ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXXI, № 1 РАДИОФИЗИКА 1988

УДК 621.37

УШИРЕНИЕ И БЛУЖДАНИЕ ВЫБОРОЧНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ УЗКОПОЛОСНЫХ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

А. И. Саичев, М. М. Славинский

Определена средняя выборочная спектральная плотность узкополосного случайного процесса с исключенными блужданиями частоты. Исследована зависимость ее ширины от длительности обрабатываемой реализации. Показано, что в случае большого индекса модуляции существует оптимальная длительность реализации, при которой ширина спектра минимальна. Отмечено, что спектральная плотность частотной модуляции узкополосного процесса может быть определена по спектральной плотности случайных блужданий центральной частоты выборочной спектральной плотности.

1. Форму и ширину спектральной плотности случайного процесса экспериментально оценивают по виду выборочных спектральных плотностей усеченных реализаций процесса [1], например реализаций, заключенных между моментами $t-T/2$ и $t+T/2$. При этом в эксперименте иногда наблюдается блуждание спектра — хаотическое смещение выборочной спектральной плотности по оси частот с течением времени t, а также увеличение ширины спектра с ростом T. В данной работе делается попытка теоретического описания этих эффектов с помощью введения понятия центральной частоты выборочной спектральной плотности и анализа средней выборочной спектральной плотности с исключенными блужданиями частоты. Наиболее детально исследуется уширение и блуждание спектра случайного колебания с флуктуирующей частотой.

2. Напомним определение выборочной спектральной плотности* узкополосного случайного процесса $v(t)$, спектр которого сосредоточен в узкой полосе в окрестности частоты ω_0. Для этого рассмотрим фурье-образ

$$F(j\omega, T, t) = \int_{-\infty}^{\infty} M_T(\tau)\, v(t+\tau)\, e^{-j(\omega+\omega_0)\tau} d\tau . \tag{1}$$

Здесь $M_T(\tau)$ — функция временного окна, например равная

$$M_T^0(\tau) = \begin{cases} 1; & |\tau| \leqslant T/2 \\ 0; & |\tau| > T/2 \end{cases} . \tag{2}$$

В дальнейшем, чтобы избежать чисто математических трудностей, обусловленных разрывностью временного окна (2) в моменты $\tau=\pm T/2$, будем рассматривать сглаженные функции временного окна, например

$$M_T(\tau) = \pi^{-1/4} \exp\left(-\tau^2/2T^2\right) . \tag{3}$$

При этом определим эффективную длительность временно́го окна равенством

$$T = \int_{-\infty}^{\infty} M_T^2(\tau)\, d\tau .$$

* Иногда выборочную спектральную плотность именуют еще мгновенным спектром.

Представим исследуемый узкополосный процесс в виде

$$v(t) = \mathrm{Re}[u(t)e^{j\omega_0\tau}],$$

где $u(t)$ — комплексная амплитуда, медленно меняющаяся во временном масштабе $2\pi/\omega_0$. В дальнейшем будем считать для простоты $u(t)$ стационарным комплексным случайным процессом. Пользуясь узкополосностью процесса и полагая, что $|\omega| \ll \omega_0$, заменим точное равенство (1) приближенным:

$$F(j\omega, T, t) = \frac{1}{2} e^{j\omega_0 t} \int_{-\infty}^{\infty} M_T(\tau) u(t+\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau.$$

В качестве оценки спектральной плотности процесса $u(t)$ возьмем выборочную спектральную плотность

$$S(\omega, T, t) = \frac{1}{T} |F(j\omega, T, t)|^2 =$$
$$= \frac{1}{4T} \iint_{-\infty}^{\infty} M_T(\tau_1) M_T(\tau_2) u(t+\tau_1) u^*(t+\tau_2) e^{-j\omega(\tau_1-\tau_2)} d\tau_1 d\tau_2. \tag{4}$$

3. Введем понятие случайной центральной частоты, определив ее как «центр масс» выборочной спектральной плотности (4):

$$\omega_c(T, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, T, t) \omega d\omega \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, T, t) d\omega. \tag{5}$$

Подставив (4) в (5), получим явное выражение для центральной частоты:

$$\omega_c(T, t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} M_T^2(\tau) \mathrm{Im}[\dot{u}(t+\tau) u^*(t+\tau)] d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} M_T^2(\tau) |u(t+\tau)|^2 d\tau}. \tag{6}$$

В применении к случайному колебанию, имеющему только флуктуации частоты, комплексная амплитуда которого представима в виде

$$u(t) = \exp\left(j \int^{t} \omega(t') dt'\right), \tag{7}$$

где $\omega(t)$ — мгновенные флуктуации частоты, выражение (6) переходит в более наглядное

$$\omega_c(T, t) = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} M_T^2(\tau) \omega(t+\tau) d\tau, \tag{8}$$

означающее, что центральная частота выборочной спектральной плотности колебания с флуктуирующей частотой равна мгновенной частоте, усредненной по времени на рассматриваемом временном интервале длительностью T.

Величину случайных блужданий выборочной спектральной плотности характеризует средний квадрат центральной частоты, в случае колебания с флуктуирующей частотой (7) равный

$$\langle \omega_c^2(T, t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} g_T(\tau) B_\omega(\tau) d\tau, \tag{9}$$

где

$$g_T(\tau) = \frac{1}{T^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} M_T^2(\theta+\tau/2)M_T^2(\theta-\tau/2)d\theta .$$

Здесь и в дальнейшем предполагается, что флуктуации мгновенной частоты $\omega(t)$ представляют собой гауссов стационарный процесс с нулевым средним и заданной функцией корреляции $B_\omega(\tau)$. Из (9) видно, что при $T\to\infty$ дисперсия случайных блужданий выборочной спектральной плотности стремится к нулю, поскольку с увеличением T блуждание спектра сменяется его уширением.

4. Определим средние форму и ширину выборочной спектральной плотности, исключив блуждания частоты. Для этого введем относительную частоту $\Omega=\omega-\omega_c(T,t)$, отсчитываемую от центральной частоты, и рассмотрим случайную выборочную спектральную плотность как функцию Ω:

$$G(\Omega, T, t) = S(\Omega+\omega_c(T,t), T, t) .$$

Введем среднюю выборочную спектральную плотность с исключенными блужданиями частоты:

$$G(\Omega, T) = \langle G(\Omega, T, t)\rangle .$$

Ее явное выражение в случае колебания с флуктуирующей частотой (7) имеет вид

$$\begin{aligned} G(\Omega,T) = \frac{1}{4T}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} M_T\left(\theta+\frac{\tau}{2}\right)M_T\left(\theta-\frac{\tau}{2}\right)\times \\ \times\exp\Big[-j\Omega\tau-|\tau|\int\limits_{-\infty}^{\infty} w_\tau^0(s)B_\omega(s)ds/2- \\ -\tau^2\int\limits_{-\infty}^{\infty} g_T(s)B_\omega(s)ds/2+ \\ +|\tau|\iint\limits_{-\infty}^{\infty} M_T^2(x+\theta+s)M_\tau^0(x)B_\omega(s)dxds/T\Big]d\theta d\tau . \end{aligned} \qquad (10)$$

Здесь

$$w_T(\tau) = \frac{1}{T}\int\limits_{-\infty}^{\infty} M_T(\theta+\tau/2)M_T(\theta-\frac{\tau}{2})d\theta ,$$

а $w_T^0(\tau)$ равна $w_T(\tau)$ при временном окне (2).

Полезно сравнить (10) с обычно используемой в теории средней выборочной спектральной плотностью

$$\begin{aligned} S(\omega, T) = \langle S(\omega, T, t)\rangle = \\ = \frac{1}{4}\int\limits_{-\infty}^{\infty} w_T(\tau)\exp\Big[-j\omega\tau-|\tau|\int\limits_{-\infty}^{\infty} w_\tau^0(s)B_\omega(s)ds/2\Big]d\tau . \end{aligned} \qquad (11)$$

В отличие от (10) в (11) не исключены блуждания частоты. Поэтому в общем случае уширение $S(\omega, T)$ за счет флуктуаций частоты исследуемого колебания не соответствует истинному уширению измеренных в эксперименте выборочных спектральных плотностей. Их уширение более адекватно описывает $G(\Omega, T)$ (10). Это особенно очевидно в случае больших или медленных флуктуаций частоты, индекс модуляции которых [2]

$$m = \sigma_\omega^2 \tau_\omega^2, \qquad \sigma_\omega^2 = B_\omega(0), \qquad \tau_\omega = \int\limits_0^\infty B_\omega(\tau) d\tau / \sigma_\omega^2$$

много больше единицы ($m \gg 1$). Подробнее исследуем случай большого индекса модуляции. В этом случае, при расчете $S(\omega, T)$ (11), можно положить $B_\omega(\tau) \approx \sigma_\omega^2$ [2], что дает

$$S(\omega, T) = \frac{1}{4} W_T(\omega) \otimes \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp(-\omega^2/2\sigma_\omega^2), \tag{12}$$

где

$$W_T(\omega) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} w_T(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau.$$

Таким образом, при большом индексе модуляции $S(\omega, T)$ представляет собой свертку спектрального окна $W_T(\omega)$ шириной $\sim 1/T$ и доплеровской спектральной линии шириной σ_ω. Из (12) следует, что флуктуации частоты исследуемого колебания влияют на ширину средней выборочной спектральной плотности, а ее форма стремится к форме доплеровской линии уже при $T > T_\omega$, где $T_\omega = 1/\sigma_\omega = \tau_\omega/\sqrt{m}$. На самом деле флуктуации частоты будут влиять на форму и ширину выборочной спектральной плотности лишь при гораздо больших длительностях T исследуемой усеченной реализации процесса. Действительно, полагая $T \ll \tau_\omega$ и используя при расчете $G(\Omega, T)$ (10) приближенное равенство $B_\omega(\tau) = \sigma_\omega - \gamma^2\tau^2/2$, получим

$$G(\Omega, T) = \frac{1}{4T} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} M_T(\theta + \tau/2) M_T(\theta - \tau/2) \times$$

$$\times \exp(-j\Omega\tau - \gamma^2\tau^2\theta^2/2) d\theta d\tau. \tag{13}$$

В частности, в случае сглаженного временного окна (3) $G(\Omega, T)$ (13) переходит в

$$G(\Omega, T) = \frac{1}{4} W_T(\Omega) \otimes \frac{\sqrt{2}}{\pi\delta} K_0\left(\frac{\sqrt{2}}{\delta} |\Omega|\right), \tag{14}$$

где $K_0(z)$ — модифицированная функция Ганкеля нулевого порядка, и представляет собой свертку спектрального окна со спектральной линией шириной $\sim \delta = \gamma T$. Величина δ имеет смысл характерной девиации частоты усеченной реализации исследуемого колебания длительностью T. В (14) входит спектральное окно, соответствующее сглаженному временному окну (3), равное

$$W_T(\Omega) = 2T\sqrt{\pi} \exp(-\omega^2 T^2).$$

Заметим прежде всего, что в (13), (14) не вошла σ_ω^2. Это естественно, поскольку при $T \ll \tau_\omega$ дисперсия флуктуаций частоты σ_ω^2 ответственна не за уширение, а за блуждание выборочной спектральной плотности. Из (13), (14) видно также, что пока $T < T_\Omega$, где $T_\Omega = 1/\sqrt{\gamma}$, функция $G(\Omega, T)$, а вместе с ней и форма выборочной спектральной плотности, практически не зависит от флуктуаций частоты и совпадает со спектральным окном: $G(\Omega, T) \approx W_T(\Omega)/4$. Подчеркнем, что в рассматриваемом случае большого индекса модуляции

$$T_\Omega \sim \tau_\omega / m^{1/4} \gg T_\omega = \tau_\omega / m^{1/2},$$

Поэтому при $T_\omega \ll T < T_\Omega$, когда ширина $S(\omega, T)$ (12) по ω, равная σ_ω, много больше ширины спектрального окна, истинная форма и ширина выборочной спектральной плотности все еще совпадает с формой и шириной спектрального окна. Флуктуации частоты исследуемого колебания приводят к дополнительному уширению $G(\Omega, T)$ по сравнению со спектральным окном лишь при $\delta T > 1$, когда исследуемая усеченная реализация колебания длительностью T представляет собой сложный сигнал. При этом ширина спектра $G(\Omega, T)$ (13), (14) начинает расти с увеличением T примерно как γT. Последнее объясняется тем, что с ростом T блуждания выборочной спектральной плотности постепенно сменяются ее уширением. Таким образом, при $T < T_\Omega$ ширина $G(\Omega, T)$ уменьшается с ростом T как $1/T$, а затем при $T > T_\Omega$ увеличивается как γT и при $T \sim T_\Omega$ имеет минимум, примерно равный $\sqrt{\gamma}$.

5. Укажем одно из преимуществ теоретического изучения и экспериментального измерения спектра $G(\Omega, T)$ по сравнению со спектром $S(\omega, T)$. Для этого предположим, что комплексная амплитуда исследуемого процесса равна $\tilde{u}(t) = u(t) f(t)$, где

$$f(t) = \exp\left(j \int^{t} \varkappa(t')\, dt'\right)$$

— комплексная амплитуда случайного колебания, спектральную плотность которого необходимо измерить, а $u(t)$ задается выражением (7) и описывает паразитные случайные набеги фазы, вызванные, например, нерегулярными продольными смещениями приемника относительно излучателя. Будем считать, что мгновенные частоты $\omega(t)$ и $\varkappa(t)$ статистически независимы, причем $\omega(t)$ — флуктуации частоты с большим индексом модуляции, а $\varkappa(t)$ — гауссовы флуктуации частоты с корреляционной функцией $\langle \varkappa(t) \varkappa(t+\tau) \rangle = D\delta(\tau)$. При этом

$$S(\omega, T) = \\ = \frac{1}{4} W_T(\omega) \otimes \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp(-\omega^2/2\sigma_\omega^2) \otimes \frac{D}{2\pi} \frac{1}{(D/2)^2 + \omega^2}$$

и если $\sigma_\omega \gg D$, то ширина $S(\omega, T)$ будет при любых T много больше ширины D измеряемой лоренцевской линии. Это значит, что при $\sigma_\omega > D$ по виду $S(\omega, T)$ нельзя судить о форме и ширине измеряемой спектральной плотности колебания $f(t)$. С другой стороны, в случае сглаженного временного окна (3) при $T \gg 1/D$

$$G(\Omega, T) = \\ = \frac{1}{4} W_T(\Omega) \otimes \frac{\sqrt{2}}{\pi\delta} K_0\left(\frac{2}{\delta} |\Omega|\right) \otimes \frac{D}{2\pi} \frac{1}{(D/2)^2 + \Omega^2}.$$

Отсюда видно, что если $\sqrt{\gamma} \ll D$, то можно подобрать такую оптимальную длительность реализации T^* $(T^* \sim 1/\sqrt{\gamma})$, при которой средняя выборочная спектральная плотность с исключенными блужданиями частоты практически будет повторять форму измеряемой лоренцевской линии колебания $f(t)$:

$$G(\Omega, T) \approx D/(D^2 + 4\Omega^2).$$

Заметим, что в рассматриваемом случае большого индекса модуляции флуктуаций частоты $\omega(t)$ оба приведенных выше неравенства $\sigma_\omega > D$ и $\sqrt{\gamma} \ll D$ могут одновременно выполняться, поскольку $\sqrt{\gamma} \sim \sigma_\omega/m^{1/4} \ll \ll \sigma_\omega$. Отметим, что сделаный вывод о принципиальной возможности определения спектральной плотности колебания $f(t)$ по виду средней выборочной спектральной плотности с исключенными блужданиями частоты, если выполнены неравества $\sqrt{\gamma} \ll D \ll \sigma_\omega$, справедлив и в случае временного окна (2).

6. Обсудим более подробно вопрос об эффективной ширине средних спектральных плотностей $S(\omega, T)$ и $G(\Omega, T)$. Перед этим найдем среднюю частоту спектра $S(\omega, T)$:

$$\bar{\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \omega S(\omega, T) d\omega / \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, T) d\omega .$$

Как нетрудно показать, она равна

$$\bar{\omega} = \operatorname{Im}\langle \dot{u} u^* \rangle / \langle |u|^2 \rangle$$

и подбором соответствующего значения ω_0 всегда может быть приравнена к нулю. Полагая в дальнейшем $\bar{\omega}=0$, определим квадрат эффективной ширины спектра $S(\omega, T)$ равенством

$$\Delta_\omega^2(T) = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S(\omega, T) d\omega / \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, T) d\omega . \tag{15}$$

После несложных вычислений получим

$$\Delta_\omega^2(T) = \Delta^2(T) + \Delta_u^2(\infty) , \tag{16}$$

где

$$\Delta^2(T) = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 W_T(\omega) d\omega / 2\pi$$

— квадрат эффективной ширины спектрального окна, в случае сглаженного временного окна (3) равный $\Delta^2(T) = 1/T^2$, а

$$\Delta_u^2(\infty) = \langle |\dot{u}|^2 \rangle / \langle |u|^2 \rangle \tag{17}$$

— квадрат эффективной ширины спектральной плотности процесса $u(t)$:

$$S_u(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle u(t+\tau) u^*(t) \rangle e^{-j\omega\tau} d\tau .$$

Аналогично (15) определим квадрат эффективной ширины $G(\Omega, T)$:

$$\Delta_\Omega^2(T) = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega^2 (G, T) d\Omega / \int_{-\infty}^{\infty} G(\Omega, T) d\Omega .$$

После несложных вычислений получим

$$\Delta_\Omega^2(T) = \Delta^2(T) + \Delta_u^2(T) , \tag{18}$$

где

$$\Delta_u^2(T) = \Delta_u^2(\infty) - \langle \omega_c^2 (T, t) \int_{-\infty}^{\infty} M_T^2(\theta) |u(t+\theta)|^2 d\theta \rangle / T \langle |u|^2 \rangle \tag{19}$$

описывает уширение средней выборочной спектральной плотности с исключенными блужданиями частоты за счет флуктуаций исследуемого процесса $u(t)$. Из (19) видно, что $\Delta_u^2(T) < \Delta_u^2(\infty))$, так что эффективная ширина спектра с исключенными блужданиями всегда меньше эффективной ширины спектра $S(\omega, T)$.

Как было отмечено выше, существует оптимальное значение T^*, при котором ширина средней выборочной спектральной плотности с исключенными блужданиями частоты минимальна. Проиллюстрируем это на примере колебания с флуктуирующей частотой (7). В этом случае $\Delta_u^2(\infty) = \sigma_\omega^2$, а

$$\Delta_u^2(T) = \sigma_\omega^2 - \int_{-\infty}^{\infty} g_T(\tau) B_\omega(\tau) d\tau$$

— возрастающая с увеличением T функция, при $T \to \infty$, когда блуждания полностью переходят в уширение спектра, стремящаяся к σ_ω^2, а при $T \to 0$ стремящаяся к нулю. На рис. 1 приведены графики отношения

$$\mu = \Delta_\Omega(T)/\Delta_\Omega(\infty)$$

для случая сглаженного временного окна (3) и корреляционной функции частотных флуктуаций

$$B_\omega(\tau) = \sigma_\omega^2 \exp(-\pi\tau^2/4\tau_\omega^2).$$

При этом аналитическое выражение для μ имеет вид

$$\mu(x) = \sqrt{1/mx^2 + 1 - 1/\sqrt{1+\pi x^2/2}},$$

где $x = T/\tau_\omega$. Из графиков на рис. 1 видно, что минимум $\mu(x)$ тем глубже, чем больше индекс модуляции. Например, для $m=50$ минимум достигается при $T^*=0{,}44\tau_\omega$ и равен $\mu^*=0{,}477$. Таким образом, исключение блужданий частоты действительно позволяет, в случае больших индексов модуляции, подобрать оптимальное значение T^*, при котором эффективная ширина выборочной спектральной плотности существенно меньше ее ширины при бесконечном времени анализа $T=\infty$.

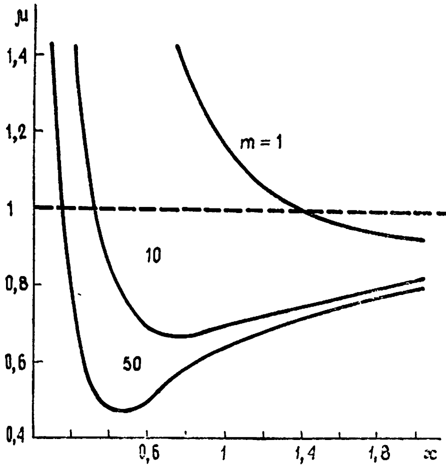

Рис. 1.

7. Одна из задач спектрального анализа состоит в определении по выборочным спектральным плотностям колебания с флуктуирующей частотой (7) спектрально-корреляционных свойств мгновенных флуктуаций частоты. Оказывается, эту информацию можно извлечь, анализируя измеренную в эксперименте центральную частоту выборочных спектральных плотностей $\omega_c(T, t)$ (8) как функцию текущего времени t. Пусть, для простоты, известна бесконечная реализация $\omega_c(T, t)$ при фиксированном T. Зная ее, можно вычислить спектральную плотность флуктуаций центральной частоты

$$S_c(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \omega_c(T, t)\,\omega_c(T, t+\tau)\rangle e^{-j\nu\tau} d\tau.$$

Подставляя сюда $\omega_c(T, t)$ (8), получим

$$S_c(\nu) = S_\omega(\nu) H_T(\nu), \tag{20}$$

где

$$H_T(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} g_T(\tau) e^{-j\nu\tau} d\tau,$$

а

$$S_\omega(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} B_\omega(\tau) e^{-j\nu\tau} d\tau$$

— искомая спектральная плотность флуктуаций мгновенной частоты колебания (7). Из (20) видно, что если $T \gg \tau_\omega$, то $S_c(\nu) = S_\omega(0) H_T(\nu)$; флуктуации мгновенной частоты эффективно усредняются, а спектральная плотность флуктуаций центральной частоты не несет информации о форме спектра мгновенной частоты. Однако в другом предельном случае $T \ll \tau_\omega$ центральная частота успевает отслеживать мгновенную частоту, а спектральная плотность центральной частоты $S_c(\nu) \approx S_\omega(\nu)$ совпадает со спектральной плотностью флуктуаций мгновенной частоты. Таким образом, измеряя центральную частоту $\omega_c(T, t)$ при достаточно малом T, но за большой промежуток времени $t \in [0, t_1]$ $(t_1 \gg \tau_\omega \gg T)$, можно определить спектрально-корреляционные свойства мгновенных флуктуаций частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. — М.: Радио и связь, 1982.
2. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 26 марта 1986 г.

BROADENING AND FLOATING OF SPECTRAL DENSITY OF NARROW BAND RANDOM PROCESSES

A. I. Saichev, M. M. Slavinskij

Average selective spectral density of narrow-band random process with eliminated frequency drifts is defined. Its width dependence on the treated realization duration is investigated. It is shown that in the case of great modulation index there is an optimum realization duration, spectral width being the minimum. Spectral density of frequency modulation of narrow-band process may be defined with the help of random drifts of spectral density of a selective central frequency.

Аннотации депонированных статей

УДК 534.222

ОБ УПРАВЛЕНИИ ВОЛНОВЫМИ ПОЛЯМИ В МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДАХ: ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ФОКУСИРОВКИ ПОЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИНЦИПА ФАЗОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ

В. И. Грачев, В. Я. Данилов, Ю. А. Кравцов, И. А. Лучицкий, В. Г. Петников, Е. Ф. Ткалич, И. С. Федорченко

Рассмотрена задача формирования заданного волнового поля в определенном поперечном сечении многомодового волновода. Приведены результаты численного эксперимента по фокусировке поля в заданную точку идеального плоскопараллельного волновода. С использованием принципа фазового сопряжения получены расчетные формулы для сфокусированного поля во всем волноводе, включая окрестность фокальной плоскости. В численном эксперименте точка фокусировки была удалена от излучающей вертикальной апертуры на расстоянии, превышающие глубину волновода на 1—2 порядка. Расчеты проводились для волноводов, глубина которых превышала длину волны в 1,5—1000 раз. Рассчитана общая картина поля, создаваемого протяженной вертикальной апертурой в волноводе, исследована зависимость формы фокального пятна от размеров и положения излучающей апертуры, а также от частоты излучения. Изучены возможности сканирования волновода фокальным пятном по вертикали и по горизонтали. Обнаружен высокий интерференционный фон как вдали от фокальной плоскости, так и непосредственно в самой фокальной плоскости, сравнимый с полем в фокальном пятне, а также высокая чувствительность поля в апертуре к выбору точки фокусировки. Обсуждена целесообразность локализации поля в некоторой области с размерами, превышающими длину волны.

Статья депонирована в ВИНИТИ, рег. № 8636—В 87. Деп. от 10 декабря 1987 г.