АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVII 1981 Вып. 1

УДК 534.222.2

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ОКЕАНЕ

Гольдберг В. Н., Зарницына И. Г., Федосеева Т. Н., Фридман В. Е.

Численно изучается совместное действие нелинейности, диссипации и релаксации при распространении сферической гидроакустической волны. Показывается, что релаксация приводит к более быстрому росту длительности акустического импульса, чем это предсказывает теория коротких волн.

Как известно, основные параметры (амплитуда, энергия) ударных волн в океане, вызванных взрывными источниками звука, сравнительно хорошо описываются соотношениями нелинейной акустики [1—4]. Однако длительность ударной волны нарастает при распространении более быстро, чем предсказывается нелинейной акустикой [4]. Одной из причин этого явления может быть влияние диссипативных и релаксационных эффектов, обусловленных молекулярной вязкостью и наличием растворенных солей в океанической среде. Для анализа совместного действия нелинейности, диссипации и релаксации можно использовать уравнение для сферической волны в однородной, диссипативной и релаксирующей среде [5]:

$$\frac{\partial v}{\partial z}-\beta_1 v\frac{\partial v}{\partial \tau}-\beta_2 l^z\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}-\beta^2 l^z\frac{\partial}{\partial \tau}\int\limits_{-\infty}^{\tau}\frac{\partial v}{\partial \tau'}l^{-(\tau-\tau')/a}d\tau'=0. \tag{1}$$

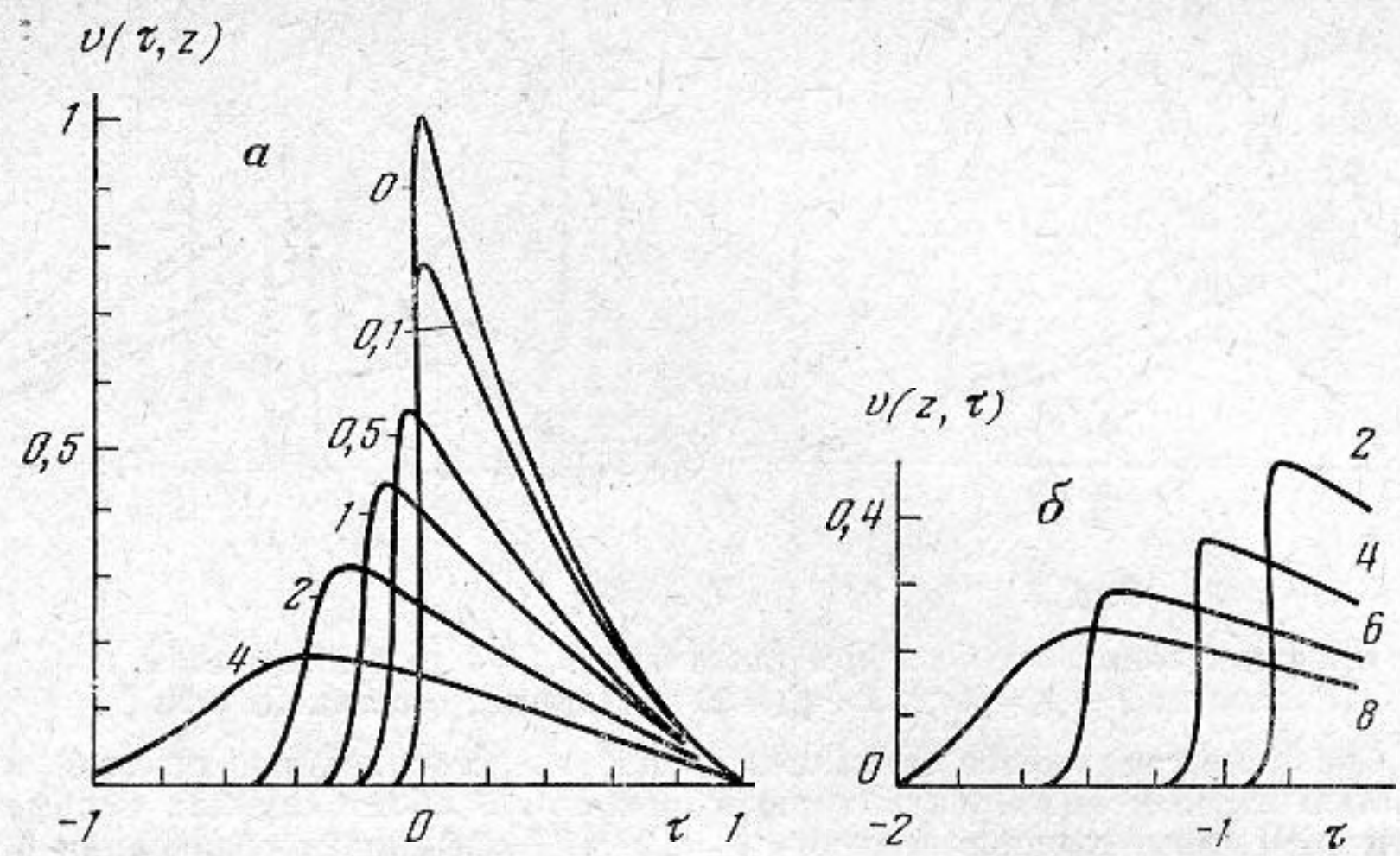
Здесь введены следующие обозначения: $v=ur/u_m r_0$, $z=\ln(r/r_0)$, $\beta_1=\varepsilon r_0 u_m/c^2 T_m$, $\beta_2=br_0/2c^3\rho T_m^2$, $\beta_3=mr_0/2cT_m$, $\tau=(t-r/c)/T_m$, u — скорость частиц в волне, r — расстояние, t — время, u_m и T_m — характерные амплитуда и длительность начального возмущения, r_0 — координата, на которой задаются граничные условия, b — коэффициент вязкости, m — коэффициент релаксации, $a=(f_* T_m)^{-1}$, f_* — частота релаксации, c — скорость звука, ρ — плотность среды, ε — параметр нелинейности.

Уравнение (1) является модифицированным уравнением Бюргерса; сферическая расходимость волны проявляется в нем экспоненциальным нарастанием коэффициентов вязкости и релаксации. Отметим, что рост слагаемых, описывающих диссипативные эффекты, приведет к переходу ударной волны в линейную акустическую [6, 7]. Однако расстояние такого перехода может быть достаточно велико, если коэффициенты β_2 и β_3 малы. Это имеет место при распространении акустических сигналов от подводных взрывных источников звука [1].

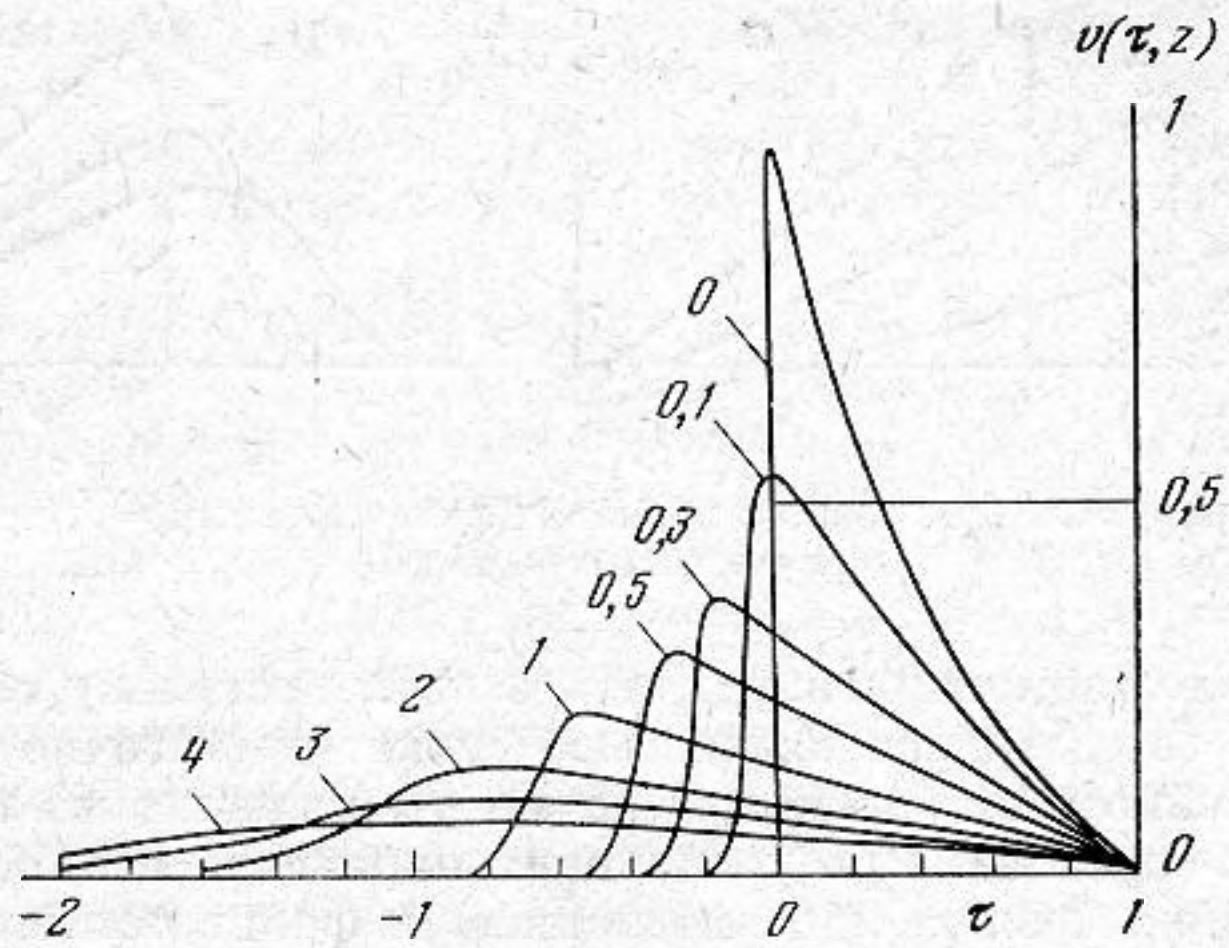
Граничное условие при $r=r_0$ запишем в форме, которая достаточно точно описывает головную ударную волну и волну разгрузки от взрывного источника:

$$v(z=0,\ \tau)=(1-\tau)l^{-\tau}. \tag{2}$$

[1] Приведем характерные параметры. Для заряда ТНТ весом 1 г $r_0\simeq 0{,}1$ м; $\beta_1\simeq 1$, $\beta_2\simeq\beta_3\simeq 10^{-5}\div 10^{-6}$; $a\simeq 1$.



Фиг. 1. Трансформация ударной волны при совместном действии нелинейности и вязкости: $\beta_1=1$, $\beta_3=0$, $\beta_2=10^{-3}$ (*а*), $\beta_2=10^{-5}$ (*б*)

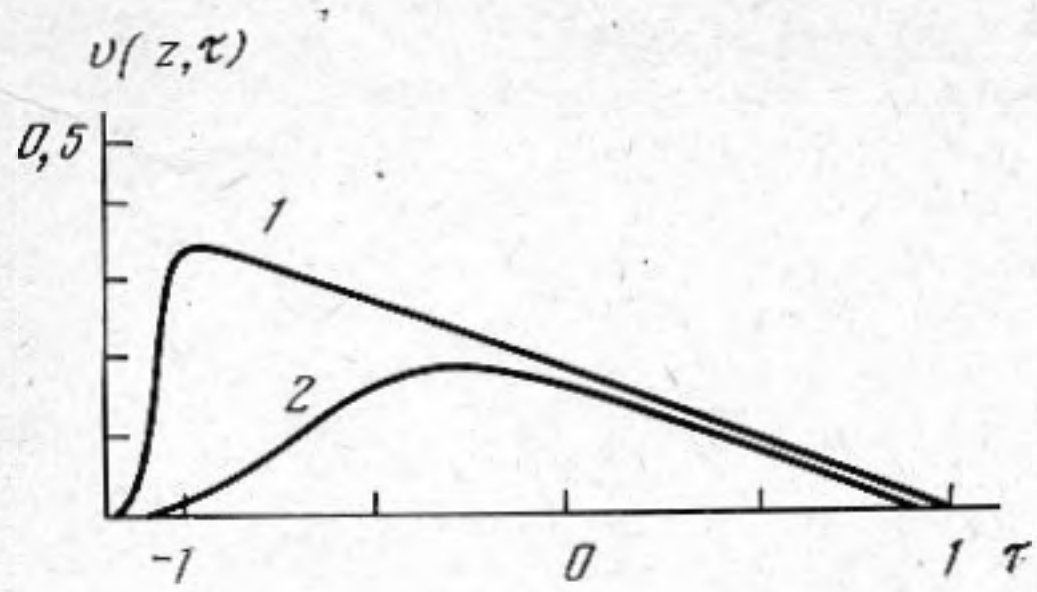


Фиг. 2. Трансформация профиля взрывной волны при $\beta_1=5$, $\beta_2=10^{-2}$, $\beta_3=0$

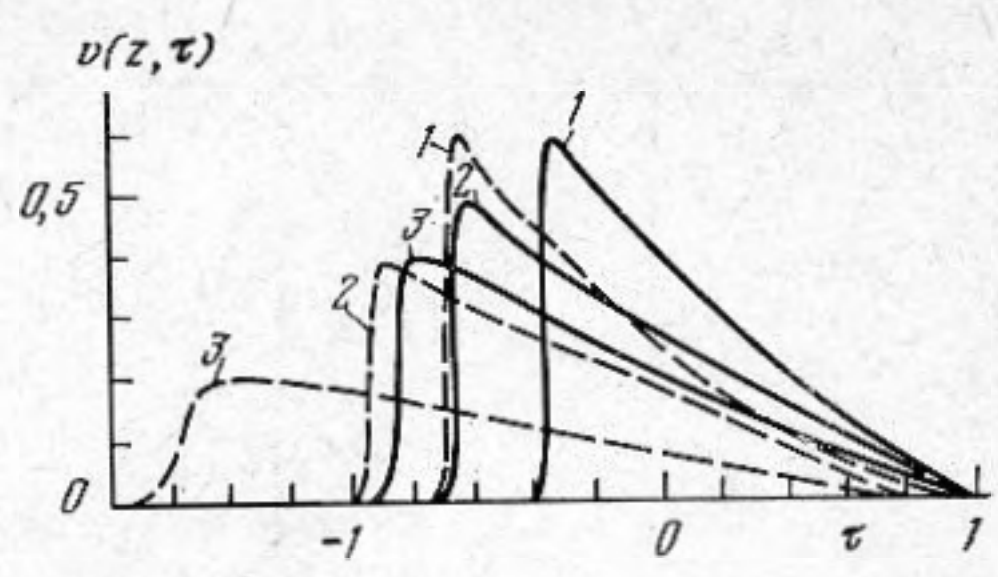
Мы не стали вводить коэффициенты в граничные условия (2), поскольку в уравнении (1) имеем три коэффициента (β_1, β_2 и β_3) для непосредственного анализа действия различных факторов. Очевидно, что преобразование координаты z позволяет оставить в (1) лишь два коэффициента (при этом появится коэффициент в граничном условии (2)).

Уравнение (1) с граничным условием (2) решалось численно. Приведем результаты расчетов. При отсутствии релаксации ($\beta_3=0$) диссипация определяется только вязкостью морской среды. При этом уравнение (1) описывает совместное действие нелинейности, вязкости и сферической расходимости волны. Конкуренция вязкости и нелинейности приводит к формированию стационарной ударной волны. Однако в сферической волне (в отличие от плоской) стационарная ударная волна, начиная с некоторого расстояния, перестает существовать [6, 7].

Фигура 1, *а* — *в* иллюстрирует процесс изменения формы волны при уменьшении безразмерного коэффициента вязкости от $\beta_2=10^{-3}$ до $\beta_2=10^{-5}$. На фиг. 1, *а* подробно рассмотрен процесс трансформации головной части взрывной волны в стационарную ударную волну и затем в линейную акустическую волну. Цифры около кривых на графиках указывают величину безразмерной координаты z. Уменьшение вязкости увеличивает область



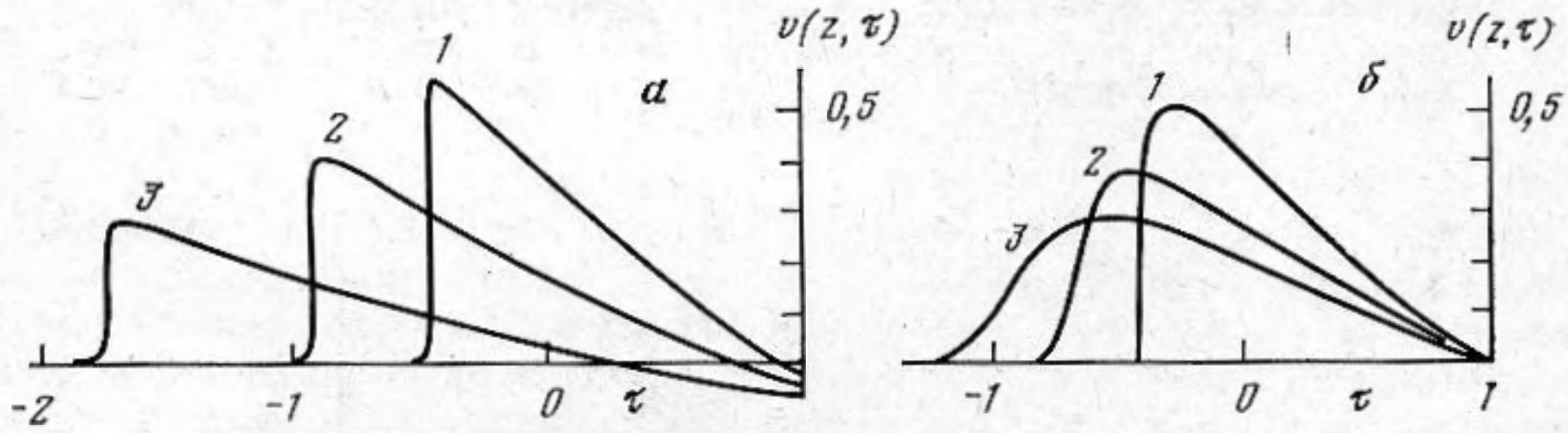
Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Профиль волны на большом расстоянии $z=4$ при изменении коэффициента вязкости: *1* – $\beta_2=10^{-3}$, *2* – $\beta_2=10^{-4}$. Параметр нелинейности $\beta_1=1$

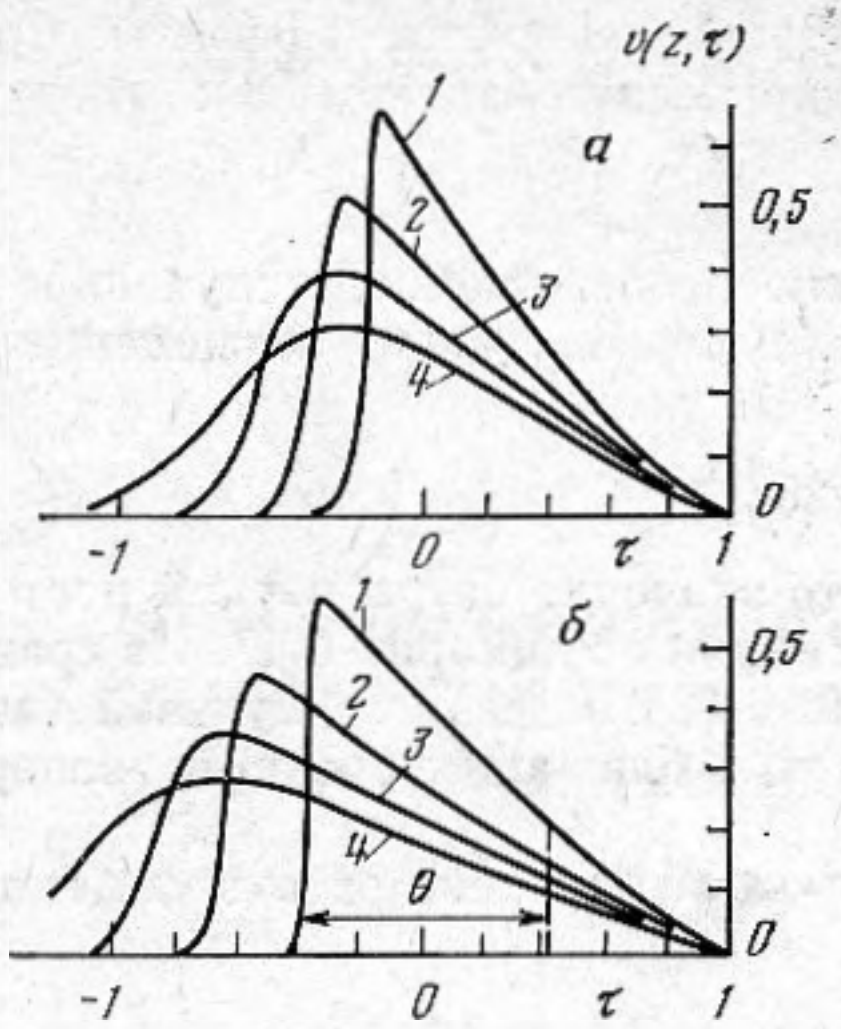
Фиг. 4. Сравнение взрывного сигнала в вязкой среде (сплошные кривые) и в среде с вязкостью и релаксацией (пунктирные кривые). В обоих случаях параметр нелинейности $\beta_1=1$. Коэффициент вязкости $\beta_2=10^{-4}$. Коэффициент релаксации $\beta_3=5\cdot10^{-2}$, время релаксации $a=1$



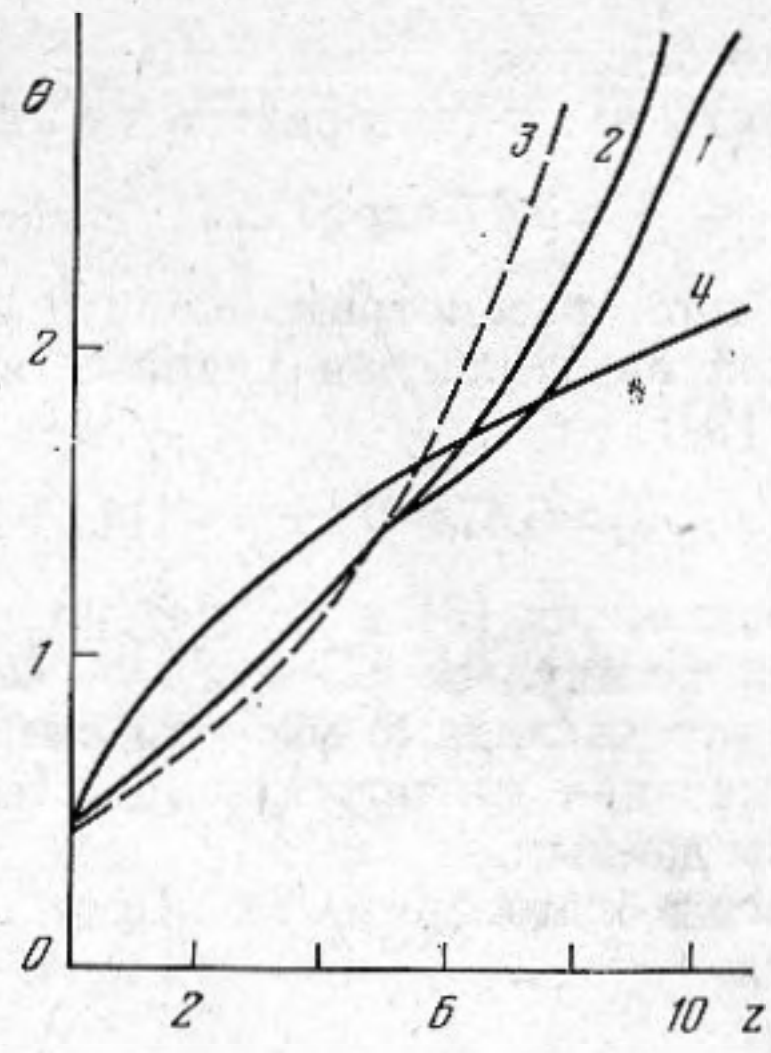
Фиг. 5. Форма импульса при разных временах релаксации: $\beta_1=1$, $\beta_2=10^{-4}$, $\beta_3=5\cdot10^{-2}$, $a=5$ (*а*), $a=0{,}05$ (*б*)

существования стационарной ударной волны, поскольку слабое размывание разрыва (вызываемое вязкостью) может достаточно долго сдерживаться нелинейностью (несмотря на ее уменьшение из-за сферической расходимости сигнала). При увеличении параметра нелинейности β_1 процесс размывания фронта идет медленнее, и фронт остается ударным на больших расстояниях. Одинаковое увеличение параметра нелинейности и коэффициента вязкости мало меняет характер движения взрывной волны. На фиг. 2 приводится результат расчета формы профиля при увеличенных значениях коэффициента вязкости в 10 раз и параметра нелинейности в 5 раз (по сравнению с расчетом, представленным на фиг. 1). Поскольку вязкость здесь увеличена больше, чем нелинейность, то сглаживание фронта происходит быстрее. Роль вязкости особенно заметна на больших расстояниях. При неизменной нелинейности (фиг. 3) меньшие значения коэффициента вязкости приводят к сохранению ударного фронта.

Рассмотрим теперь результаты расчетов уравнения (1) при наличии релаксационного интеграла. Наличие релаксации вызывает дополнительную вязкость и дисперсию, которая связана с появлением временно́го масштаба (таким масштабом является время релаксации a). Дисперсия приводит к дополнительному искажению формы профиля. Так, низкочастотная дисперсия меняет скорость звука, и в движущейся со скоростью c системе координат импульс сдвигается как целое из-за увеличения скорости (фиг. 4). Из сравнения графиков на этой фигуре видна роль релаксации при распространении акустического импульса. На малых расстояниях ($z=1$) релаксация приводит к дополнительному сдвигу фронта волны из-за высокочастотной дисперсии. На большем расстоянии ($z=2$) из-за диссипации, обусловленной релаксационным интегралом, волна, оставаясь ударной, имеет меньшую амплитуду. На еще большем расстоянии ($z=3$) видно большое различие между релаксирующей и нерелакси-



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Форма головной ударной волны при изменении параметра нелинейности: $\beta_1=0{,}5$ (*а*); $\beta_1=1$ (*б*)

Фиг. 7. Изменение длительности ударной волны по уровню e^{-1}. Кривая *1* – $\beta_1=1$; $\beta_2=\beta_3=10^{-5}$; $a=1$; *2* – $\beta_1=1$; $\beta_2=10^{-5}$; $\beta_3=10^{-4}$; $a=0{,}2$; *3* – $\theta_э$ [8]; *4* – $\theta_т$ [9]

рующей средами. Наличие релаксации привело к резкому затуханию поля и расширению фронта ударной волны. Отметим, что длительность импульса в релаксирующей среде существенно выше, чем в вязкой.

Рассмотрим теперь роль времени релаксации при распространении акустической волны в релаксирующей среде (фиг. 5). При большом времени релаксации основную роль играет низкочастотная дисперсия в нелинейность (фиг. 5, *а*). При уменьшении времени релаксации дисперсия уменьшается, а диссипация возрастает. Это приводит к более сглаженной форме импульса с меньшей амплитудой и меньшим сдвигом импульса в движущейся системе координат. Практически совсем отсутствует низкочастотная дисперсия при очень малом времени релаксации. Ширина фронта при малых временах релаксации становится больше, но амплитуда при этом уменьшается с расстоянием медленнее (фиг. 5, *б*). Многообразие форм акустических сигналов в релаксирующей среде определяется соотношением между временем релаксации и длительностью импульса. Если эти величины сравнимы, релаксационный эффект максимален; импульс сдвигается и резко меняет свою форму. При малых временах релаксации дисперсия проявляется лишь в узкой области вблизи разрыва (см., например, [5]).

Влияние нелинейности можно проследить, например, на трансформации сигнала при одинаковых коэффициентах вязкости и релаксации – $\beta_2=\beta_3=10^{-3}$ и одинаковом времени релаксации – $a=0{,}1$ (фиг. 6). Слабая нелинейность не препятствует расширению фронта и превращению ударной волны в импульс гауссового типа. Увеличение нелинейности до $\beta_1=0{,}5$ (*а*) приводит к нелинейному удлинению импульса и сохранению ударного фронта вплоть до расстояния $z=3$. Этот процесс еще более выражен при дальнейшем увеличении нелинейности до $\beta_1=1$ (*б*). При этом значении β_1 импульс существенно несимметричен до расстояния $z=4$.

Рассмотрим теперь изменение длительности взрывной волны θ (по уровню e^{-1}) (фиг. 7), имеющей первоначальную форму (2) и следующие значения параметров: $\beta_1=1$, $\beta_2=\beta_3=10^{-5}$, $a=1$ (кривая *1*), $\beta_1=1$, $\beta_2=10^{-5}$, $\beta_3=10^{-4}$, $a=0{,}2$ (кривая *2*), характерные для подводного взрыва нескольких грамм ТНТ. Кривая изменения длительности имеет два характерных участка: вначале длительность нарастает в основном из-за нелинейности,

затем включаются диссипативные и релаксационные эффекты. Сравним результаты численных расчетов с эмпирическим законом [8]:

$$\theta_э \simeq 0{,}47 \exp(0{,}22z). \tag{3}$$

Кроме того, рассмотрим аналитическое соотношение, полученное в нелинейной акустике для ударных волн первоначально экспоненциальной формы [9]:

$$\theta_T \simeq 0{,}47e^{-1}[1+(l-1)(1+4{,}25z)^{1/2}]. \tag{4}$$

В соотношениях (3) и (4) учтено, что значение безразмерной постоянной времени в импульсе (2) при $z=0$ составляет примерно 0,47. Из сравнения видно, что численные расчеты сигнала (2), имеющего нулевой импульс, дают значения длительности, достаточно близкие к средним экспериментальным данным.

Авторы благодарят О. В. Руденко за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Poche L. B.* Underwater shock — wave pressures from small detonators.— J. Acoust. Soc. America, 1972, v. 51, № 5 (2), p. 1733–1737.
2. *Bjørnø L., Levin P.* Underwater explosion research using small amounts of chemical explosives.— Ultrasonics, 1976, v. 14, № 6, p. 263–267.
3. *Rogers P. H.* Weak — shock solution for underwater explosive shock waves.— J. Acoust. Soc. America, 1977, v. 62, № 6, p. 1412–1419.
4. *Fridman V. E.* Comparison of empirical and theoretical laws of parameter variation of explosion waves in the sea.— J. Phys. Colloque, 1979, v. 40, № 8, S8–62–S8–67.
5. *Руденко О. В., Солуян С. И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
6. *Наугольных К. А.* О переходе ударной волны в акустическую.– Акуст. ж., 1972, т. 18, № 4, с. 579–583.
7. *Fridman V. E.* The region of nonlinear effect for intensive sound pulses in the ocean.– Wave Motion, 1979, v. 1, p. 271–277.
8. *Arons A. B.* Underwater explosion shock wave parameters at large distances from the charge.— J. Acoust. Soc. America, 1954, v. 26, № 3, p. 343–346.
9. *Петухов Ю. В., Фридман В. Е.* Распространение взрывных волн в стратифицированном океане.– Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 12, с. 1307–1315.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
15.X.1979
После исправления
23.VI.1980