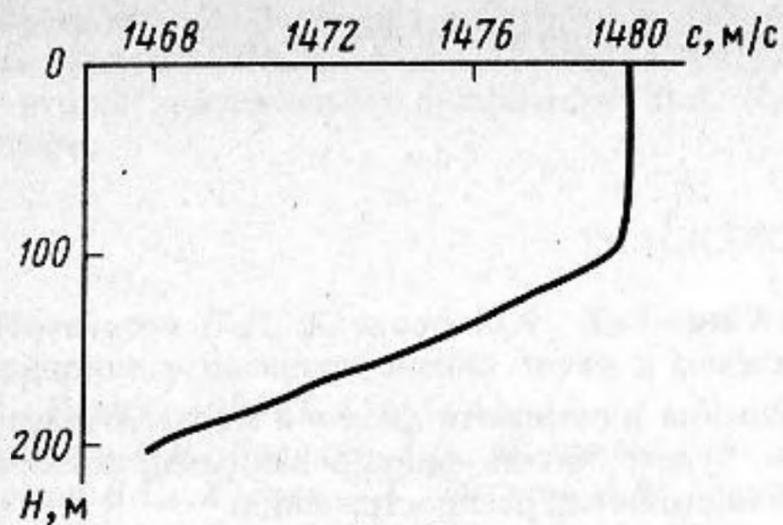


Рис. 1

Рис. 1. Усредненный профиль скорости звука

Рис. 2. Экспериментальная зависимость изменения фазы акустического поля от времени для сигналов с частотами  $f_1$  и  $f_2$  (а); теоретическая зависимость изменения фазы акустического поля от времени для сигнала с частотой  $f_1$  (б); зависимость изменения уровня моря от времени под действием прилива (в)

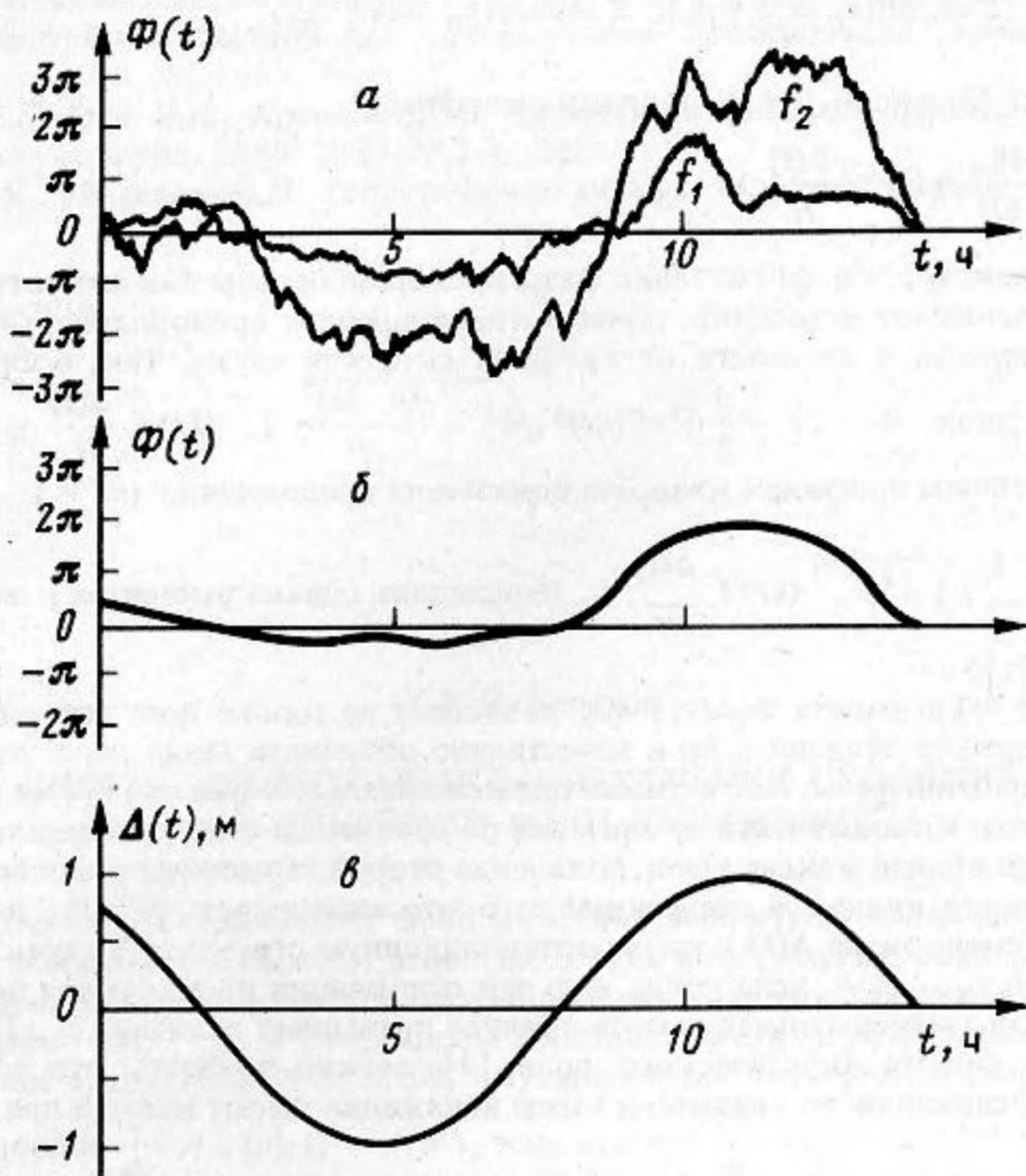


Рис. 2

Для измерения фазы акустического сигнала, прошедшего через океан, использовался стандартный алгоритм  $\varphi(t) = \arctg \frac{Y(t)}{X(t)}$ , где  $\varphi(t)$  — фаза акустического сигнала,  $X(t)$  и  $Y(t)$  — квадратурные составляющие сигнала. Выделение квадратурных составляющих осуществлялось с помощью блока аналоговой обработки сигнала [3], а вычисление величины  $\varphi(t)$  осуществлялось на ЭВМ "Labtam". Как и следовало ожидать, наряду с плавными изменениями фазы наблюдались также скачкообразные изменения, вызванные неоднозначным определением фазы в моменты интерференционных замираний сигнала. На рис. 2, а представлены зависимости изменения фазы акустического сигнала от времени  $\Phi(t)$  после устранения всех скачкообразных изменений для частот излучения  $f_1, f_2$  соответственно ( $\Phi(t) = \varphi(t) - \varphi(0)$ ). На этом же рисунке представлена зависимость изменения уровня моря от времени  $\Delta(t)$  под действием прилива, рис. 2, в. (При корректировке фазы сигнала  $\varphi(t)$  предполагалось, что скорость изменения фазы сигнала под действием океанических процессов не может превосходить величины 3 град/с.). Из рис. 2, а видно, что вариации фазы достигают нескольких циклов, а характерное время изменения фазы составляет несколько часов. Наблюдается также некоторая корреляция между изменениями фазы сигнала и колебаниями уровня моря  $\Delta(t)$ . Однако зависимость  $\Phi(t)$  является более сложной.

Предположим, что основной причиной флуктуаций фазы акустического поля является приливная волна  $\Delta(t)$ , высота которой много меньше глубины волновода  $H$ :  $|\Delta(t)| \ll H$ . Поле на расстоянии  $r$

от монохроматического источника звука может быть представлено в виде суммы  $N$  мод:

$$U = \sum_{n=1}^N A_n \exp(i\varphi_n). \quad (1)$$

Фаза поля (1) дается выражением

$$\varphi = \text{Arctg} \left( \frac{\sum_{n=1}^N A_n \sin \varphi_n}{\sum_{n=1}^N A_n \cos \varphi_n} \right). \quad (2)$$

Здесь  $\varphi_n = h_n r + \theta_n$ ,  $h_n$  и  $\theta_n$  — постоянная распространения и начальная фаза  $n$ -й моды. Амплитуды  $A_n$ , определяемые глубиной источника и приемника, будем считать фиксированными, поскольку фаза (2) чувствительна в первую очередь к вариациям постоянных распространения.

Полагая  $H(t) = H + \Delta(t)$ ,  $h_n(t) = h_n + (\partial h_n / \partial H) \Delta(t)$ , получим для фазы  $\varphi(t)$  следующее выражение:

$$\varphi(t) = \varphi + \Phi = \text{Arctg} \frac{\sum_{n=1}^N A_n \sin(\kappa_n \Delta(t) + \varphi_n)}{\sum_{n=1}^N A_n \cos(\kappa_n \Delta(t) + \varphi_n)}, \quad (3)$$

где  $\kappa_n = r(\partial h_n / \partial H)$ . Из (3) видно, что по порядку величины

$$\Phi \sim \kappa_n \Delta(t) \sim \left( \frac{H}{k} \frac{\partial h_n}{\partial H} \right) (kr) \left( \frac{\Delta(t)}{H} \right) \quad (4)$$

(здесь  $k$  — волновой вектор), т.е. флуктуации фазы пропорциональны как амплитуде прилива, так и горизонтальному удалению от источника, однако коэффициенты пропорциональности существенно зависят от типа волновода, в частности от профиля скорости звука. Так, в случае однородного волновода с жестким дном  $\Phi \sim (n - \frac{1}{2})^2 \pi^2 (kH^2 \sqrt{k^2 - \frac{(n-1/2)^2}{H^2}})^{-1} (kr) \left( \frac{\Delta(t)}{H} \right)$ , а в случае придонного волновода с линейным профилем квадрата показателя преломления ( $n^2 = 1 - \alpha z$ )  $\Phi \sim \frac{\alpha H}{2} (1 +$

$+\alpha H - [ \frac{3\alpha}{2k} \pi (n - \frac{1}{4}) ]^{2/3})^{-1/2} (kr) \left( \frac{\Delta(t)}{H} \right)$ . (Последняя оценка относится к энергонесущим модам низших номеров [1]).

Анализ нелинейной зависимости  $\Phi(\Delta(t))$  (3) позволяет не только получить оценку флуктуаций изменения фазы по порядку величины, но и качественно объяснить такие характерные особенности кривых временных вариаций фазы, как несимметричное поведение фазы во время прилива и отлива, сильные искажения фазы в зависимости от времени по сравнению с синусоидальной формой прилива, а именно уплощения вблизи максимумов, появление второй гармоники с амплитудой, сравнимой с первой. Эти особенности являются следствием того, что зависимость  $\Phi(\Delta(t))$  не обладает какой-либо симметрией при смене знака  $\Delta(t)$  и имеет осцилляционную структуру с характерным периодом осцилляций  $\Delta_0 \sim 2\pi / | \kappa_n - \kappa'_n |$ , вследствие чего эти осцилляции проявляются во временной зависимости при условии, что максимальная высота прилива превышает величину  $\Delta_0$ . Привлекая теорию дислокаций фазового фронта акустического поля [4], можно показать, что если вблизи точки приема оказывается дислокация, то указанные выше искажения имеют место и при условии  $|\Delta(t)| \ll \Delta_0$ .

В качестве примера по формуле (3) был выполнен расчет изменения фазы акустического поля  $\Phi(t)$  под действием прилива высотой 1 м для сигнала с частотой излучения  $f_1$ . Использовалась упрощенная модель волновода с линейной зависимостью профиля скорости звука, с жестким дном и параметрами, близкими к экспериментальным. Горизонтальное расстояние от источника до приемника звука, расположенных на дне, составляло  $r = 70$  км, глубина волновода  $H = 200$  м = const, градиент профиля квадрата показателя преломления  $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$  м<sup>-1</sup> = const, учитывались первые 9 мод. При этом предполагалось, что начальные фазы всех 9 мод равны нулю, первые три моды, которым соответствуют донные бриллюэновские лучи [1], имеют одинаковые амплитуды, а амплитуды последующих мод спадают пропорционально  $\exp(-k_1 \pi^2 (2n - 1)^2 r / 8H^3 k^2)$ , где  $k_1$  — коэффициент в разложении френелевского коэффициента отражения в ряд при малых значениях угла скольжения [5].

Результаты расчета приведены на рис. 2, б, из которого видно, что как порядок величины  $\Phi(t)$ , так и характерные искажения временного хода фазы (уплощения вблизи максимумов, появление вторых гармоник) качественно согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, проведенные упрощенные оценки показывают, что поведение фазы акустического сигнала, наблюдаемое в эксперименте, может быть связано с воздействием прилива.

Полученные результаты, несмотря на упрощенную модель волновода, показывают возможность сопоставления эксперимента и расчета при исследованиях фазовых флуктуаций звуковых волн на стационарных трассах, обусловленных крупномасштабными гидродинамическими возмущениями. Конечно, для более детального сопоставления необходимо более подробно измерить характеристики волновода по трассе (профиль скорости звука, профиль дна, структуру донных осадков и их физические свойства), а с другой стороны, используя более совершенные модели, сопоставить теорию и эксперимент на основе количественных мер сравнения [6]. Все это позволит уточнить и

доопределить свойства дна и перейти к фазовой томографии естественных волноводов малой глубины, экспериментальная схема которой приведена в работе [7].

Авторы признательны профессору Ю.А. Кравцову за постановку задачи и постоянный интерес к работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кацнельсон Б.Г., Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Кулапин Л.Г., Петников В.Г. Упрощенная теория придонного распространения звука в мелком море // Исследования по гидрофизике. Тр. ФИАН. М.: Наука, 1984. Т. 156. С. 41–55.
2. Бункин Ф.В., Вавилин А.В., Журавлев В.А., Кравцов Ю.А., Любченко А.Ю., Омельченко Н.Н., Петников В.Г., Худиев Л.Т., Шмелев А.Ю. Предварительные результаты исследования пространственно-временной изменчивости мелкого моря на стационарной акустической трассе // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 5. С. 594–598.
3. Быстров В.П., Вавилин А.В., Капустин П.А., Сабиров О.И., Славинский М.М., Смирнов С.Ю. Многоканальная измерительная система для акустического зондирования океана // ПТЭ. 1983. № 5. С. 151–155.
4. Журавлев В.А., Кобзев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта акустического поля в волноводах // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 260–265.
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Гидрометеиздат, 1983. 262 с.

Институт общей физики  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
02.04.90

УДК 534.222

© 1991 г.

Ю.В. Петухов

#### ЭФФЕКТ НЕЦЕНТРАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ СХОДЯЩИХСЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ

При распространении расходящихся волн конечной амплитуды нелинейные эффекты проявляются качественно одинаковым образом в волнах сжатия и разрежения, приводя к нелинейной трансформации их формы профиля вплоть до формирования ударных фронтов в начальной и конечной фазах соответственно (см. [7]). В сходящихся же волнах сжатия и разрежения конечной амплитуды возможно появление существенных отличий, обусловленных тем, что их скорость распространения

определяется разностью  $\frac{dr}{dt} = u(p', t) - c(p')$ , а не суммой  $\frac{dr}{dt} = c(p') + u(p', t)$ , как для расходя-

щихся волн, между скоростью частиц  $u(p', t)$  и скоростью звука  $c(p')$  в волне, зависящих от возмущения давления  $p'$  в ней; здесь  $r$  — расстояние от центра симметрии (фокальной точки),  $t$  — время. Действительно, при сжатии волны разрежения к центру симметрии возмущение давления в ней возрастает по абсолютной величине  $|p'|$  ( $p' < 0$ ), что приводит к увеличению скорости частиц  $u(p', t)$ , а также, вследствие понижения суммарного давления  $p = p_0 + p'$  в среде по сравнению с исходным равновесным значением  $p_0$ , к уменьшению скорости звука  $c(p)$  в ней. При этом на некотором расстоянии  $r = r_*$  при  $t = t_*$  скорость распространения определенной части волны разрежения

с максимальными значениями  $|p'|$  может уменьшиться до нуля  $\left. \frac{dr}{dt} \right|_{t=t_*} = 0$ , а при  $t > t_*$  — изменить

знак на противоположный  $\frac{dr}{dt} > 0$ , соответствующий расходящейся волне. Таким образом, возможно

проявление эффекта нецентрального отражения сходящейся волны разрежения, для корректного описания которого при  $t > t_*$  необходимо, естественно, использование обеих характеристик

$$\frac{dr}{dt} = u - c(p') \text{ и } \frac{dr}{dt} = c(p') + u.$$

Для оценки давления  $p_*$ , при котором этот эффект может наблюдаться, воспользуемся зависимостью  $u(p) = 2[c_0 - c(p)] / (\gamma - 1)$ , справедливой для плоской волны; здесь  $c(p) = c_0 (p/p_0)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$ ,  $\gamma$  — показатель адиабаты среды,  $c_0 = c(p = p_0)$ ; тогда из равенства  $u(p) - c(p)$  находим величину

$$p_* = p_0 \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}.$$