# НЕЛИНЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ АНОМАЛЬНОГО ЗАТУХАНИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

### Ю.В. Петухов, В.Е.Фридман

До настоящего времени не вполне ясны причины аномального затухания звука в морской воде на частотах ниже 10 кГц. В этом диапазоне коэффициент затухания существенно выше величины, определяемой релаксацией солей магния и вязкостью [1]. Использование взрывных источников звука показало, что роль солей в низкочастотном затухании не является определяющей, поскольку и в пресной воде также было обнаружено аномальное затухание [2]. Кроме того, экспериментальные данные показывают, что затухание слабых тональных сигналов меньше затухания соответствующих частотных компонент мощного акустического сигнала от взрывного источника [3]. На наш взгляд, аномальное затухание на частотах ниже 10 кГц может объясняться нелинейными эффектами при распространении взрывного импульса, тем более что большинство измерений проводилось с использованием взрывных источников.

Впервые влияние нелинейных эффектов на затухание звука от подводного источника отмечалось в работе [4]. Расчеты [4] показали, что нелинейность приводит к уменьшению затухания на низких частотах. Этот вывод, очевидно, противоречит как экспериментальным результатам, так и интуитивному представлению об увеличении затухания низкочастотных компонент за счет нелинейной «перекачки» эпергии от низких частот в высокие (см. [5]). Однако вывод [4] об уменьшении затухания в какой-то мере соответствует экспериментальным результатам [6]: интенсивность низкочастотных компонент (ниже 400 Гц) медленно увеличивается с расстоянием. Отметим, что авторы [6] объясняют этот результат погрешностью аппаратуры.

Работа посвящена изучению влияния нелинейных эффектов на затухание мощных гидроакустических сигналов и выяснению причин отмеченных выше противо-

речий.

Рассмотрим вначале спектр экспоненциальной взрывной волны. При расчете спектра в работе [4] использовались следующие предположения: сферическая взрывная волна имеет всюду экспоненциальную форму  $P_s$  exp  $(-t/\theta)$ ; изменение пикового давления  $P_s$  и постоянной времени  $\theta$  описывается эмпирическими законами [7]. При этих предположениях частотная зависимость спектра имеет вид

(1) 
$$B(f) = P_s \theta / 2\pi (1 + 2\pi i f \theta).$$

Используя эмпирические законы для  $P_s$  и  $\theta$ , из (1) нетрудно получить, что амплитуда низкочастотных компонент спектра взрывной волны уменьшается медленнее, чем в сферически расходящейся линейной волне, т. е. имеет место нелинейная перекачка энергии вниз по спектру. Причина расхождения между формулой (1) и экспериментальными данными очевидна. Дело в том, что предположение  $\phi$  неизменной экспоненциальной форме взрывной волны, положенное в основу (1), неверно. Нелинейные эффекты приводят к искажению волны и к формированию импульса, близкого по форме к треугольному на больших расстояних. Для корректного вычисления спектра зададим на некоторой сфере  $r=r_0$  вокруг взрывного источника волну давления  $P_m$  ехр  $(-t/T_m)$ , где  $P_m$  — амплитуда,  $T_m$  — постоянная времени. Согласно [8], безразмерный спектр такой волны имеет вид

$$B(\omega, r) = \frac{1}{2\pi} \left[ \int_{T_F}^{\infty} P(t, r) e^{-i\omega t} dt \right],$$
(2)
$$P(t, r) = \exp \left\{ -\frac{t - (r - r_0)/c}{T_m} - xP(t, r) \right\}.$$

Здесь  $T_F = T_m \{1 + \ln[1 + (1 + 2x)^{\frac{1}{2}}]/2 - (1 + 2x)^{\frac{1}{2}}\}$  — момент прихода фронта волны в системе координат, движущейся со скоростью звука,  $B = B'r/P_m r_0$ ,  $P = P'r/P_m r_0$ , P'(r, t) и B'(r, t) — возмущение давления в волне и ее спектр,  $x = (r_0/r_*) \ln (r/r_0)$ ,  $r_* = 2\rho c^3 T_m/(\gamma + 1) P_m$  — характерный масштаб нелинейности,  $\rho$  — плотность, c — скорость звука,  $\gamma$  — постоянная адиабаты,  $\omega = 2\pi f T_m$ . Результаты численного интегрирования выражения (2) сравнивались с экспериментальными значениями интенсивности спектральной компоненты 3 к $\Gamma$ ц в волне от взрывного источника тринитротолуола весом 0,5 кг [6] (фиг. 1). Нетрудно убедиться в хорошем согласии теоретических и экспериментальных данных (подробнее см. [9]). Расчеты и сравнение с экспериментальными данными показывают, что аномальное затухание спектральных составляющих с частотой в несколько килогерц вызвано нелинейными эффектами.

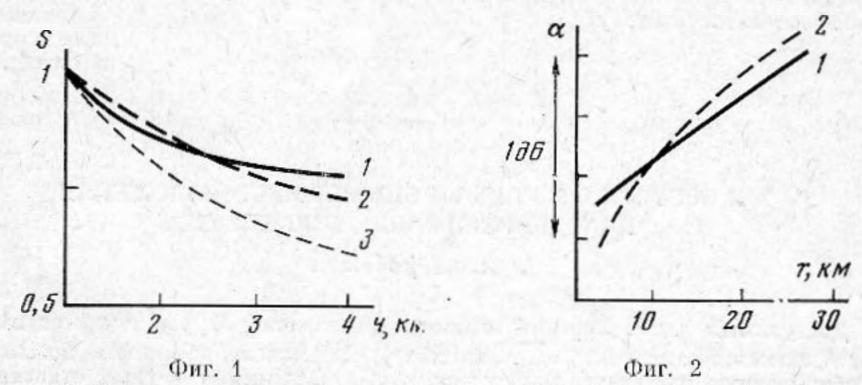
Для изучения участка спектра ниже 1 кГц необходимо выйти за рамки экспоненциального приближения и учесть, что полный импульс взрывной волны равен нулю, поскольку за головной ударной волной следуют пульсации давления, обусловленные колебаниями газовой полости, образованной продуктами детонации. Поэтому спектральная интенсивность реального взрывного сигнала нарастает с увеличением частоты; максимум интенсивности спектра приходится на частоты от сотен герц до пескольких килогерц для зарядов разного веса.

Очевидно, что наиболее простой моделью для описания частотного интервала

ниже 1 кГц может служить сигнал в форме N-волны:

$$P = -\frac{t}{T(1+x)}, \quad -T(1+x)^{1/2} < t < T(1+x)^{1/2}.$$

Здесь, естественно, предполагается, что параметры реального сигнала и N-волны близки. Отметим, что такая модель взрывного сигнала может удовлетворительно опи-



Фиг. 1. Уменьшение интенсивности спектральной компоненты 3 кГц, взрывной волне.  $S=B^2(r)/B^2(r_1)$ ,  $r_1=1$  км - координата первого измерения в эксперименте [6]. 1 - эксперимент, 2 - теория, 3 - расчет по формуле (1)

интенсивности спектральной компоненты 300 Гц во Фиг. 2. Рост взрывней волне. 1 - эксперимент, 2 - теория

сывать только низкочастотные составляющие спектра. Используя выражения (2), нетрудно получить спектр волны:

(3) 
$$B(\omega, x) = \frac{2\pi}{\omega^2 T^2 (1+x)} \left\{ \sin \omega T (1+x)^{\frac{1}{2}} - \omega T (1+x)^{\frac{1}{2}} \cos \omega T (1+x)^{\frac{1}{2}} \right\}.$$

Для сравнения (3) с экспериментальными данными [6] была рассчитана величипа  $\alpha = 20 \log B$  для спектральной компоненты с частотой 300 кГц (фиг. 2). Нетрудно убедиться, что даже грубая модель N-волны дает примерно такое же нарастание интенсивности с расстоянием, как это имело место в эксперименте (подробнее см. [9]).

Из самых общих соображений можно сделать следующее заключение. Поскольку спектр реального взрывного сигнала имеет максимум, то нелинейная перекачка энергии идет от него вниз и вверх по спектру. При этом наибольшее затухание проявляется, очевидно, в области максимума спектральной интенсивности, которая для зарядов весом от нескольких граммов до сотен килограммов приходится на частоты

от нескольких килогерц до сотен герц.

Сделаем некоторые выводы. Попытка учесть нелинейные эффекты, сохраняя форму волны неизменной, приводит к неверному определению спектральной интенсивности. Трансформация низкочастотной области спектра описывается корректно только при учете нелинейного искажения формы взрывной волны. Роль нелинейных эффектов при аномальном затухании спектральных компонент с частотой несколько килогерц является весьма существенной. На еще меньших частотах нелинейные эффекты могут привести к росту спектральной интенсивности. Имеется спектральная область, где наблюдается наибольшее затухание, вызванное нелинейными эффек-

Авторы благодарны Е. Н. Пелиновскому за ценные змечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Акустика океана (под ред. Л. М. Бреховских). М., «Наука», 1974.

2. Browning D. G., Torp W. H., Mellen P. H. Attenuation of low-frequency sound in fresh water. 6th Internat. Congr. on Acoustics, Tokyo, 1968.

3. Lovett J. R. Northeastern Pacific sound attenuation using low-frequency cw sources. J. Acoust. Soc. America, 1975, 58, 3, 620-625.

4. Marsh H. W. Attenuation of explosive sound in sea water. J. Acoust. Soc. America, 1963, *35*, 11, 1837–1839.

5. Marsh H. W., Mellen R. H., Konrad W. L. Anomalous absorption of pressure waves from explosions in sea water. J. Acoust. Soc. America, 1965, 39, 2, 326-328.

 Scretting A., Leroy C. C. Sound attenuation between 200 Hz and 10 kHz. J. Acoust. Soc. America, 1971, 49, 1 (11), 276-282.

7. Коул Р. Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950.

8. Пелиновский Е. Н., Петухов Ю. В., Фридман В. Е. Приближенные уравнения распространения мощных акустических сигналов в океане. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, 15, 4, 436—444.

9. Петухов Ю. В., Фридман В. Е. Частотные характеристики взрывных сигналов.

Препринт НИРФИ № 126. Горький, 1979.

Горьковский научно-исследовательский радиофизический институт Поступила 18 июня 1979 г. После исправления 15 октября 1979 г.

# к вопросу о точности оценки местоположения неподвижного источника шума

# А.А.Пудовкин

Доступными для измерения являются разложения Фурье  $v_i(\mathbf{x}_j)$  сигналов для всех N элементов антенны,  $j=\overline{1,N}$ , во всех узких полосах, на которые можно разбить обрабатываемую частотную полосу так, чтобы разложения Фурье, относящиеся к разным полосам, можно было считать независимыми,  $i=\overline{1,M}$ . Следовательно, вектор воспринимаемого сигнала есть

$$V^* = [v_1(x_1), v_1(x_2), \dots, v_1(x_N), v_2(x_1), \dots, v_2(x_N), \dots, v_M(x_1), \dots, v_M(x_N)].$$

Элемент s корреляционной матрицы сигнала  $P = E[\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}^*]$  при анализе, аналогичном [1], может быть записан в виде

$$s = \frac{T}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega H(\omega, \mathbf{x_1}) H(\omega, \mathbf{x_2}) S(\omega) \frac{\sin(\Omega_i - \omega) T/2}{(\Omega_i - \omega) T/2} \frac{\sin(\Omega_j - \omega) T/2}{(\Omega_j - \omega) T/2},$$

где  $S(\omega)$  — энергетический спектр сигнала.

Воспользовавшись вышеупомянутой асимптотикой, можно считать последние два множителя в подынтегральном выражении отличными от нуля в узкой частотной области, ширина которой по порядку величины равна  $T^{-1}$  в окрестности частот  $\Omega_i$ и О, и описывать элемент корреляционной матрицы сигнала произведением первых трех сомножителей подынтегрального выражения в окрестности частоты Ω, при i=j или считать его равным нулю при  $i\neq j$ . Вследствие полного разделения различных частотных компонент в квадратичной форме нормального распределения далее можно оперировать с блоками корреляционной матрицы сигнала размером  $N \times N$ для каждой частоты с последующим суммированием по частотам аналогично для корреляционной матрицы помехи. Энергетические спектры сигнала  $S(\omega)$  и помехи N(ω) являются общими множителями соответствующих корреляционных функций. Корреляционные матрицы сигнала и помехи представим в виде произведения энергетического спектра на пространственную корреляционную матрицу, которая далее именуется корреляционной матрицей. Поскольку корреляционная матрица помехи Q эрмитова и положительно определена, она унитарным преобразованием Uможет быть приведена к диагональному виду А [2]. Соотношение для элемента корреляционной матрицы сигнала позволяет представить ее в виде произведения вектора р эрмитово-сопряженный вектор [3]. Для упрощения выкладок корреляционную матрицу сигнала удобно представить произведением векторов д, являющихся проекцией вектора р на направление собственного вектора корреляционной матрицы помехи. Вследствие линейности преобразований допущение о гауссовости не нарушается, а корреляционная матрица воспринимаемого сигнала будет

$$K=S\cdot g\cdot g\cdot g\cdot +N\cdot \Lambda=S\cdot G\cdot I\cdot I^{T}G\cdot +N\Lambda,$$

где  $I^{\tau} = [1, 1, ..., 1]$ , а G — диагональная матрица с элементами, равными соответствующим элементам вектора g.

$$y(\theta) = -\frac{1}{2} \mathbf{V}^{\bullet} U \frac{\partial K^{-1}}{\partial \theta} U^{\bullet} \mathbf{V} - \frac{\operatorname{tr}(N^{-1} \Lambda^{-1} \partial K / \partial \theta)}{2[1 + (S/N) \operatorname{tr}(\Lambda^{-1} g g^{\bullet})]}.$$