

03; 07; 08

© 1991

ФОРМИРОВАНИЕ ПРЕДВЕСТНИКА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОПТОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА

В.Д. Киселев, А.О. Максимов

Проведенные в последнее время эксперименты по генерации оптоакустических импульсов в морской воде [1-3] продемонстрировали существенные отличия в форме принимаемых акустических сигналов от регистрируемых в лабораторных условиях для пресной воды [4-6]. Принципиальным обстоятельством, различающим условия натурального и лабораторного экспериментов, является существование в приповерхностном слое океана скоплений газовых пузырьков и растворенных солей магния. Именно эти два механизма: резонансное рассеяние звука на газовых пузырьках и кнезеровская релаксация на солях магния приводят к дисперсии акустических волн. В свою очередь, очень широкий спектр акустического импульса, возбужденного лазерным излучением, обеспечивает благоприятные условия для регистрации дисперсионных эффектов.

Цель настоящего сообщения - объяснить искажения, наблюдавшиеся на переднем фронте импульса в экспериментах [1, 3], формированием предвестника. Будем обсуждать ситуацию, когда источник формировался пучком CO_2 -лазера с характерным радиусом $a \sim 1.5$ см, при этом излучение звука происходило из приповерхностного слоя микронной толщины (коэффициент поглощения $\mu = 870 \text{ см}^{-1}$) а регистрация акустических сигналов осуществлялась гидрофоном, расположенным на глубине 8 м под пятном. В однородной жидкости, занимающей полупространство ($Z < 0$), давление в дальней зоне на оси излучения имеет вид

$$p(z, t) = -\frac{ia^2}{2z} \int dt' \int d\omega \exp[i\omega(t-t') + ik|z|] \cdot k(\omega) \cdot \hat{p}_s(t'), \quad (1)$$

где $\hat{p}_s(t) = \int d\vec{\rho} p_s(\rho, t) / \pi a^2$ - усредненное по поверхности пятна распределение поверхностной силы, моделирующей реакцию отдачи паров испаряющейся жидкости, $k(\omega) = \omega / c_\infty$, c_∞ - скорость звука в чистой жидкости. Для поверхностной силы используется традиционный тип аппроксимирующего выражения [5]: $\hat{p}_s(t) = \beta_0(t/T) \exp(-t/T)$, здесь T - характерное время, определяемое длительностью оптического импульса.

Учет распределенных в жидкости неоднородностей изменяет закон дисперсии акустических волн $k^2 = \omega^2 / c_\infty^2 [1 + \chi(\omega)]$. Однако

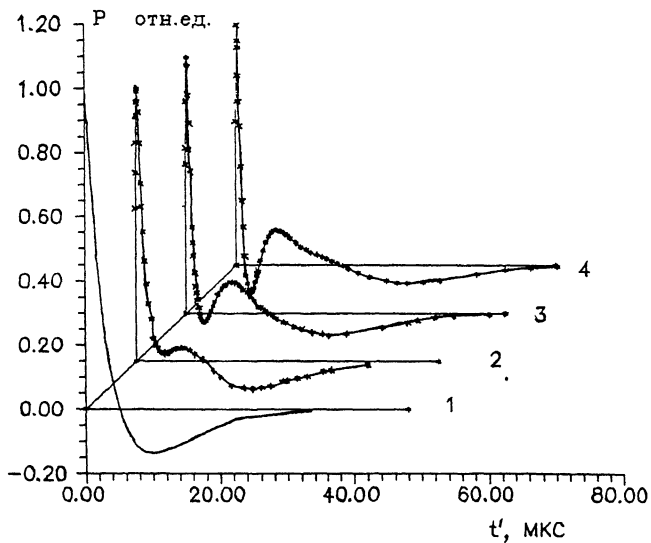


Рис. 1. Формирование предвестника. 1 - форма акустического импульса в отсутствие дисперсии $\lambda=0$; 2, 3, 4 - форма импульса для значений дисперсионного параметра $\lambda=1, 2, 3$; * - результаты численного расчета выражения (3).

на расстоянии в 8 м искажения, вносимые в (1) кнезеровской релаксацией еще незначительны, поэтому будем учитывать только вклад пузырьков. Для восприимчивости $\chi(\omega)$ имеем [7]:

$$\chi(\omega) = 4\pi c_{\infty}^2 \int_0^{\infty} dR \frac{n(R, z) R}{\omega_0^2(R) - \omega^2 - 2i\delta_0\omega}, \quad (2)$$

где $n(R, z)$ - функция распределения пузырьков по размерам, $\omega_0(R)$ - собственная частота радиальных пульсаций, δ_0 - постоянная затухания. Основываясь на наиболее последовательной модели [8] распределения пузырьков по размерам, мы используем простейшую трехпараметрическую аппроксимацию $\chi(\omega) \cong F \cdot \omega_*^2 / (\omega_*^2 - \omega^2 - 2i\delta\omega)$, правильно описывающую высоко- и низкочастотные асимптотики и вклад области наибольшего влияния пузырьков, при этом $(\omega_*/2\pi) \cong 60$ кГц, $\delta \cong 0.5\omega_*$, а величина F зависит от концентрации пузырьков и может изменяться в пределах $10^{-3} - 10^{-2}$. Отметим, что распределение пузырьков в океане очень неоднородно по глубине. Модель [8] дает: $n(R, z) = n(R) \times \exp(-|z|/d)$, где $d \cong 2$ м зависит от силы ветра (поверхностного волнения). Вклад пузырьков в дисперсию не очень велик ($\chi(\omega) \ll 1$), кроме того, характерные длины волн, составляющие оптоакустический импульс длительностью ~ 10 мкс, малы

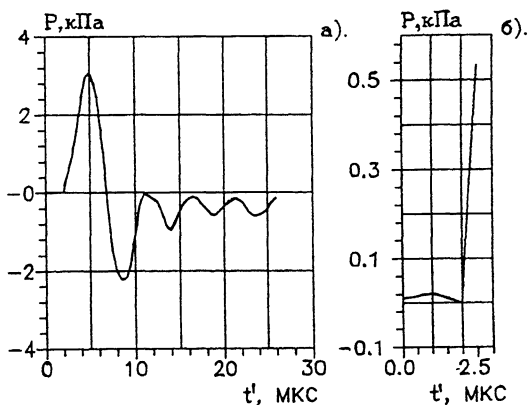


Рис. 2. а - форма акустического импульса, зарегистрированного на глубине 8 м [1], б - фрагмент переднего фронта.

по сравнению с масштабом пространственной неоднородности d , что позволяет применить приближение „геометрической оптики“. В результате перечисленных выше упрощений выражение (1) преобразуется к виду

$$P(z, t) = \frac{i P_0 \alpha^2}{2z c_{\infty} T} \int d\omega \exp\{i\omega[\varepsilon(\omega)d_*/c_{\infty} - t']\} \frac{\omega}{(\omega + i/T)^2}, \quad (3)$$

при этом время отсчитывается от момента прихода начального фронта $t = |z|/c_{\infty} + t'$, $d_* = d(1 - \exp(-|z|/d))$.

Начиная с основополагающих работ Зоммерфельда и Бриллюэна, выражения типа (3) применялись для анализа искажений волновых пакетов при прохождении ими резонансных сред. Аналитические выражения могут быть получены (см. [9, 10]) при описании начального фронта $t' \rightarrow 0$, определяемого высокочастотной асимптотикой восприимчивости $\varepsilon(\omega)$, а также при значительной дисперсии, когда $\lambda = 2Fd_*\omega_*/c_{\infty} \gg 1$ и интеграл может быть вычислен методом перевала. Задача в этом случае сводится к определению меняющегося во времени относительного расположения точек перевала и полюсов выражения (3). Эти весьма громоздкие вычисления, проясняющие физический смысл изменений в форме импульса: выделение распространяющегося со скоростью звука в чистой жидкости высокочастотного предвестника, формирование энергонесущего тела импульса, движущегося с групповой скоростью будут опущены. Дело в том, что в условиях эксперимента [1, 3] оценки концентрации пузырьков, а на их основе величины λ , дают $\lambda \sim 1$, что делает асимптотические вычисления неприменимыми.

На рис. 1 представлены результаты численных расчетов интеграла (3) для следующих значений параметров: $T=5$ мкс, $Z=8$ м, $\lambda=0, 1, 2, 3$. При вычислениях, следуя [6], учтено затухание, обусловленное диссипативными процессами вязкости и теплопроводности, улучшающее сходимость (3). в высокочастотной области. Результаты расчета наглядно демонстрируют формирование предвестника.

На рис. 2, а приведена форма оптоакустического импульса, наблюдавшегося в эксперименте [1, 3], а на рис. 2, б – фрагмент структуры переднего фронта (предвестник). При сопоставлении этих результатов отметим, что использование традиционной модели поверхностной силы обладает очевидным дефектом – слишком плавное спадание на заднем фронте исключает возбуждение переходных процессов, которые, однако, наблюдаются в эксперименте. С другой стороны, ограниченность полосы приемного гидрофона ГИР 1 (верхняя граничная частота составляла ~ 300 кГц) не позволила достаточно детально разрешить структуру предвестника, поскольку высокочастотные компоненты сигнала оказываются в значительной степени подавленными.

Отметим, что выделение предвестника в жидкости с пузырьками наблюдалось ранее в модельных экспериментах (см. [11] и цитированную там литературу) для значительно более протяженных импульсов, распространявшихся в ударных трубах, заполненных водным раствором глицерина.

Таким образом, данные эксперимента и результаты проведенных расчетов позволяют говорить о формировании предвестника на переднем фронте оптоакустического импульса при его распространении в приповерхностном слое океана.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Букин О.А., Ильичев В.И., Киселев В.Д. // ДАН СССР. 1990. Т. 315. № 1. С. 84–86.
- [2] Егерев С.В., Лямшев Л.М., Наугольных Л.А. // Акустический журнал. 1990. Т. 36. В. 5. С. 807–813.
- [3] Букин О.А., Ильичев В.И., Киселев В.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. В. 12. С. 1261–1263.
- [4] Лямшев Л.М., Наугольных К.А. // Акустический журнал. 1981. Т. 27. № 5. С. 641–668.
- [5] Витшас А.Ф., Григорьев В.В., Корнеев В.В., Сенцов Ю.И., Терентьев А.П., Ульянов К.Н. // Акустический журнал. 1985. Т. 31. № 3. С. 309–313.
- [6] Massabe B.S. // IEEE Ultrasonic symposium. Colorado. 1987. P. 11099–1108.

- [7] Carstensen E.L., Foldy L.L. // JASA. 1947. V. 19. N 3. P. 481-501.
- [8] Crawford G.B., Farmer D.M. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 8231-8243.
- [9] Физическая акустика / Ред. Дж. Мэзон. М.: Мир. 1973. Т. 5. 336 с.
- [10] Вайнштейн Л.А. // УФН. 1976. Т. 118. № 2. С. 336-367.
- [11] Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1983. 237 с.

Тихоокеанский
океанологический
институт ДВО АН СССР,
Владивосток

Поступило в Редакцию
30 августа 1991 г.