

УДК 534.222

О НЕЛИНЕЙНЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В ЗВУКОВЫХ ПУЧКАХ СО СЛУЧАЙНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

Руденко О. В., Хохлова В. А.

Предложен метод расчета пространственно-временной корреляционной функции дифрагирующего акустического шума большой интенсивности. Исследованы статистические характеристики исходного квазимонохроматического сигнала. Показано, что генерация гармоник в случайном пучке происходит на начальном этапе более эффективно. Время корреляции уменьшается, область пространственной когерентности и размер пучка сужаются с ростом номера рассматриваемой гармоники, наблюдается изменение коэффициента когерентности пучка при увеличении интенсивности исходного шума.

Изучение случайных волн в нелинейной акустике шло в основном по пути решения задач о преобразовании временных статистических свойств интенсивного излучения. При этом детальное исследование статистики акустического шума, эволюции корреляционных функций и частотных спектров было проведено лишь для плоских волн [1-4]. Принципиальные факторы — пространственная поперечная структура звукового поля и влияние дифракционных эффектов (связанных с ограниченными размерами излучателя, неоднородностью распределения интенсивности в пучке, неполной пространственной когерентностью) обычно во внимание не принимались.

Однако реальные источники мощного акустического шума всегда имеют конечные размеры, поэтому излучают дифрагирующие волны. Во многих случаях необходимо учитывать пространственную некогерентность, например при рассмотрении излучения мозаичных многоэлементных антенн с разбросом параметров отдельных элементов, отраженной от статистически неоднородной поверхности взрывной волны, шумов кавитационного слоя, турбулентных потоков и др.

Важность одновременного описания действия нелинейности и дифракции обусловлена следующим. Нелинейное изменение спектрального состава излучения должно оказывать влияние на частотно зависимые дифракционные эффекты. С другой стороны, различная «поперечная диффузия» компонент спектра приводит к иному, по сравнению со случаем распространения плоской шумовой волны, протеканию нелинейных взаимодействий [4].

Рассмотрим распространение мощного звукового пучка, основываясь на уравнении Хохлова — Заболотской (ХЗ):

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\epsilon}{c_0^2} u \frac{\partial u}{\partial \tau} \right) = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} u. \quad (1)$$

Здесь u — колебательная скорость частиц среды, x — осевая координата, $\tau = t - x/c_0$, ϵ — параметр нелинейности, c_0 — скорость звука, Δ_{\perp} — лапласиан по поперечным координатам.

Перейдем в (1) к новой независимой переменной $T = \tau + \epsilon u x / c_0^2$, точно учитывающей нелинейное искажение простой волны. Тогда при условии, что профиль волны достаточно «гладкий» и не содержит развитых удар-

ных фронтов, а именно $(\epsilon x/c_0^2) |\partial u_*/\partial T| \ll 1^1$, уравнение ХЗ принимает вид

$$\partial^2 u_*/\partial x \partial T = (c_0/2) \Delta_{\perp} u_* \quad (2)$$

Здесь и в дальнейшем звездочкой будем помечать функции в новых переменных: $u_* = u_*(x, T, \mathbf{r})$.

Подобный метод линеаризации уравнения ХЗ был предложен в работе [5] для анализа регулярных пучков. На его основе получены аналитические результаты [6] в задачах, ранее поддававшихся лишь численному исследованию [7].

Уравнение (2) линейно, а нелинейность учтена в неявной зависимости $u_*(T) = u_*(T(u_*))$; оно будет приближенно верным на любых расстояниях от источника в случае преобладающего влияния дифракционных эффектов (при слабом проявлении нелинейности), либо, когда преобладают нелинейные эффекты, в области до образования разрывов. Например, для исходной монохроматической волны частоты Ω_0 с гауссовским распределением амплитуды поперек пучка радиуса r_0 и плоским фазовым фронтом $u_*(x=0) = u_0 \exp(-r^2/r_0^2) \cos \Omega_0 T$ условие «гладкости» таково: $(x/x_p)(1 + (x/x_g)^2)^{-1/2} < 1$. Здесь $x_p = c_0^2/\epsilon u_0 \Omega_0$ — длина образования разрыва в плоской волне, $x_g = r_0^2 \Omega_0/2c_0$ — дифракционная длина для регулярных пучков. Таким образом, данное приближение будет справедливо либо в случае $x_p/x_g > 1$ (при любых x), либо $x/x_p < 1$ ($x_p < x_g$).

Для поперечной корреляционной функции стационарного во времени шумового поля $B_*(x, T=T_1-T_2, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle u_*(x, T_1, \mathbf{r}_1) u_*(x, T_2, \mathbf{r}_2) \rangle$ получим уравнение, соответствующее (2):

$$\frac{\partial^2 B_*}{\partial x \partial T} = c_0 \frac{\partial^2 B_*}{\partial \mathbf{r} \partial \mathbf{R}}, \quad (3)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$.

На входе в нелинейную среду переменные T и τ совпадают. Поэтому, если при $x=0$ случайное поле $u_*(x=0, T, \mathbf{r}) = u(x=0, \tau, \mathbf{r})$ подчиняется гауссовой статистике, то в силу линейности вспомогательного уравнения (2) закон распределения $u_*(x, T, \mathbf{r})$ будет гауссовым и в произвольном сечении x нелинейной среды. При этом, конечно, статистика поля $u(x, \tau, \mathbf{r})$ будет отличаться от нормальной. Используя то обстоятельство, что поле u_* является гауссовым, можно найти нелинейную корреляционную функцию $B(x, \tau, \mathbf{r}, \mathbf{R})$, совершая специальное преобразование над вспомогательным решением $B_*(x, T, \mathbf{r}, \mathbf{R})$ линейной задачи дифракции (3), соответствующее возвращению к старой переменной τ :

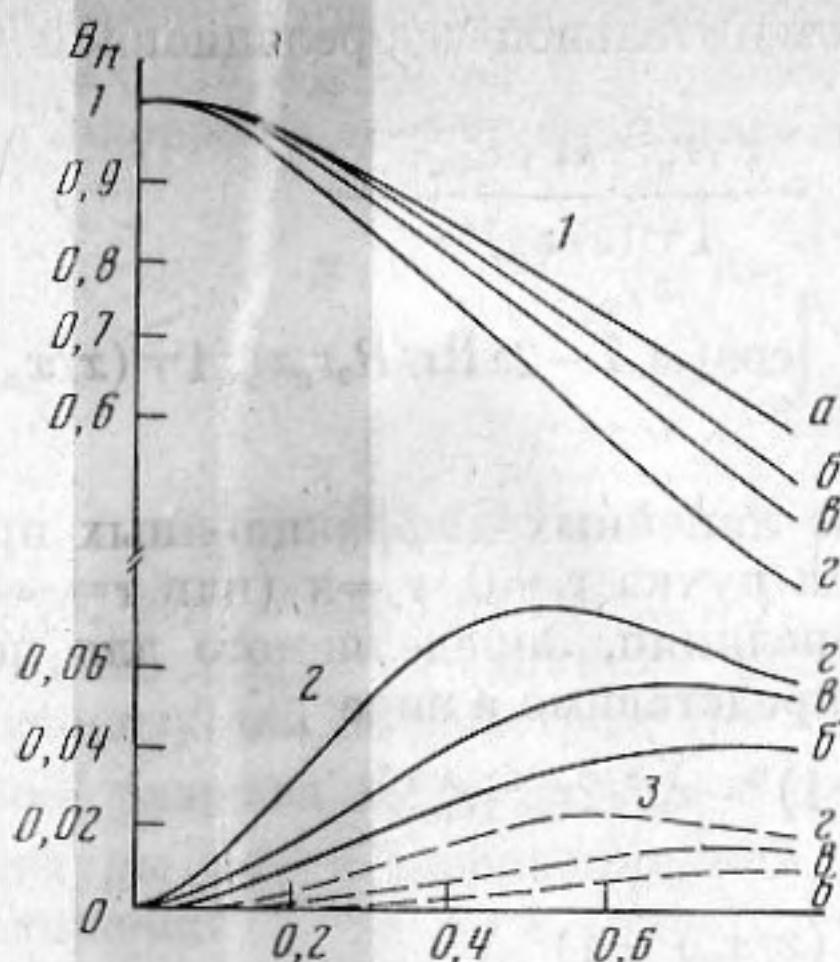
$$B(x, \tau, \mathbf{r}, \mathbf{R}) = 1/2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial B_*}{\partial T} \Phi \left[\frac{\tau - T}{2(\epsilon/c_0^2)x(\sigma^2 - B_*)^{1/2}} \right] dT. \quad (4)$$

Здесь $\sigma^2 = B_*(x, T=0, \mathbf{r}=0, \mathbf{R})$, Φ — интеграл ошибок (подробнее см. [1, 8]).

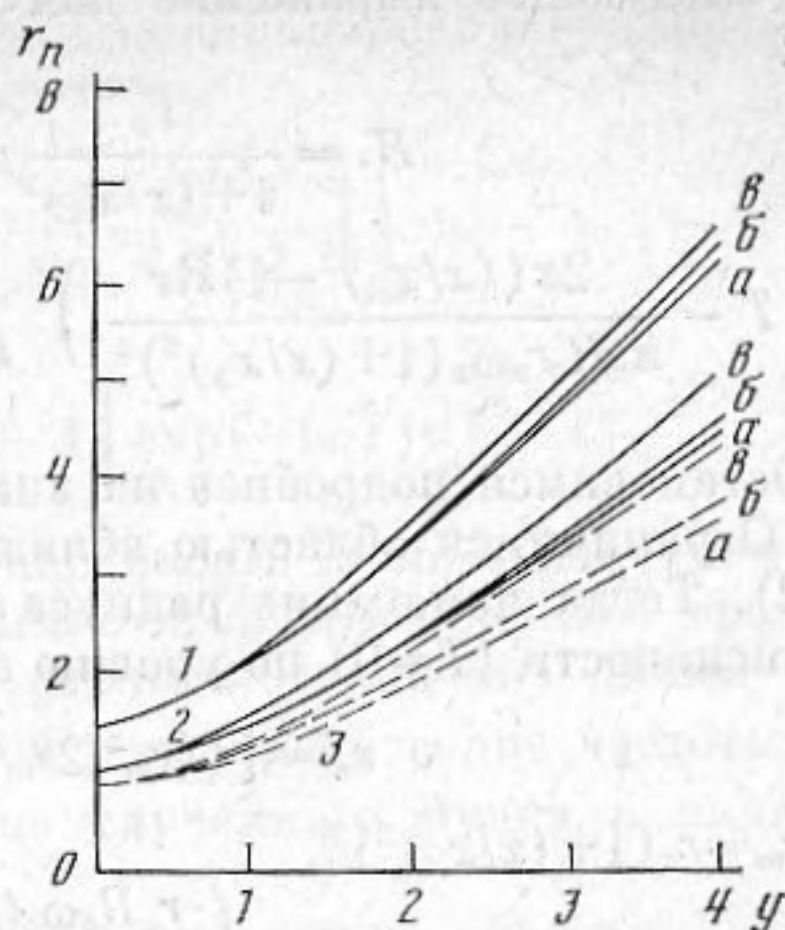
Для плоских римановых волн подобный подход позволил получить точное выражение, связывающее спектр в произвольном сечении нелинейной среды с корреляционной функцией входного гауссового шума [3]. Метод удалось обобщить как приближенный для плоских шумовых волн в среде с высокочастотным затуханием, описываемых уравнением Бюргера [9, 10]. Для решения дифракционных статистических задач метод был предложен в работе [4], где, кроме того, на его основе исследованы статистические характеристики дифрагирующего широкополосного излучения большой интенсивности (см. также [11, 12]).

Здесь рассмотрим нелинейные и дифракционные эффекты в пучке квазимонохроматического излучения со случайной поперечной структурой.

¹ Опыт решения аналогичных задач [10] (сравнение аналитических и численных расчетов) показывает, что данным приближением можно пользоваться и на расстояниях $\frac{\epsilon x}{c_0^2} |\partial u/\partial T| < 1$, при этом оно позволяет получить качественно верные результаты.



Фиг. 1

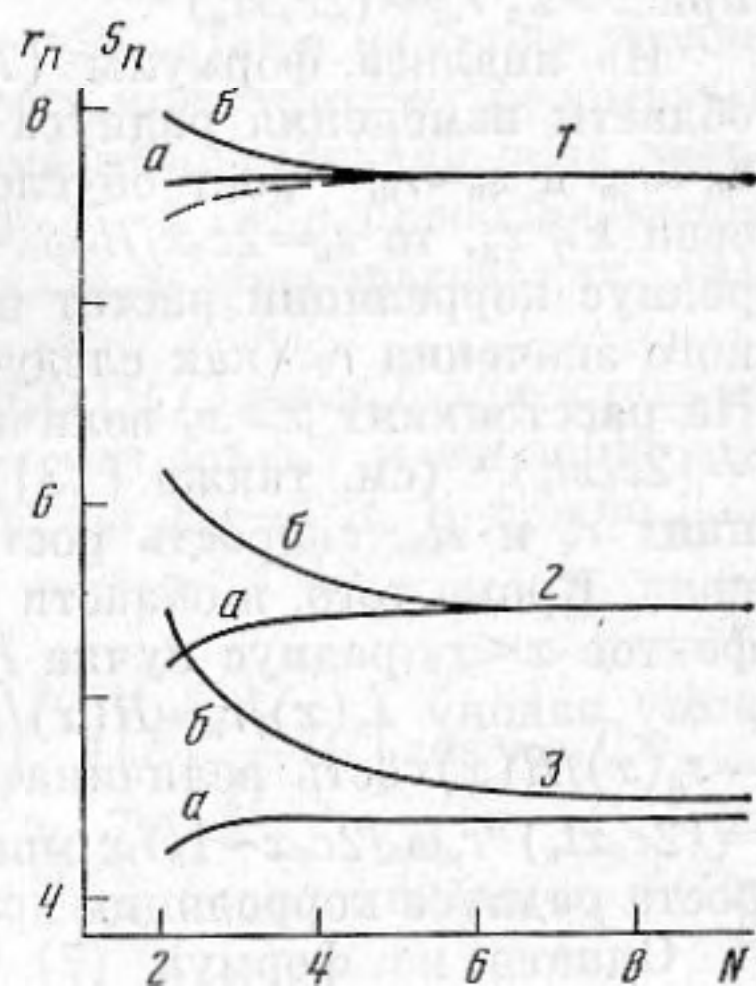


Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимости нормированных $I^{(n)}/I_0=B_n$ интенсивностей первой (1), второй (2) и третьей (3) гармоник от расстояния в единицах дифракционных длин $y=x/x_d$. Буквы у кривых соответствуют значениям параметра N : $a - N=100$, $б - 2$, $в - 1,5$, $г - 1$

Фиг. 2. Зависимости радиусов пучка $R^{(n)}/R_0=r_n$ для первых трех гармоник $n=1, 2, 3$ от расстояния $y=x/x_d$ в единицах дифракционных длин. Буквы у кривых соответствуют значениям параметра N : $a - N=100$, $б - 5$, $в - 2$

Фиг. 3. Зависимости нормированных радиусов корреляции $s_k^{(n)}/r_k=S_n$ (а) и размеров пучка $R^{(n)}/R_0=r_n$ (б) для первых трех гармоник $n=1, 2, 3$ от значения параметра N на расстоянии $x/x_d=5$. Штриховая линия — зависимость радиуса корреляции, определяемого по полной интенсивности (во всей полосе частот)



Фиг. 3

Пусть при $x=0$ корреляционная функция гауссового шума имеет вид: $B_0 = I_0 \exp(-T^2/t_k^2 - r^2/r_k^2 - R^2/R_0^2) \cos \omega_0 T$. Для простоты ограничимся случаем слабой корреляции в пространстве $r_k \ll R_0$, хотя полученные результаты можно обобщить для произвольных соотношений r_k и R_0 .

Общее решение уравнения (3) с заданным граничным условием можно представить в виде

$$B_n = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_0(\omega) \omega^2 d\omega}{\omega^2 + (\omega_0 x/x_d)^2} \exp \left[i\omega_0 T - \frac{\omega^2 (r^2/r_k^2 + R^2/R_0^2)}{\omega^2 + (\omega_0 x/x_d)^2} - \frac{2i\omega\omega_0 x r R}{(\omega^2 + (\omega_0 x/x_d)^2) x_d r_k R_0} \right], \quad (5)$$

где

$$S_0(\omega) = \frac{\tau_k}{4\sqrt{\pi}} I_0 [\exp(-\tau_k^2 (\omega - \omega_0)^2 / 4) + \exp(-\tau_k^2 (\omega + \omega_0)^2 / 4)],$$

$x_d = r_k R_0 \omega_0 / 2c_0$ — дифракционная длина для пучков со случайным поперечным распределением.

Если спектральная линия достаточно узка ($\omega_0 t_k \gg 1$), то, разлагая в ряд предэкспоненциальную функцию и показатель экспоненты в (5) вблизи точек $\omega = \pm \omega_0$ с точностью до линейных по $\omega \pm \omega_0$ членов, полу-

чим следующее выражение для вспомогательной корреляционной функции:

$$B_s = \frac{I_0}{1+(x/x_d)^2} \exp \left[-\frac{r^2/r_k^2 + R^2/R_0^2}{1+(x/x_d)^2} - \left(T - \frac{2x((x/x_d)^2 - 1)Rr}{x_d R_0 r_k \omega_0 (1+(x/x_d)^2)^2} \right)^2 / t_k^2 \right] \cos(\omega_0 T - 2xRr/R_0 r_k x_d (1+(x/x_d)^2)). \quad (6)$$

Остановимся подробнее на анализе линейных дифракционных процессов. Ограничимся областью вблизи оси пучка $r_1=0$, $r_2=s$ (или $r=-s$, $R=s/2$). Тогда изменение радиуса корреляции, определяемого для полной интенсивности ($T=0$) по уровню e^{-1} , представимо в виде

$$s_k^2 = [((r_{k2}^2/2r_{k1}^2)^2 + 1)^{1/2} - r_{k2}^2/2r_{k1}^2] r_{k2}^2, \quad (7)$$

где $r_{k1} = r_k(1+(x/x_d)^2)^{1/2}$,

$$r_{k2} = \left(\frac{r_k R_0 \omega_0 t_k x_d ((x/x_d)^2 + 1)^2}{x |(x/x_d)^2 - 1|} \right)^{1/2}$$

при $x \gg x_d$ $r_{k2} = (2c_0 x t_k)^{1/2}$.

Из анализа формулы (7) следует, что существуют две характерные области изменения радиуса корреляции. При $x \ll x_2 = x_d R_0 \omega_0 t_k / r_k$ значение $r_{k1} \ll r_{k2}$ и $s_k \approx r_{k1}$ — рост обусловлен дифракционными эффектами; при этом если $x \gg x_d$, то $s_k = 2c_0 x / R_0 \omega_0$ — в области сферической расходимости волны радиус корреляции растет по линейному закону и не зависит от начального значения r_k (как следует из теоремы Ван Циттерта — Цернике [8]). На расстояниях $x \gg x_2$ величина $r_{k2} \ll r_{k1}$ и закон роста меняется: $s_k \approx r_{k2} = (2c_0 x t_k)^{1/2}$ (см. также [13]); теряется информация об исходных значениях r_k и R_0 , скорость роста определяется только временем корреляции поля. Кроме того, в области преобладающего влияния дифракционных эффектов $x < x_2$ радиус пучка $R(x)$ и радиус корреляции изменяются по одному закону $s_k(x)/r_k = R(x)/R_0$ и коэффициент когерентности пучка $C = s_k(x)/R(x)$ есть величина постоянная [8]. При $x > x_2$ коэффициент $C = (2c_0 x t_k)^{1/2} r_k \omega_0 / 2c_0 x \sim 1/\sqrt{x}$ монотонно убывает, что связано с ограничением роста радиуса корреляции временной некогерентностью.

Однако из формул (7) видно, что для узкополосного излучения ($\omega_0 t_k \gg 1$) расстояния, на которых проявляются эффекты, связанные с дифракционной расходимостью пучка и временной некогерентностью поля, сильно различаются: $x_2 \gg x_d$. Например, рассмотрим процесс рассеяния шумовой акустической волны при прохождении в жидкости монодисперсного пузырькового слоя. Рассеянная резонансным образом квазигармоническая волна частоты $f_{рез}$ будет иметь случайную пространственную структуру, обусловленную случайным характером распределения пузырьков. Пусть непосредственно после прохождения пелены размер акустического пучка $R_0 = 10$ м, радиус корреляции $r_k = 1$ см, радиус пузырьков $r_n = 46$ мкм или $f_{рез} = 100$ кГц, добротность $f_{рез}/\Delta f = 10$ (параметры, реализующиеся в натуральных океанологических экспериментах). Считая профиль интенсивности и распределение поперечной корреляции гауссовой формы, получим следующие оценки: $x_d = 20$ м, $x_2 = 2 \cdot 10^5$ м. Для лабораторных условий, если $R_0 = 10$ см, $r_k = 0,1$ см, $r_n = 4$ мкм или $f_{рез} = 1$ мГц, $f_{рез}/\Delta f = 10$, соответствующие значения $x_d = 20$ см, $x_2 = 2 \cdot 10^4$ см. Поэтому если эффекты, связанные с некогерентностью поля, существенны в случае широкополосного излучения [4, 11, 12], то для достаточно узких линий они сказываются на более далеких расстояниях. В дальнейших расчетах будем ими пренебрегать.

Для дальнейшего анализа нелинейных процессов в пучке квазимонохроматического излучения можно использовать следующее выражение для линейной корреляционной функции:

$$B_s = \frac{I_0}{1+(x/x_d)^2} \exp \left(-\frac{r^2/r_k^2 + R^2/R_0^2}{1+(x/x_d)^2} - \frac{T^2}{t_k^2} \right) \cos \omega_0 T.$$

Нелинейное преобразование, соответствующее фурье-образу (4) и связывающее спектр шума в произвольном сечении перпендикулярном оси пучка и корреляционную функцию B_* , имеет вид

$$S = \frac{I_0(\omega_0 x_d N)^2}{2\pi(\omega x)^2} \exp\left[-\left(\frac{\omega x}{\omega_0 x_d N}\right)^2 \frac{\sigma^2}{I_0}\right] \int_{-\infty}^{\infty} \times \\ \times \left[\exp\left[\left(\frac{\omega x}{\omega_0 x_d N}\right)^2 \frac{B_*}{I_0}\right] - 1 \right] \exp(-i\omega T) dT, \quad (8)$$

где $\sigma^2(x, \mathbf{R}) = B_*(x, T=0, \mathbf{r}=0, \mathbf{R})$ — интенсивность шума в линейном приближении. Взаимное влияние нелинейных и дифракционных эффектов характеризуется параметром $N = x_p/x_d$, равным отношению длины образования разрыва $x_p = c_0^2/\epsilon\omega_0\sqrt{I_0}$ в плоской регулярной волне частоты ω_0 и амплитуды $\sqrt{I_0}$ к дифракционной длине случайного пучка в линейном приближении.

Отметим, что для шумовой волны введение таким образом нелинейной длины не является вполне корректным. В случайной волне могут присутствовать выбросы, разрывы на которых, не описываемые данной моделью, будут образовываться на расстояниях $x < x_p$. Даже на сколь угодно малых расстояниях от источника вероятность присутствия разрывных фронтов будет отлична от нуля. В то же время относительная доля энергии, поглощенной на разрывах при $x < x_p$ или $N > 1$ (при преобладающем влиянии дифракционных эффектов) будет мала и преобразования (4), (8) будут приближенно верными.

В выражении (8), учитывая, что $B_* = \sigma^2 B_r(\mathbf{r}) f(T) \cos \omega_0 T$ представима в виде произведения быстро осциллирующей части $\cos \omega_0 T$ и медленно меняющейся функции времени $\sigma^2 \exp(-\mathbf{r}^2/r_k^2(1+(x/x_d)^2) - T^2/t_k^2)$, можно воспользоваться разложением в ряд

$$\exp\left[\left(\frac{\omega x}{\omega_0 x_d N}\right)^2 \frac{B_*}{I_0}\right] = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n I_n \left[\left(\frac{\omega x}{\omega_0 x_d N}\right)^2 f(T) \frac{\sigma^2}{I_0} B_r \right] \cos n\omega_0 T,$$

где $\epsilon_0 = 1$, $\epsilon_n = 2$ $n > 0$, и получить выражение для корреляционной функции n -й гармоники:

$$B_n = 2I_0 \left(\frac{x_d N}{x n}\right)^2 \exp\left[-\left(\frac{x n}{x_d N}\right)^2 \frac{\sigma^2}{I_0}\right] I_n \left[\left(\frac{n x}{N x_d}\right)^2 \frac{\sigma^2}{I_0} B_r f(\tau) \right] \cos n\omega_0 \tau, \quad (9)$$

I_n — функция Бесселя мнимого аргумента, как это сделано в [1, 8].

На фиг. 1 изображены зависимости нормированных на I_0 интенсивностей 1-й, 2-й, 3-й гармоник на оси ($\tau = r = R = 0$) от расстояния при различных соотношениях нелинейной и дифракционной длин N . Уменьшение интенсивности 1-й гармоники, обусловленное как дифракционной расходимостью, так и перекачкой энергии вверх по спектру, происходит более быстрыми темпами при увеличении интенсивности исходного излучения (уменьшении N). При этом возникающие гармоники растут быстрее и максимум их достигается на меньших относительных расстояниях.

Анализ выражения (9) показывает, что, как и в случае плоских волн [1], в пучке шумового излучения генерация гармоник на начальном этапе проявления нелинейности (либо $x/x_p \ll 1$, либо $N \gg 1$) происходит эффективнее, чем для регулярного во времени пучка той же интенсивности и пространственной структуры в $n!$ раз.

Известно, что при распространении интенсивного регулярного пучка область пространственной локализации поля сужается с ростом номера рассматриваемой гармоники. При анализе шумового излучения получают аналогичные результаты.

На фиг. 2 изображены зависимости от расстояния радиусов 1-й, 2-й и 3-й гармоник для различных соотношений нелинейной и дифракционной длин N . Характерные радиусы определены по уровню 0,1 от максималь-

ного значения интенсивности на оси пучка. На расстояниях $x/Nx_d \ll 1$ область локализации n -й гармоники в \sqrt{n} раз меньше, чем основного излучения. Такое отношение является характерным и для регулярных волн с начальным гауссовым профилем пучка [7]. При дальнейшем распространении с увеличением интенсивности исходного шума рост радиуса пучка для гармоник происходит более быстрыми темпами. Это явление связано с эффективной перекачкой энергии вверх по спектру, которая происходит вблизи оси и менее выражена на периферии пучка.

Область пространственной когерентности также сужается с увеличением номера гармоники. Отношение радиуса корреляции n -й гармоники к исходному значению r_k при слабом проявлении нелинейности (т. е. либо $x \ll x_p$, либо $N \gg 1$ для любых x) равно $s_k^{(n)}/r_k = 1/\sqrt{n}$, что обусловлено нелинейным «подчеркиванием» амплитудных выбросов в реализации исходного случайного процесса. При дальнейшем увеличении интенсивности рост радиуса корреляции в гармониках ограничивается параметрическими процессами обратной перекачки энергии из высших гармоник, значительно слабее коррелированных в пространстве. Однако известно [1], что роль параметрических процессов, ведущих к понижению частоты, при распространении интенсивных волн в акустических средах невелика, поэтому рассматриваемый эффект выражен слабо. На фиг. 3 изображены зависимости радиуса корреляции вблизи оси ($r_1=0$, $r_2=s$, $\tau=0$) и размера пучка ($r_1=r_2=R$, $\tau=0$), определяемых по уровню 0,1 от максимального значения, от величины $N=x_p/x_d$ для 1-й — 3-й гармоник на расстоянии $x/x_d=5$ от источника. Радиус корреляции и размер пучка нормированы на начальные значения r_k , R_0 . Из анализа кривых фиг. 3 видны характерные тенденции в изменении пространственных распределений гармоник. В случае доминирующего влияния дифракционных эффектов $N > 8$ радиус корреляции и радиус пучка в гармониках растут по одному закону $s_k^{(n)}/r_k = R_k^{(n)}/R_0$. При усилении интенсивности исходного поля появляется различие: увеличение размеров пучка интенсивности и обратный эффект при рассмотрении пространственной корреляции.

Обострение пространственной структуры поля при нелинейных взаимодействиях имеет важное практическое значение и используется, например, для создания высоконаправленного излучения параметрическими антеннами. Эффект нелинейного подчеркивания статистических свойств излучения (уменьшение r_k) также необходимо иметь в виду в задачах акустического зондирования статистически неровных поверхностей, случайно-неоднородных сред как возможность повышения уровня разрешения и направленности при диагностике по нелинейным характеристикам.

Остановимся более подробно на обсуждении результатов. Наиболее эффективные нелинейные взаимодействия, происходящие в приосевой области, приводят к дополнительному уменьшению интенсивности вблизи оси, т. е. к увеличению размеров пучка для каждой из гармоник по сравнению со случаем слабого проявления нелинейности. В то же время размер пучка, определяемый по полной интенсивности, в области до образования разрывов одинаков для сильной и слабой нелинейности. Действительно, хотя область пространственной локализации поля уменьшается с ростом номера рассматриваемой гармоники, расходимость, обусловленная увеличением частоты, также уменьшается. Можно показать, что в целом гармоники дифрагируют так же, как и основное излучение. Для регулярного во времени поля нелинейность также не оказывает влияние на общее дифракционное изменение размеров пучка [1, 7].

Наряду с доминирующим переходом энергии вверх по спектру, в поле интенсивной звуковой волны происходят и параметрические процессы, в результате которых энергия частично перераспределяется между взаимодействующими волнами и в обратном направлении. Так, например, при взаимодействии 1-й и 2-й гармоник образуется, кроме волны $3\omega_0$, и волна

частоты ω_0 . Поскольку с ростом номера гармоники область пространственной когерентности сужается, то обратное «самовоздействие» приводит к появлению добавочной составляющей, менее коррелированной в пространстве. Относительное уменьшение когерентности возникающих гармоник приводит также к уменьшению радиуса корреляции, определяемого по полной интенсивности во всей полосе частот — штриховая линия на фиг. 3.

Вероятно, подобными процессами, в результате которых энергия частично переходит из высших гармоник (слабее коррелированных и во времени) в сторону более низких частот, можно объяснить эффект «расплывания» спектральных линий в нелинейной среде [1]. Если при $x/x_p \ll 1$ время корреляции n -й гармоники определяется формулой $t_k^{(n)} = t_k \sqrt{n}$, то с ростом интенсивности исходной волны происходит его уменьшение, причем тем сильнее, чем выше номер рассматриваемой гармоники.

Важно отметить, что эффект уменьшения радиуса корреляции при росте размеров случайного пучка наблюдался экспериментально при распространении частично когерентных световых пучков в поглощающих средах. Теоретический анализ показал, что в этом случае уменьшение радиуса корреляции происходит за счет теплового самовоздействия в кубично-нелинейной среде, причем оно может иметь место как при самофокусировке, так и при самодефокусировке, когда радиус пучка увеличивается [14].

Для акустического излучения существенными являются квадратичная нелинейность и практически полное отсутствие дисперсии, поэтому нелинейные взаимодействия протекают здесь, конечно, иным образом. Процессы «самовоздействия» происходят как каскадные на квадратичной нелинейности с участием волн основного излучения и возникающих гармоник и выражены значительно слабее на фоне других, более интенсивных процессов.

Авторы благодарны А. С. Чиркину за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
2. Гурбатов С. Н., Малахов А. Н. Случайные волны в нелинейной акустике: Препринт № 11 383. М.: ИРЭ АН СССР, 1985.
3. Руденко О. В., Чиркин А. С. О нелинейной трансформации спектров случайных волновых полей // Докл. АН СССР. 1974. Т. 214. № 5. С. 1045–1048.
4. Руденко О. В. Взаимодействия интенсивных шумовых волн // УФН. 1986. № 7.
5. Кузнецов В. П. Уравнения нелинейной акустики // Акуст. журн. 1970. Т. 15. № 4. С. 548–553.
6. Лapidус Ю. Р., Руденко О. В. Новые приближения и результаты теории нелинейных акустических пучков // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 6. С. 797–802.
7. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982.
8. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.
9. Руденко О. В. Нелинейная трансформация спектров шумовых волн в диссипативной среде // Тр. X Всесоюз. Акуст. конф., Б10. М.: Изд-во Акуст. ин-та, 1983.
10. Васильева О. А., Карабутов А. А., Лапшин Е. А., Руденко О. В. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии. М.: Изд-во МГУ, 1983.
11. Руденко О. В., Хохлова В. А. О расчете статистических характеристик дифрагирующего акустического шума большой интенсивности // Вестн. Моск. ун-та, сер. 3. Физ. и астр., 1986. Т. 27. № 5. С. 31–35.
12. Руденко О. В., Хохлова В. А. О статистических характеристиках дифрагирующего акустического шума большой интенсивности // Вестн. Моск. ун-та, сер. 3, физ. и астр., 1987. Т. 28. № 1. С. 53–56.
13. Курашов В. Н., Кисиль А. В., Хорошков Ю. В. Влияние спектрального состава излучения на пространственную когерентность в дальней зоне // Квант. и электрон. 1976. Т. 3. № 1. С. 5–10.
14. Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. Пространственная когерентность случайных световых пучков при тепловом самовоздействии // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 9. С. 1833–1842.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступила в редакцию
4.VI.1986