

$Re_a = 3p_m/f$, где p_m — амплитуда звукового давления в МПа, f — в МГц, поэтому для наблюдения нелинейного эффекта на УЗ-частотах ~ 1 МГц должно быть $p_m \geq 1$ МПа. При $Re_a \gg 1$ искажения формы волны становятся столь сильными, что образуется пилообразная волна (рис. 1). Профиль одного периода волны описывается точным решением уравнения (1)

$$\frac{v}{v_{m0}} = (1 + \varepsilon M_a kx)^{-1} (-\omega y + \pi h \omega y \tilde{R}e_a), \quad (2)$$

$$-\pi \leq \omega y \leq \pi,$$

где $\tilde{R}e_a = \varepsilon v_m \lambda / \pi v_{эф}$ — текущее значение акустич. числа Рейнольдса, $v_m = v_{m0} (1 + \varepsilon M_a kx)$, k — волновое число, ω — частота первоначальной гармонич. волны.

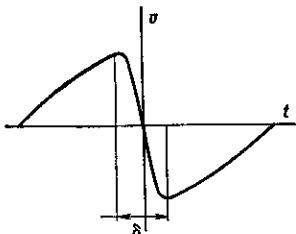
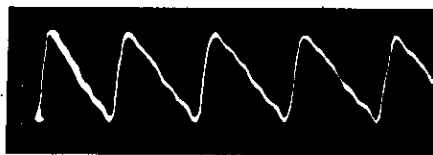


Рис. 1. Профиль волны конечной амплитуды.

Пилообразную волну можно рассматривать как ударную волну, толщина сжатия k -рой, согласно (2), определяется $\delta/\lambda \approx (2Re_a)^{-1}$. На начальной стадии образования пилообразной волны, когда $\tilde{R}e_a = Re_a \gg 1$, $\delta/\lambda \ll 1$ и величину δ можно представить в виде $\delta = v_{эф}/\varepsilon v_{m0}$, что совпадает с выражением для толщины фронта слабой стационарной ударной волны со скачком скорости v_{m0} . Расстояние L , на k -ром происходит существенное изменение формы волны, зависит от амплитуды и длины звуковой волны. Для плоской волны оно определяется $kL = \varepsilon M_a$. Так, в воде для волны интенсивностью в неск. десятков Вт/см² L — порядка сотни длин волн (рис. 2). В расходящихся (напр., сферич. или цилиндрич.) волнах эффект проявляется слабее,

Рис. 2. Осциллограмма профиля волны конечной амплитуды на расстоянии 100 длин волн от излучателя. Амплитуда давления 1 МПа, частота 0,775 МГц.



а в сходящихся сильнее, чем в плоских. В стоячих волнах конечной амплитуды также могут возникать ударные волны, причём их фронты движутся, периодически отражаясь от границ объёма, в k -ром возбуждена стоячая волна.

Со спектр. точки зрения искажение формы волны означает нарастание в её спектре высших гармонич. составляющих осн. частоты. Их амплитуда вначале нарастает, достигает максимума в области наиб. искажения волны при $x \approx L$ и затем убывает вновь. В области, где $\delta \approx \lambda$, волна становится снова синусоидальной.

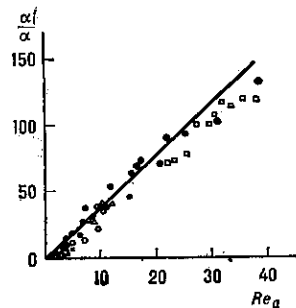
Нелинейное поглощение звука. Увеличение крутизны волновых фронтов приводит к увеличению градиентов скорости и темп-ры, что сопровождается сильной диссипацией энергии и является причиной нелинейного поглощения звука. Со спектр. точки зрения этот процесс можно рассматривать так же, как результат передачи энергии в высшие, более сильно поглощающиеся гармонич. составляющие волны. Поскольку форма волны при распространении меняется, коэф. её поглощения также зависит от расстояния; вблизи излучателя для первоначально синусоидальной волны поглощение невелико и описывается обычными выражениями линейной акустики (см. *Поглощение звука*); при удалении от излучателя коэф. поглощения возрастает, достигая максимума в области наиб. искажений волны, после чего убывает. Поглощение в данной точке пространства зависит от амплитуды волны, возрастая с её увеличением.

Амплитудный коэф. поглощения первой гармоники волны, α_1 , в области пилообразной волны определяется ϕ -лой

$$\alpha_1 = \alpha_1 \sqrt{1 + Re_{a1}^2}, \quad (3)$$

где $\alpha_1 = v_{эф}\omega^2/2c_0^3$ — коэф. поглощения малоамплитудной волны (рис. 3). Напр., при распространении в воде УЗ-волны с амплитудой звукового давления $p_m = 0,3$ Па и частотой $\omega = 10^7$ с⁻¹ в области образования пилообразной волны $Re_a = 10^2$ и коэф. поглощения α_1 возрастает на два порядка по сравнению с α_1 .

Рис. 3. Зависимость относительного коэффициента поглощения волны конечной амплитуды от акустического числа Рейнольдса. Сплошная линия — результат расчёта по формуле (3), значки — экспериментальные данные.



Поглощение волн большой интенсивности происходит по неэкспоненц. закону. Уменьшение пикового значения коэф. скорости $v_{п}$ плоской пилообразной волны описывается ϕ -лой

$$v_{п} = \frac{v_{m0}}{1 + \varepsilon M_a (x - x_0)},$$

где $v_{m0} = v_m(x_0)$. Рост поглощения волны с увеличением её интенсивности приводит к явлению насыщения: при постепенном увеличении интенсивности излучения амплитуда звука в фиксир. точке поля растёт всё медленнее, асимптотически приближаясь к предельному значению, не зависящему от нач. амплитуды. Эффект нелинейного поглощения звука может заметно проявиться в мощных УЗ-фокусирующих системах, приводя к снижению коэф. усиления (см. *Фокусировка звука*).

Звуковые пучки большой интенсивности. В звуковых пучках высокой интенсивности изменение формы волны при распространении происходит не только вследствие различия в скоростях перемещения разл. точек профиля волны, но и в результате дифракц. эффектов. Если расстояние l от излучателя звука до области образования волны не выходит за пределы ближней зоны (см. *Звуковое поле*), т. е. l меньше длины т. н. прожекторной зоны излучателя: $l < ka^2/2$ (где a — радиус излучателя), то в области, где волна остаётся плоской, из синусоидальной волны успевает образоваться пилообразная волна, k -рая затем в результате сферич. расхождения в дальней зоне преобразуется в периодич. последовательность импульсов (рис. 4). Если же интенсивность волны недостаточно велика и пилообразная волна не успевает образоваться в прожекторной зоне излучателя, то вначале развиваются дифракц. эффекты сферич. расхождения и лишь в дальней зоне, в расходящейся волне происходит увеличение крутизны профиля волны с расстоянием по логарифмич. закону.



Рис. 4. Схема эволюции профиля волны в интенсивном УЗ-пучке.

По мере распространения волны происходит перераспределение её интенсивности по сечению пучка, что чаще всего обусловлено нелинейным поглощением. Так, при распространении остронаправленного пучка с убывающей по радиусу пучка интенсивностью амплитудное распределение выравнивается по сечению вслед-