АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1998, том 44, № 6, с. 823–828

УДК 534.222

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕГУЛЯРНЫХ И ШУМОВЫХ СПЕКТРОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОРШНЕМ В ЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

© 1998 г. О. В. Руденко

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119899 Москва, Воробьевы горы
E-mail: asi@phys.msu.su

Поступила в редакцию 30.03.98 г.

Изучены искажения спектров, происходящие из-за нелинейности связи закона движения излучающей поверхности с формой убегающей волны. Рассчитана полная спектральная картина волнового движения, учитывающая все возможные взаимодействия между регулярными и шумовыми компонентами. Проанализированы процессы нелинейного затухания гармонического колебания в присутствии шума и генерации белого шума за счет отбора энергии от регулярной составляющей поля и ее нелинейного перераспределения по спектру.

Нелинейные эффекты, обусловленные взаимодействием регулярных и случайных волн в процессе их распространения через нелинейную среду, изучаются статистической нелинейной акустикой [1, 2]. К настоящему времени детально исследованы такие интересные явления, как генерация сплошного спектра при взаимодействии широкополосного шума с гармониками интенсивного регулярного сигнала, активное гашение низкочастотных шумов под действием интенсивных сигналов и, обратно, избыточное затухание слабого сигнала в поле мощного шума. Эти явления существенно влияют на энергообмен между детерминированными и случайными полями в процессе формирования теплового шума в твердых телах, спектров шума реактивных двигателей, кавитационной области, ряда других физических систем и технических устройств. Обзор результатов многочисленных экспериментальных и теоретических исследований, выполненных в этом направлении, дан в работах [3, 4].

Однако существует другой класс явлений, аналогичных указанным выше, но обусловленных иными причинами. Взаимодействие спектров может иметь место не только при распространении волн в нелинейных средах, но и при конечных колебаниях источника в чисто линейной среде, для скоростей его движения, сравнимых со скоростью звука. Примером такой ситуации служит излучение волн конечной амплитуды в жидкость с пузырьками газа, скорость звука в которой мала по сравнению со случаем дегазированной жидкости.

Пусть плоский поршень смещается вдоль оси x из среднего положения $x = 0$ по закону $x = X(t)$. Скорость его движения равна $v_p = X'(t)$. От поршня в положительном направлении оси x убегает волна, колебательная скорость в которой изменяется по закону $v(x, t) = F\left(t - \frac{x}{c}\right)$, где c – скорость звука. Требуя, чтобы на поверхности поршня обе скорости совпадали, $v_p = v$, получим соотношение:

$$X'(t) = F\left[t - \frac{X(t)}{c}\right]. \qquad (1)$$

Отсюда видно, что функция $F(t)$ отличается от $X'(t)$, иными словами, временной профиль волны не совпадает со скоростью движения поршня. Проблема состоит в том, чтобы по заданному движению поршня $X(t)$ и, следовательно, по известным статистическим характеристикам этого движения рассчитать измеряемые статистические характеристики излучаемой волны $F(t)$, прежде всего, корреляционную функцию и энергетический спектр. Для нормального случайного процесса $X(t)$ решение этой задачи приведено в работе [5]. Было получено общее выражение, связывающее корреляционную функцию убегающей волны с коэффициентом корреляции случайного движения $X(t)$ и его производными (второй и четвертой). Показано, что при больших амплитудах квазигармонических шумовых колебаний поршня излучается не только волна основной частоты, но и высшие гармоники; возникает также постоянная составляющая. Рассчитаны законы роста средних интенсивностей акустических гармоник и ширин их спектральных линий с увеличением интенсивности хаотических колебаний. Для широкого спектра $X(t)$ прослежен процесс "перетекания" энергии колебаний в низко- и

высокочастотную области спектра. Подчеркнуты отличия этих "локальных" взаимодействий от обычных нелинейных эффектов, "накапливающихся" по мере распространения волн через нелинейную среду.

Ниже решается более сложная задача об излучении поршня, движение которого имеет как регулярную s, так и шумовую N составляющие:

$$X(t) = s(t) + N(t). \qquad (2)$$

Наиболее интересным представляется вопрос о воздействии шума на гармонические колебания поршня, рассматриваемого в качестве источника интенсивного акустического сигнала. Регулярная компонента смещения при этом равна

$$s = -\frac{A}{\omega_0}\cos\omega_0 t. \qquad (3)$$

Здесь ω_0 – частота, A – амплитуда колебаний скорости $v = s'$. В реальных условиях случайная составляющая $N(t)$ может возникнуть из-за электрических флуктуаций, поступающих на преобразователь; источником хаотического движения поршня может быть также шум среды, рождаемый, в частности, областью развитой акустической кавитации.

Перейдем к решению поставленной задачи. Вначале запишем соотношение (1) как

$$v(t) = X'(\xi), \quad t = \xi - \frac{1}{c}X(\xi), \qquad (4)$$

где ξ – параметр, $v(t) = v(x = 0, t) = F(t)$ – форма бегущей волны, "пересчитанная" к началу координат $x = 0$. Запись (1) в виде (4) похожа на параметрическое представление бегущей римановой волны, частотный спектр которой рассчитывается методом Бесселя–Фубини [1]. Аналогичный подход был развит О.В. Руденко и А.С. Чиркиным [6] для анализа спектральных взаимодействий в поле бегущих шумовых волн. Следуя [6], воспользуемся тождеством

$$v(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t}\frac{d\omega}{\omega}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t'}dv(t'). \qquad (5)$$

Подставляя (4) в (5) и переходя к интегрированию по переменной ξ, получим нелинейную интегральную связь формы волны $v(t)$ с функцией $X(\xi)$, описывающей движение поршня, и ее второй производной $X''(\xi)$:

$$v(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t}\frac{d\omega}{\omega}\int_{-\infty}^{\infty} X''(\xi)e^{i\frac{\omega}{c}X(\xi)}e^{-i\omega\xi}d\xi. \qquad (6)$$

Пусть X в этой формуле есть суперпозиция (2) шума и гармонического сигнала (3), причем шум представляет собой нормальный стационарный случайный процесс с нулевым средним значением. Проводя в (6) статистическое усреднение и вычисляя интегралы, найдем

$$\langle v\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n i^{-n}\exp\left(-n^2\frac{\sigma^2\omega_0^2}{2c^2} + in\omega_0 t\right), \qquad (7)$$

где

$$D_n = \frac{\sigma^2}{c^2}R''(0)J_n\left(n\frac{A}{c}\right) + \frac{A}{n}J_n'\left(n\frac{A}{c}\right), \qquad (8)$$

J_n – функция Бесселя, σ^2 – средняя интенсивность, $R(t)$ – коэффициент корреляции процесса $N(t)$, т.е.

$$\langle N(t_1)N(t_2)\rangle = \sigma^2 R(t = t_1 - t_2). \qquad (9)$$

Штрихами в формуле (8) отмечены вторая и первая производные функций R и J_n.

Анализ результата (7), (8) показывает, что среднее поле в убегающей волне есть сумма постоянной составляющей (член ряда (7) с номером $n = 0$), основной гармоники ($n = 1$) и высших гармоник ($n = 2, 3, \ldots$).

Постоянная составляющая возникает в результате детектирования; она равна

$$\langle v\rangle_0 = -\frac{A^2}{2c} - \frac{\sigma^2}{c}|R''(0)|. \qquad (10)$$

Пользуясь теоремой Винера–Хинчина

$$\sigma^2 R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega)e^{i\omega t}d\omega, \qquad (11)$$

связывающей преобразованием Фурье корреляционную функцию и спектр интенсивности $G(\omega)$ стационарного случайного процесса $N(t)$, нетрудно видеть, что выражения

$$\sigma^2 R(0) = \sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega)d\omega,$$
$$\sigma^2|R''(0)| = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 G(\omega)d\omega \qquad (12)$$

представляют средние интенсивности шумовых пульсаций смещения $N(t)$ поршня и его скорости $N'(t)$, соответственно. Таким образом, постоянная составляющая (10) пропорциональна сумме интенсивностей регулярного сигнала и шумовых пульса-

ций скорости поршня. Знак "минус" означает, что она направлена к излучателю. Однако наличие постоянной составляющей (10) не связано с течением, переносящим массу среды, поскольку ее средний поток $\langle \rho u \rangle = 0$ (см. также [1], [7]).

Основная гармоника, в соответствии с (7), (8), описывается выражением:

$$\langle v \rangle_1 = 2\left[\frac{\sigma^2}{c}R''(0)J_1\left(\frac{A}{c}\right) + AJ_1'\left(\frac{A}{c}\right)\right]\times \\ \times \exp\left(-\frac{\sigma^2\omega_0^2}{2c^2}\right)\sin\omega_0 t. \quad (13)$$

Легко видеть, что амплитуда на основной частоте уменьшается (по сравнению со случаем малых колебаний) вследствие двух причин: перекачки ее энергии в шумовую компоненту поля, а также генерации собственных высших гармоник. В предельном случае $\sigma \longrightarrow 0$ (шума нет) из формул (7), (8) получается ряд типа Бесселя–Фубини для гармоник регулярного сигнала:

$$v = A\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{i^{-n}}{n}J_n'\left(n\frac{A}{c}\right)e^{in\omega_0 t}. \quad (14)$$

В предельном случае, когда сигнал слабый, сохраним в формуле (13) только линейные по A члены и приведем ее к следующему виду:

$$\langle v \rangle_1 = A\left[1 - \frac{\sigma^2}{c^2}|R''(0)|\right]\exp\left(-\frac{\sigma^2\omega_0^2}{2c^2}\right)\sin\omega_0 t. \quad (15)$$

Отсюда следует, что наложение интенсивного шума на гармоническое колебание поршня ведет к уменьшению его амплитуды, зависящему от значений σ^2 и $\sigma^2|R''(0)|$, т.е. согласно (12), от интенсивностей шумовых пульсаций смещения и скорости на поверхности поршня. Если шум не слишком силен, $\frac{\sigma^2|R''(0)|}{c^2} << 1$, указанный эффект нелинейного затухания при взаимодействии сигнала с шумом удобно характеризовать фактором α:

$$A(\sigma) = Ae^{-\alpha},$$

$$\alpha = \frac{\omega_0^2}{2c^2}\int_{-\infty}^{\infty}G(\omega)d\omega + \frac{1}{c^2}\int_{-\infty}^{\infty}\omega^2 G(\omega)d\omega. \quad (16)$$

Зная спектральную плотность шума $G(\omega)$, можно рассчитать фактор потерь α (16) и оценить, насколько присутствие шума способно уменьшить амплитуду гармонического сигнала, излучаемого в среду.

Изучив среднее поле $\langle v \rangle$ (7), (8) убегающей волны, перейдем к анализу нелинейной трансформации спектров смеси "сигнал–шум" (2), (3). Для этого нужно, исходя из формулы (5), вычислить корреляционную функцию

$$B_v(t = t_1 - t_2) = \langle v(t_1)v(t_2)\rangle = \\ = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint_{-\infty}^{\infty}e^{i\omega_1 t_1 - i\omega_2 t_2}\frac{d\omega_1 d\omega_2}{\omega_1\omega_2}\times \quad (17) \\ \times\iint_{-\infty}^{\infty}\left\langle X''(\xi_1)X''(\xi_2)e^{i\frac{\omega_1}{c}X(\xi_1) - i\frac{\omega_2}{c}X(\xi_2)}\right\rangle e^{-i\omega_1\xi_1 + i\omega_2\xi_2}d\xi_1 d\xi_2.$$

Присутствие регулярного сигнала делает процесс $X(t)$ нестационарным, поэтому выражение (17) необходимо еще усреднить по времени t_2, считая $t_1 = t_2 + t$. В результате корреляционная функция (17) примет вид:

$$B_v(t) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\omega t}\frac{d\omega}{\omega^2}\times \\ \times\iint_{-\infty}^{\infty}(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3)e^{-i\omega(\xi_1 - \xi_2)}d\xi_1 d\xi_2, \quad (18)$$

где

$$\Phi_1 = s_1''s_2''\exp\left[i\frac{\omega}{c}(s_1 - s_2)\right]\theta_1,$$

$$\Phi_2 = 2s_1''\exp\left[i\frac{\omega}{c}(s_1 - s_2)\right]i\frac{\omega}{c}\sigma^2\theta_2, \quad (19)$$

$$\Phi_3 = \exp\left[i\frac{\omega}{c}(s_1 - s_2)\right]\sigma^2\theta_3.$$

В формулах (19) обозначено $s_{1,2} = s(\xi_{1,2})$,

$$\theta_1 = \left\langle \exp\left[i\frac{\omega}{c}(N_1 - N_2)\right]\right\rangle,$$

$$i\frac{\omega}{c}\sigma^2\theta_2 = \left\langle N_2''\exp\left[i\frac{\omega}{c}(N_1 - N_2)\right]\right\rangle, \quad (20)$$

$$\sigma^2\theta_3 = \left\langle N_1''N_2''\exp\left[i\frac{\omega}{c}(N_1 - N_2)\right]\right\rangle,$$

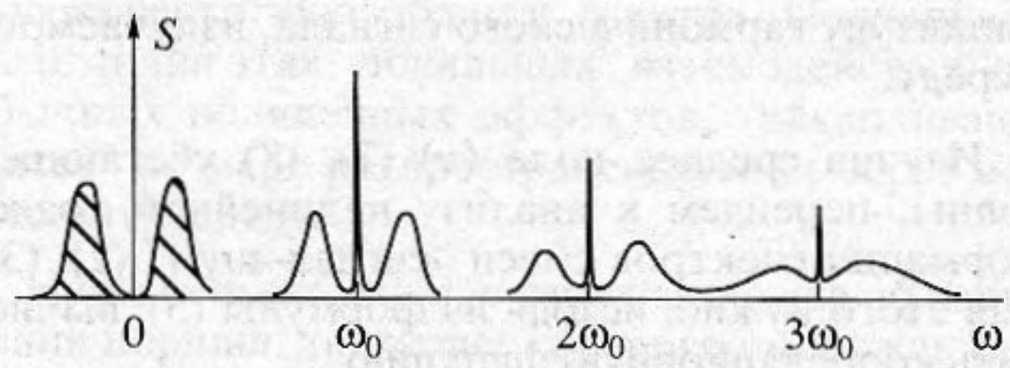

Рисунок.

$N_{1,2} = N(\xi_{1,2})$. Для нормального стационарного случайного процесса $N(\xi)$ с нулевым средним значением функции θ_i в выражениях (19), (20) равны

$$\theta_1 = \exp\left[-\left(\frac{\sigma\omega}{c}\right)^2(1-R(\xi))\right],$$

$$\theta_2 = (R''(0)-R''(\xi))\exp\left[-\left(\frac{\sigma\omega}{c}\right)^2(1-R)\right],$$

$$\theta_3 = \left[R^{(4)}(\xi)+\left(\frac{\sigma\omega}{c}\right)^2(R''(0)-R''(\xi))^2\right]\times \tag{21}$$

$$\times\exp\left[-\left(\frac{\sigma\omega}{c}\right)^2(1-R)\right].$$

Здесь

$$\sigma^2R(\xi) = \langle N_1N_2\rangle = \langle N(\xi_1)N(\xi_2)\rangle, \tag{22}$$

$$\xi = \xi_1-\xi_2.$$

Теперь следует подставить формулы (19) с учетом конкретных выражений (21) в интеграл (18) и перейти от интегрирования по ξ_1, ξ_2 к интегрированию по новым переменным ξ, ξ_2. В результате такого перехода интеграл по ξ_2 удается вычислить. Тем самым вид корреляционной функции (18) заметно упрощается. Пользуясь теоремой Винера–Хинчина, приведем здесь соответствующее выражение для спектра:

$$S = S_1(\omega)+S_2(\omega)+S_2(\omega), \tag{23}$$

$$S_1 = \frac{A^2\omega_0^2}{\pi\omega^2}\sum_{n=0}^{\infty}\beta_nJ_n'^2\left(\frac{A\omega}{\omega_0c}\right)\int_0^{\infty}\theta_1(\xi)\times \tag{24}$$

$$\times\cos(n\omega_0\xi)\cos(\omega\xi)d\xi,$$

$$S_2 = \frac{\sigma^2}{\pi}\frac{A\omega_0}{\omega c}\sum_{n=0}^{\infty}\beta_nJ_n^{2'}\left(\frac{A\omega}{\omega_0c}\right)\int_0^{\infty}\theta_2(\xi)\times \tag{25}$$

$$\times\cos(n\omega_0\xi)\cos(\omega\xi)d\xi$$

$$S_3 = \frac{\sigma^2}{\pi\omega^2}\sum_{n=0}^{\infty}\beta_nJ_n^2\left(\frac{A\omega}{\omega_0c}\right)\int_0^{\infty}\theta_3(\xi)\times \tag{26}$$

$$\times\cos(n\omega_0\xi)\cos(\omega\xi)d\xi.$$

Здесь $\beta_0 = 1$ и $\beta_n = 2$, если $n \geq 1$.

Когда регулярный сигнал отсутствует ($A = 0$), а поршень совершает чисто случайное движение, из формул (23)–(26) следует $S_1 = S_2 = 0$,

$$S(\omega) = S_3 = \frac{\sigma^2}{\pi\omega^2}\int_0^{\infty}\theta_3(\xi)\cos(\omega\xi)d\xi. \tag{27}$$

Результат (27) был получен и проанализирован в нашей предыдущей работе [5].

Напротив, когда отсутствует шумовая компонента движения ($\sigma^2 = 0$), получаем $S_2 = S_3 = 0$,

$$S(\omega) = S_1 = \frac{A^2}{2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\beta_n}{n^2}J_n'^2\left(n\frac{A}{c}\right)\times \tag{28}$$

$$\times[\delta(\omega-n\omega_0)+\delta(\omega+n\omega_0)].$$

Результат (28) находится в согласии с формулой (14).

В общем случае, когда в движении поршня присутствуют регулярная и шумовая компоненты ($A^2 \neq 0$, $\sigma^2 \neq 0$), спектральная картина процесса их взаимодействия имеет весьма сложный характер. "Отталкиваясь" от предельных случаев (27), (28), можно сказать, что формула (24) для S_1 описывает искажение спектра гармонического сигнала, "подправленное" фактором θ_1 (21), который учитывает влияние шумовой компоненты. Формула (26) для S_3, напротив, описывает нелинейные искажения шумового спектра (см. [5]), а влияние сигнала учтено благодаря присутствию в членах ряда (26) функций Бесселя $J_n(A\omega/\omega_0c)$.

Наиболее интересны процессы развития новых спектральных комплексов, рождаемых в результате взаимодействия сигнала и шума.

Пусть спектр колебаний $X(t)$ содержит низкочастотный широкополосный шум (он помечен штриховкой на рисунке) и гармонический сигнал частоты ω_0, причем спектры шума и сигнала не перекрываются. Очевидно, что в этой ситуации спектр убегающей волны должен содержать кратные гармоники $n\omega_0$ сигнала, а широкий спектр шума будет воспроизводиться у "подножия" каждой из этих спектральных линий. Как видно из рисунка, шумовая компонента в спектре волны может быть выражена значительно сильнее, чем в спектре колебаний поршня. Генерация сплошной части спектра усиливается с ростом интенсивности шума σ^2. В целом картина аналогична описанной в работе [7] (см. также [1]), но с той принципиальной разницей, что в [7] искажения усиливались с увеличением не только интенсивности σ^2, но и расстояния, пройденного волной в нелинейной среде.

Широкополосные фрагменты спектра ("пьедесталы") на рисунке могут быть описаны аналитически в том случае, если шум слабый. Сохраняя

в формулах (24)–(26) только линейные по σ^2 члены, придем к выражению:

$$S = \omega_0^2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(\omega - n\omega_0)^2}{\omega\omega_0} J_n\left(\frac{A\omega}{\omega_0 c}\right) + \frac{A}{c} J_n'\left(\frac{A\omega}{\omega_0 c}\right) \right]^2 \times \times G(\omega - n\omega_0). \quad (29)$$

Слагаемое с номером n в сумме (29) описывает шумовой "пьедестал" у подножия n-й гармоники сигнала.

Когда интенсивность σ^2 шумовой компоненты движения поршня возрастает, формула (29) становится непригодной, и необходимо анализировать общие выражения (24)–(26). При этом должны наблюдаться рост и уширение спектральных пьедесталов (29), что приведет к их слиянию и формированию почти белого шума.

Очевидно, что интегральная (по всему спектру) интенсивность шума в убегающей волне должна быть выше, чем в движении поршня, причем это различие увеличивается с ростом интенсивностей как регулярной A^2, так и случайной σ^2 компонент. Когда обе эти компоненты слабые, можно рассчитать коэффициент усиления шума при переходе от колебания к волне:

$$K = \left(\int_{-\infty}^{\infty} S_N(\omega) d\omega \right) / (\sigma^2 |R''(0)|) = 1 + \gamma \frac{A^2}{c^2}. \quad (30)$$

Здесь интеграл берется по спектру шума, т.е. по всем частотам спектра $S(\omega)$ (23), за исключением спектральных линий гармоник $n\omega_0$ сигнала; γ – коэффициент, определяемый отношением частоты ω_0 к характерной ширине $\Delta\omega$ шумового спектра $G(\omega)$ и зависящий от конкретного вида функции $G(\omega)$.

Итак, при переходе от колебательного движения к волновому происходит увеличение интегральной интенсивности шума и ее "растекание" по спектру. Энергия при этом отбирается у сигнала и его высших гармоник, которые в основном и обеспечивают спектральное "перемешивание".

Эти процессы, вероятно, вносят определенный вклад в формирование спектров кавитационной области (наряду с другими известными механизмами [9, 3]), а также иных источников мощных широкополосных шумов [3].

В заключение следует указать на аналогию в математической постановке между решенной выше проблемой и задачами волновой гидромеханики в областях с подвижными границами [10–12]. В многочисленных работах этого цикла, как и в предшествовавших им классических исследованиях по механике ударных волн [7], получено множество данных по генерации волн движущимися телами и взаимодействию волн с подвижными препятствиями. Однако изучались в основном волновые профили. Волна не рассматривалась как сигнал; ее спектральный состав детально проанализирован не был. Задачи об излучении шума, имеющие самостоятельное значение, по-видимому, не решались вовсе.

"Радиофизический" подход к таким проблемам, важным не только для механики, но и для акустики, позволяет использовать здесь ряд идей и расчетных методов, развитых в теории нелинейных волн и, в частности, в нелинейной акустике [1, 13–16].

Работа поддержана грантами INTAS, РФФИ и CRDF.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
2. *Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Саичев А.И.* Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии. М.: Наука, 1990.
3. *Руденко О.В.* Взаимодействия интенсивных шумовых волн // Успехи физ. наук. 1986. Т. 149. № 3. С. 413–447.
4. *Gurbatov S.N., Rudenko O.V.* Statistical Phenomena. Chapter 13 in the book: Nonlinear Acoustics / Ed. by M.F. Hamilton and D.T. Blackstock. N.Y.: Academic Press, 1997.
5. *Руденко О.В.* Нелинейное искажение волн, возбуждаемых в линейной среде конечными хаотическими колебаниями поршня // ДАН. 1998. Т. 360. № 6. С. 759–761.
6. *Руденко О.В., Чиркин А.С.* О нелинейной трансформации спектров случайных волновых полей // ДАН. 1974. Т. 214. № 5. С. 1045–1048.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
8. *Руденко О.В., Чиркин А.С.* Теория нелинейного взаимодействия монохроматических и шумовых волн в слабодиспергирующих средах // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 5(11). С. 1903–1911.
9. *Акуличев В.А.* Пульсации кавитационных полостей // В кн.: Мощные ультразвуковые поля (под ред. Л.Д. Розенберга). С. 129–166. М.: Наука, 1968.
10. *Крутиков В.С.* Одномерные задачи механики сплошной среды с подвижными границами. Киев: Наукова думка, 1985.
11. *Поздеев В.А.* Нестационарные волновые поля в областях с подвижными границами. Киев: Наукова думка, 1992.
12. *Поздеев В.А.* Влияние подвижности возмущенной границы и нелинейности среды на волновое поле нестационарно движущегося плоского поршня // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 164–165.

13. *Webster D.A., Blackstock D.T.* Experimental investigation of outdoor propagation of finite-amplitude noise // NASA Contractor Report 2992. NASA, 1980.

14. *Lind S.J., Hamilton M.F.* Noncollinear interaction of a tone with noise // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. № 2. P. 583–591.

15. *Larraza A., Denardo B., Atchley A.* Absorption of sound by noise in one dimension // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100. № 6. P. 3554–3560.

16. *Lauterborn W.* Nonlinear dynamics in acoustics // Acustica. 1996. Suppl. 1. P. 46–55.

Nonlinear Interactions of Regular and Noise Spectra in Intense Radiation from a Piston in a Linear Medium

O. V. Rudenko

Spectrum distortions caused by the nonlinear relation between the motion of the radiating surface and the form of the wave generated in the medium are studied. The full spectral pattern of the wave motion is calculated with allowance for all possible interactions between the regular and noise components. Nonlinear attenuation of a harmonic vibration that occurs in the presence of noise is analyzed. The generation of white noise at the expense of the energy transfer from the regular field component and the nonlinear redistribution of energy over the spectrum are found to accompany the type of motion under study.