

квадратичное отклонение среднего для серии. Для зеркальной среды и шероховатого рассеивателя выполнялось условие (5), и с этими рассеивателями, как видно из полученных данных, наблюдается удовлетворительное согласие расчетного и непосредственно измеренного усиления рассеяния. Для плоского зеркала имеет место $\delta \ll \alpha$ и усиления обратного рассеяния не должно наблюдаться [9]. Измерения с плоским зеркалом дали при $\rho = 0,5$ мм значение $N = 0,99 \pm 0,05$.

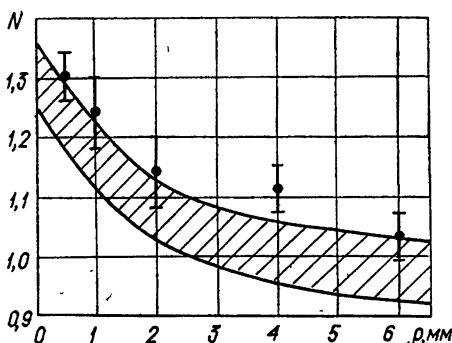


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость $N(\rho)$ для зеркальной сферы.

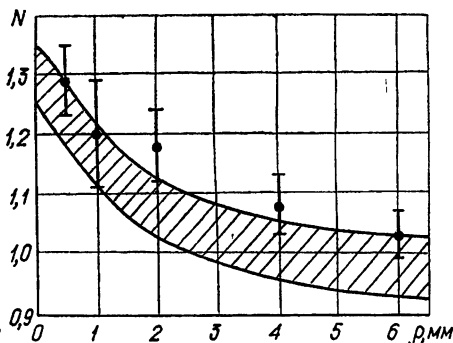


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость $N(\rho)$ для шероховатого рассеивателя.

Согласие результатов эксперимента с теорией позволяет, на наш взгляд, отметить также возможность определения характеристик флуктуаций по интенсивности рассеянного сигнала. При этом для определения $\beta^2 = B_I(0)$ и $B_I(\rho)$ не приходится измерять средние квадраты флуктуаций интенсивности, как при работе «на просвет», а достаточно измерять средние значения интенсивности рассеянного сигнала вблизи источника.

Авторы выражают глубокую признательность В. И. Татарскому и А. Г. Виноградову за внимание к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Виноградов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 7, 1064 (1973).
2. А. Г. Виноградов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 10, 1584 (1974).
3. А. С. Мартынюк, Е. П. Николаев, ПТЭ, № 2, 193 (1974).
4. А. В. Артемьев, А. С. Гурвич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 5, 734 (1971).
5. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, А. С. Хрупин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 1, 155 (1974).
6. В. И. Гельфгат, Акуст. ж., 22, № 1, 123 (1976).

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
12 августа 1976 г.

УДК 538.567.2

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ СО СЛУЧАЙНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ. НЕДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

С. Н. Гурбатов

При распространении волны в нелинейной среде, например, интенсивной акустической волны, электромагнитной волны в распределенной линии передач с нелинейными элементами, происходит сильное искажение формы сигнала и его спектра [1–8]. Немонотонность входного сигнала, кроме уширения спектральных линий высших гармоник [4, 5], приводит также к появлению низкочастотных компонент, т. е. в нелинейной среде выделяется шумовая модуляция входного сигнала.

Настоящая работа посвящена анализу статистических характеристик протектированного в нелинейной среде сигнала с фазовой модуляцией,

$$v_0(t) = A \sin(\omega_0 t + \varphi(t)). \quad (1)$$

В недиспергирующей среде с высокочастотной диссипацией распространение волн конечной амплитуды описывается уравнением Бюргерса [1-3]

$$\frac{\partial v}{\partial x} + \beta v \frac{\partial v}{\partial \tau} = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}, \quad (2)$$

где β и μ характеризуют нелинейность и высокочастотную диссипацию, $\tau = t - x/c$, c — скорость волны в линейной среде. Уравнение (2) сводится к линейному уравнению диффузии [6]

$$v = -\frac{2\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial \tau} \ln U; \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}. \quad (4)$$

Предполагая, что флуктуации частоты $\Omega(t) \equiv \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ малы по сравнению с несущей частотой ω_0 , запишем начальные условия к уравнению (4) в виде

$$\begin{aligned} U(\tau, 0) &= \exp \left[\operatorname{Re} \left(1 - \frac{\Omega(\tau)}{\omega_0} \right) \cos \theta(\tau) \right] = \\ &= I_0 \left(\operatorname{Re} \left(1 - \frac{\Omega(\tau)}{\omega_0} \right) \right) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n \left(\operatorname{Re} \left(1 - \frac{\Omega(\tau)}{\omega_0} \right) \right)^n \cos n \theta(\tau), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\theta(\tau) = \omega_0 \tau + \varphi(\tau)$, $I_n(z)$ — модифицированные функции Бесселя. В формуле (5) $\operatorname{Re} = \beta A / 2\mu \omega_0$ характеризует относительное влияние нелинейных и диссипативных процессов на распространение волны и, например, в акустике имеет смысл числа Рейнольдса. Вид спектра вспомогательного поля $U(\tau, x)$ зависит от величины параметра $\operatorname{Re}_H = \operatorname{Re} \sigma_Q / \omega_0$ — числа Рейнольдса медленных компонент волны. Ширина низкочастотной части спектра U (первый член в (5)) равна ширине спектра флуктуаций частоты γ при $\operatorname{Re}_H \ll 1$ и равна $\gamma \operatorname{Re}_H$ при $\operatorname{Re}_H \gg 1$. При $\gamma \operatorname{Re}_H \ll \omega_0$ низкочастотная часть спектра U не перекрывается с высшими гармониками U .

Следовательно, на расстояниях $(\mu \omega_0^2)^{-1} \ll x \ll (\mu \gamma^2 \operatorname{Re}_H^2)^{-1}$ амплитуды высших гармоник сигнала ослаблены из-за неравномерного затухания, а искажение медленных составляющих еще незначительно. В этом случае в (5) можно ограничиться первым членом, тогда

$$v(\tau, x) = -\frac{2\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial \tau} \ln I_0 \left(\operatorname{Re} \left(1 - \frac{\Omega(\tau)}{\omega_0} \right) \right) = \frac{A}{\omega_0^2} \frac{I_1(\operatorname{Re})}{I_0(\operatorname{Re})} \frac{\partial \Omega(\tau)}{\partial \tau}. \quad (6)$$

Таким образом, при определенных соотношениях между параметрами среды и сигнала на выходе возможно выделение в чистом виде производной частоты входного сигнала. Отметим, что в сосредоточенных системах появление низкочастотных компонент в спектре при преобразовании сигнала с фазовыми флуктуациями возможно лишь в инерционных системах. Из (6) следует, что вероятностное распределение медленных компонент поля повторяет вероятностное распределение производной частоты входного сигнала, а спектр $v(\tau, x)$ пропорционален спектру $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$:

$$S_v(\omega, x) = \frac{A^2}{\omega_0^4} \frac{I_1^2(\operatorname{Re})}{I_0^2(\operatorname{Re})} \omega^2 S_\Omega(\omega). \quad (7)$$

При $\operatorname{Re} \ll 1$ из-за сильного затухания существенную роль играет лишь однократное нелинейное взаимодействие гармоник входного сигнала и относительная доля энергии, преобразованной в низкочастотную часть спектра, пропорциональна $\operatorname{Re}^2 \sigma_Q^2 \gamma^2 / \omega_0^4 \equiv \operatorname{Re}_{H1}^2 \gamma^2 / \omega_0^2$ ($I_1(\operatorname{Re}) / I_0(\operatorname{Re}) \approx \operatorname{Re} / 2$). В среде с малым затуханием ($\operatorname{Re} \gg 1$) амплитуда медленных компонент не зависит от параметров среды β и μ ($I_1(\operatorname{Re}) / I_0(\operatorname{Re}) \approx 1$), и эффективность перекачки энергии в низкочастотную часть спектра существенно больше, чем при $\operatorname{Re} \ll 1$ ($\Delta E_H / E_0 \approx \sigma_Q^2 \gamma^2 / \omega_0^4$).

Представляет интерес рассмотреть также искажение формы и спектра медленных компонент сигнала $v(\tau, x)$. При $Re_H \ll 1$ можно пренебречь нелинейными эффектами и медленные составляющие описываются линейным уравнением диффузии. Их спектр при этом совпадает со спектром (7), умноженным на $\exp(-2\mu\omega^2 x)$, где экспоненциальный множитель описывает высокочастотное затухание. При $x \gg (\mu\gamma^2)^{-1}$ затухание энергии волны определяется поведением спектра флуктуаций частоты при $\omega \rightarrow 0$. Для сигнала с ограниченными фазовыми флуктуациями $S_\varphi(\omega) \approx S_\varphi(0)\omega^2$, и энергия волны уменьшается пропорционально $\sigma_\varphi^2 \gamma^{-1}/x^{5/2}$. Для сигнала с нестационарными флуктуациями фазы $E(t) \sim \sigma_\varphi^2 \gamma^{-1}/x^{3/2}$.

При $Re_H \gg 1$ взаимодействие спектральных компонент протектированного сигнала приводит к уширению низкочастотной части спектра в обе стороны от «центральной» частоты $\omega \approx \gamma$. На начальном этапе искажение формы медленных составляющих описывается уравнением простой волны и для анализа их энергетического спектра может быть применен математический аппарат, разработанный в [4, 7, 8]. На достаточно больших расстояниях, из-за высокочастотного затухания, волна снова выходит на линейный режим распространения. При этом можно линеаризовать нелинейную связь между $v(\tau, x)$ и вспомогательным полем $U(\tau, x)$ (3) относительно среднего значения $\langle U \rangle = \text{const}$. Для нормально распределенных флуктуаций частоты в этом случае имеем из (3) — (5)

$$S_v(\omega, x) = \frac{4\mu^2}{\beta^2} \omega^2 e^{-2\mu\omega^2 x} \int_{-\infty}^{\infty} [\exp(\text{Re}_H^2 B_\Omega(\tau)) - 1] d\tau, \quad (8)$$

где $B_\Omega(\tau)$ — коэффициент корреляции флуктуаций частоты. Из сравнения (7), (8) видно, что при $Re_H \gg 1$ нелинейность приводит к существенному укрупнению спектра волны при $\omega \rightarrow 0$, что связано с дополнительной параметрической подкачкой энергии в низкочастотную часть спектра.

Автор благодарен А. Н. Малахову и А. И. Саичеву за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. В. Хохлов, Радиотехника и электроника, 6, № 6, 917 (1961).
2. А. В. Гапонов, Л. А. Островский, М. И. Рабинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 2, 163 (1970).
3. О. В. Руденко, С. И. Солуян, Теоретические основы нелинейной акустики, изд. Наука, М., 1975.
4. О. В. Руденко, А. С. Чиркин, ДАН СССР, 214, № 5, 1045 (1974); Акустический журнал, 20, № 2, 297 (1974); Радиотехника и электроника, 19, № 10, 2170 (1974).
5. Е. Н. Пелиповский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 19, № 3, 373 (1976).
6. E. Norf, Comm. Pure Appl. Math., 3, № 3, 201 (1950).
7. А. Н. Малахов, А. И. Саичев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 5, 699 (1974).
8. А. И. Саичев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 7, 1025 (1974).

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
28 июня 1976 г.

УДК 538.574.6

К ВОПРОСУ О ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ГИРОТРОПНЫХ ОБЪЕКТАХ

И. Г. Кондратьев

Настоящая заметка посвящена обсуждению эффективности предложенного в [1] метода расчета коэффициентов возбуждения дифракционных мод, основанного на использовании леммы Лоренца, применительно к задачам дифракции электромагнитных волн на гиротропных объектах. Специфика этих задач может быть проиллюстрирована на примере простейшей и достаточно хорошо известной (см., например, [2, 3]) задачи о дифракции цилиндрической и плоской волн на круговом гиротропном (для определенности, плазменном) цилиндре с аксиальным внешним магнитным полем.