

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.2.10>

УДК 621.396.96:621.26

ИСКАЖЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК ПОД ВЛИЯНИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ И ФЛУКТУАЦИОННЫХ ПОМЕХ

В. М. Артюшенко¹, В. И. Воловач²

¹ Технологический университет,
141070, Московская область, г. Королев, ул. Гагарина, 42
² Поволжский государственный университет сервиса,
445017, Самарская область, г. Тольятти, ул. Гагарина, 4

Статья поступила в редакцию 16 февраля 2021 г.

Аннотация. Рассмотрены вопросы, связанные с определением искажений диаграмм направленности фазированных антенных решеток под влиянием периодических и флуктуационных мультипликативных (модулирующих) помех. Получены выражения для мгновенных диаграмм направленности по напряжению и по мощности, а также среднее значение диаграммы направленности по напряжению при воздействии периодических мультипликативных помех. Показано, что поскольку фазовые соотношения в названных мгновенных диаграммах изменяются со временем, то диаграмма направленности решетки флуктуирует. Определено условие, при котором структура диаграммы направленности «решетка-диаграмма» «рассыпается». При этом меньшие частоты воздействующих мультипликативных помех приводят к искажению диаграммы: расширяется ее главный максимум, увеличивается уровень боковых лепестков и «сглаживаются» направления бокового приема. Отмечается, что в синтезированных решетках «рассыпание» диаграммы направленности может происходить при сравнительно небольших значениях частоты мультипликативных помех. В решетках с линиями задержки периодические мультипликативные помехи не вызывают существенных искажений диаграмм направленности. Получены выражения для определения средних диаграмм направленности по напряжению и по мощности при

воздействии флуктуационных мультипликативных помех, в том числе полученных с использованием корреляционной функции помеховой модуляции. Показано, что при воздействии стационарных мультипликативных помех диаграмма направленности по мощности решетки с фазовращателями представляет собой свертку неискаженной диаграммы в некотором измененном масштабе и энергетического спектра функции помеховой модуляции. Определен верхний предел увеличения ширины главного лепестка диаграммы направленности, вызываемого мультипликативной помехой. Также показано, что по мере уменьшения времени корреляции помехи и увеличения глубины фазовых искажений происходит расширение диаграммы и сглаживание ее боковых лепестков. Отмечается, что для искажений диаграммы направленности синтезированных решеток справедливы все основные положения для фазированных антенных решеток с фазовращателями. Для решеток с линиями задержек при наличии мультипликативных помех не происходит смещения максимума средней по мощности диаграммы направленности независимо от формы энергетического спектра функции помеховой модуляции. Мультипликативные помехи могут вызывать лишь некоторое расширение главного лепестка диаграммы и сглаживание направлений нулевого приема.

Показаны искажения диаграммы направленности решетки при воздействии медленных флуктуационных мультипликативных помехах. Названные искажения определяются изменениями фазы и амплитуды сигнала за время, соответствующее временному сдвигу между сигналами в отдельных элементах решетки, и при медленных мультипликативных помехах искажения невелики. Также показано, что медленные мультипликативные помехи приводят к некоторому уменьшению максимума диаграммы направленности и к сглаживанию диаграммы в области боковых лепестков. При наличии таких помех исчезают направления нулевого приема.

Ключевые слова: фазированная антенная решетка, периодические мультипликативные помехи, флуктуационные мультипликативные помехи, диаграмма направленности, фазовый сдвиг.

Abstract. Issues related to determination of distortions of directional patterns of phased antenna arrays under the influence of periodic and fluctuating multiplicative (modulating) noise are in the focus of the paper. Expressions are obtained for instantaneous directional patterns in terms of voltage and power, as well as the average value of the directional pattern in terms of voltage under the influence of periodic multiplicative noise. So far, since the phase ratios in these instantaneous diagrams change over time, the pattern of the grating fluctuates. The condition is defined under which the structure of the grating pattern «crumbles». At the same time, lower frequencies of acting multiplicative noise lead to distortion of the diagram: its main maximum expands, the level of side lobes increases and lateral reception directions are «smoothed». It is noted that in synthesized arrays, «scattering» of the directional pattern can occur at relatively small values of the frequency of multiplicative noise. In lattices with delay lines, periodic multiplicative noise does not cause significant distortion of the directional patterns. Expressions are obtained for determining average directional patterns by voltage and power under the influence of fluctuating multipath noise, including those obtained using correlation function of noise modulation. It has been shown that under the influence of stationary multiplicative noise, the beam pattern on the power of the grating with phase shifters is a convolution of the undistorted diagram on an undistorted scale and the energy spectrum of the noise modulation function. The upper limit of increasing the width of the main lobe of the beam pattern caused by multiplicative noise is determined. It is also shown that as the noise correlation time decreases and the phase distortion depth increases, the diagram expands and its side lobes smooth. It is noted that for distortions of the directional pattern of synthesized arrays, all the basic provisions for phased antenna arrays with phase shifters are true. For lattices with delay lines in the presence of multiplicative noise, the maximum of the average power of the beam pattern does not shift regardless of the shape of the energy spectrum of the noise modulation function. Multiplicative noise can cause only some expansion of the main lobe of the diagram and smoothing of the zero reception directions. Distortions of the grating pattern when exposed to slow fluctuation multiplicative noise are shown.

These distortions are determined by changes in the phase and amplitude of the signal over time corresponding to the time shift between the signals in the individual elements of the array, and with slow multiplicative noise, the distortions are small. It is also shown that slow multiplicative noise leads to some reduction in the maximum beam pattern and to smoothing the pattern in the area of the side lobes. In the presence of such noise, the zero reception directions disappear.

Key words: phased antenna array, periodic multiplicative noise, fluctuating multiplicative noise, directional pattern, phase shift.

Введение

Как известно, сигнал, искаженный мультипликативной (модулирующей) помехой (МП), можно записать в виде [1-3]

$$u_m(t) = \operatorname{Re} \left[\dot{U}_m(t) \exp \{ j(\omega_c t + \varphi_0) \} \right],$$

где $\dot{U}_m(t) = \dot{U}(t)\dot{M}(t) = \dot{U}(t)\eta(t)\exp\{i\varphi(t)\}$ – комплексная огибающая сигнала $u_m(t)$, искаженного МП; $\dot{U}(t)$ – комплексная огибающая $U(t)$ неискаженного сигнала $u(t)$; $\dot{M}(t) = \eta(t)\exp\{i\varphi(t)\}$ – функция помеховой модуляции (ФПМ), полностью характеризующая паразитную модуляцию сигнала; $\eta(t) = \eta_0[1 + \xi(t)] \geq 0$ – безразмерный множитель, характеризующий изменения огибающей сигнала, вызванные МП (амплитудные искажения); η_0 – математическое ожидание $\eta(t)$; $\xi(t)$ – стационарный случайный процесс с нулевым средним, $[1 + \xi(t)] \geq 0$; $\varphi(t)$ – изменения фазы сигнала, вызванные МП (фазовые искажения); ω_c , φ_0 – соответственно, частота сигнала и его начальная фаза.

Заметим, что здесь и далее точка сверху будет означать комплексную величину.

Проведем анализ искажений диаграмм направленности (ДН) фазированных антенных решеток (ФАР) при воздействии на них периодических и флуктуационных МП.

1. Периодические МП

Представив ФПМ $\dot{M}(t)$ в виде ряда Фурье

$$\dot{M}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{c}_k \exp j\{k(\Omega_M t - \theta)\}, \quad (1)$$

где $\dot{c}_k = T_M^{-1} \int_0^{T_M} \dot{M}(t) \exp\{-jk\Omega_M t\} dt$; $T_M = 2\pi/\Omega_M$ – период ФПМ; Ω_M – частота ФПМ; $\theta = \Omega_M t_0$ – начальная фаза ФПМ по отношению к огибающей сигнала; t_0 – случайная величина, характеризующая временной сдвиг МПФ; k – число, определяющее количество слагаемых ряда Фурье.

Заметим, что при детерминированной МП θ – постоянная величина, при квазидетерминированной – случайная.

Подставив (1) в выражение, определяющее ДН по напряжению, при воздействии МП

$$\dot{F}_{p.m}(\psi, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{M}(t - \chi x) a(x) \exp\{j\psi x\} dx, \quad (2)$$

где $a(x) = 0$ при $|x| > 1$, а ψ и χ определяются соотношениями:

$$\psi = \pi \frac{L}{\lambda} (\sin \gamma_0 - \sin \gamma); \quad \chi = \frac{L \sin \gamma}{2c}; \quad x_n = \frac{2l_n}{L}; \quad (3)$$

здесь γ_0 – угол, соответствующий максимуму ДН; γ – текущее значение угла ДН (угол, отсчитываемый от нормали к решетке); χ – время относительного запаздывания для крайнего элемента решетки; ψ – обобщенный угол; c – скорость света; L – длина линейки излучателя,

получим выражение для мгновенной ДН по напряжению при периодических МП:

$$\begin{aligned} \dot{F}_{p.m}(\psi, t) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{c}_k \exp j\{k(\Omega_M t - \theta)\} \int_{-\infty}^{\infty} a(x) \exp\{j(\psi - k\Omega_M \chi)x\} dx = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{c}_k \exp j\{k(\Omega_M t - \theta)\} \dot{F}_p(\psi - k\Omega_M \chi). \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение (4) показывает, что мгновенная ДН решетки представляет собой геометрическую сумму неискаженной диаграммы $\dot{F}_p(\psi)$, которая в данной сумме представлена членом при $k=0$, и совокупности диаграмм, по

форме подобных неискаженной, но смещенных по отношению к ней на $\Delta\varphi_k = k\Omega_M\chi$.

Абсолютные величины отдельных членов данной суммы определяются коэффициентами \dot{c}_k , а фазовые соотношения зависят от времени и от случайной фазы θ МП, которую естественно предположить распределенной равномерно на интервале $(0, 2\pi)$.

Нетрудно убедиться, что среднее значение ДН по напряжению, получаемое при усреднении как по времени, так и по ансамблю реализаций случайной фазы θ , равно

$$\bar{F}_{p.m}(\psi) = \dot{c}_0 \dot{F}_p(\psi),$$

то есть, среднее значение диаграммы с точностью до постоянного комплексного множителя \dot{c}_0 подобно неискаженной ДН.

Мгновенная ДН по мощности при периодических МП

$$F_{p.m}^2(\psi, t) = \dot{F}_{p.m}(\psi) F_{p.m}^* = \sum_k \sum_i \dot{c}_k c_i^* \exp\{j(k-i)\theta\} \times \exp\{j(k-i)\Omega_M\chi\} \dot{F}_p(\psi - k\Omega_M\chi) F_p^*(\psi - i\Omega_M\chi), \quad (5)$$

где ψ определяется выражением (3).

Заметим, что здесь и далее звездочка сверху будет означать комплексно сопряженную величину.

Поскольку фазовые соотношения между отдельными членами сумм (4) и (5) изменяются со временем, ДН решетки флуктуирует.

Усредняя (5) по времени и по ансамблю реализаций случайной фазы θ , получаем выражение для средней диаграммы по мощности при периодических МП:

$$\bar{F}_{p.m}(\psi) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^2(\psi - k\Omega_M\chi) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^2 F_{p.k}^2(\psi), \quad (6)$$

где $F_{p.k}(\psi) = F_p(\psi - k\Omega_M\chi)$, $c_k^2 = |\dot{c}_k|^2$.

Заметим, что здесь и далее черта сверху будет означать усреднение по множеству.

Выражение (6) показывает, что средняя ДН решетки по мощности при периодических МП представляет собой взвешенную сумму неискаженной диаграммы $F_p^2(\psi)$ с весом c_0^2 и слагаемых $F_{p,k}^2 = F_p^2(\psi - k\Omega_M\chi)$ с весами c_k^2 . Эти слагаемые характеризуют искажения диаграммы.

Решетки с фазовращателями. Для решеток с фазовращателями

$$\chi = \frac{L \sin \gamma}{2c} = \chi_0 - \frac{\psi}{\omega_c}; \quad (7)$$

$$F_{p,k}^2(\psi) = F_p^2(\psi - k\Omega_M\chi) = F_p^2\left(\psi\left(1 + \frac{k\Omega_M}{\omega_c}\right) - k\Omega_M\chi_0\right), \quad (8)$$

где $\chi_0 = (L \sin \gamma_0)/2c$.

Из (8) следует, что k -й член суммы (6) представляет собой ДН решетки в измененном масштабе по углам, в отношении $\left(1 + \frac{k\Omega_M}{\omega_c}\right)$, смещенную на $\Delta\psi_k = k\Omega_M\chi_0$. Если частота МП много меньше несущей частоты сигнала, то изменением масштаба можно в первом приближении пренебречь.

Исходя из (3), нетрудно показать, что членом ψ/ω_c в (7) можно пренебречь также при $\gamma - \gamma_0 \ll \text{tg}\gamma_0$. В этих случаях искажения ДН решетки вызываются, главным образом, угловым смещением диаграмм $F_{p,k}^2$. Оценим величину этого углового смещения.

Для антенны с равномерным амплитудным распределением $[a(x) = \text{const} = 1/2]$ ширина неискаженной ДН на уровне половины мощности соответствует $\psi = 2,78$. Отсюда отношение углового смещения $\Delta\gamma_k$ составляющей $F_{p,k}^2(\psi)$ к ширине неискаженной ДН $\gamma_{0,5}$ будет

$$\frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_{0,5}} \simeq \frac{\Delta\psi_k}{2,78} \simeq \frac{k\Omega_M\chi_0}{2,78}, \quad (9)$$

или, учитывая значение χ_0 (7),

$$\frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_{0,5}} \simeq 4 \cdot 10^{-3} \sin \gamma_0 L k F_M; \quad F_M = \Omega_M / 2\pi,$$

где L – в метрах, F_M – в МГц.

При высоких частотах МП, при значениях F_M порядка $1/2\chi_0$ максимумы отдельных составляющих $F_{p.k}^2$ в (6) разделяются и, если величина коэффициентов c_k одного порядка с коэффициентом c_0 , происходит полное нарушение структуры ДН «решетка-диаграмма», – она «рассыпается». При меньших частотах МП приводят к искажению диаграммы – расширению ее главного максимума, увеличению уровня боковых лепестков и к «сглаживанию» направлений нулевого приема. Искажения тем больше, чем больше частоты гармоник ФПМ $k\Omega_M$ и больше соответствующие им коэффициенты c_k . При несимметричном спектре $\dot{M}(t)$ возможно смещение максимума ДН.

Кроме того, искажения зависят от угла отклонения максимума диаграммы γ_0 и увеличиваются с увеличением этого угла.

Синтезированные решетки. Для синтезированных решеток параметр χ практически не зависит от угла γ . Для случая, когда все весовые коэффициенты в (2) одинаковы, из (9), учитывая значение χ

$$\chi = \frac{(N_p - 1)T_{\Pi}}{\lambda} \frac{N_p T_{\Pi}}{2}, \quad (10)$$

получим соотношение, определяющее угловое смещение $\Delta\gamma_k$, соответствующей $F_{p.k}^2(\psi)$:

$$\frac{\Delta\gamma_k}{\gamma_{0,5}} = \frac{\chi k \Omega_M}{2,78} = \frac{N_p T_{\Pi} k \Omega_M}{5,56},$$

где T_{Π} – период повторения импульсов; N_p – общее количество суммирующих импульсов (число элементов синтезированной решетки).

Так как в синтезированных решетках время относительного запаздывания $\chi = N_p T_{\Pi}$ и имеет достаточно большое значение, разделение отдельных

составляющих в (6) («рассыпание» ДН) может иметь место при сравнительно небольших значениях частоты МП [4, 5].

Решетки с линиями задержки $\chi = \psi/\omega_c$. Для таких решеток (6) принимает вид

$$\overline{F_{p.k}^2(\psi)} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^2 F_p^2 \left[\psi \left(1 - \frac{k\Omega_M}{\omega_c} \right) \right]. \quad (11)$$

Каждый член (11) при $k \neq 0$ представляет собой ДН решетки в масштабе по углам, измененном в $\left(1 - \frac{k\Omega_M}{\omega_c} \right)$ раз. Наложение этих составляющих может вызвать небольшое расширение главного максимума ДН и некоторое сглаживание направлений нулевого приема. При произвольном значении угла γ_0 , соответствующего максимуму ДН, искажения, вносимые МП, будут такими же, как для решеток с фазовращателями при $\gamma_0 = 0$.

Учитывая, что частота помехи Ω_M , как правило, много меньше несущей частоты ω_c , из (11) следует, что при решетках с линиями задержки периодические МП не вызывают существенных искажений ДН.

2. Флуктуационные МП

При воздействии таких МП [6] целесообразно рассматривать средние ДН, получаемые путем усреднения мгновенных ДН по ансамблю реализаций ФПМ $\dot{M}(t)$.

В соответствии с (2) средняя диаграмма решетки по напряжению при стационарных флуктуационных МП будет

$$\overline{\dot{F}_{p.m}(\psi)} = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\dot{M}(t)} a(x) \exp\{j\psi x\} dx = \overline{\dot{M}} \dot{F}_p(\psi),$$

то есть, по форме она подобна неискаженной диаграмме и не дает информации об искажениях, вносимых МП. Такая информация заключена в модуле, абсолютной величине, $\left| \overline{\dot{F}_{p.m}(\psi)} \right|$ или в средней диаграмме по мощности, представляющей собой квадрат модуля диаграммы $\dot{F}_{p.m}(\psi)$.

Средняя диаграмма по мощности, исходя из соотношения [7]

$$F_{p.m}^2(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1)a(x_2)\dot{M}(t-\chi x_1)M^*(t-\chi x_2)\exp\{j\psi(x_1-x_2)\}dx_1dx_2,$$

определяется выражением

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1)a(x_2)m_1\dot{M}(t-\chi x_1)M^*(t-\chi x_2)\exp\{j\psi(x_1-x_2)\}dx_1dx_2. \quad (12)$$

Если $\dot{M}(t)$ – стационарная случайная функция, то (12) с учетом выражения для корреляционной ФПМ

$$\dot{B}_M(\tau) = m_1 \left\{ \dot{M}(t)M^*(t-\tau) \right\} = - \left[\frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} \theta_4^{\eta\varphi}(x_1, x_2, 1, -1) \right]_{\substack{x_1=0 \\ x_2=0}},$$

где $\theta_4^{\eta\varphi}(x_1, x_2, x_3, x_4)$ – четырехмерная характеристическая функция изменений амплитуды и фазы в момент времени $t_1 = t$ и $t_2 = t - \tau$, приводит к виду:

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1)a(x_2)\dot{B}_M(\chi x_2 - \chi x_1)\exp\{j\psi(x_1-x_2)\}dx_1dx_2, \quad (13)$$

или с учетом выражений

$$\dot{B}_V(\tau) = m_1 \left\{ \dot{V}_0(t)V_0^*(t-\tau) \right\} = \dot{B}_M(\tau) - |\bar{M}|^2; \quad |\bar{M}| = \alpha_0; \quad \arg \bar{M} = \beta_0,$$

где α_0 – коэффициент, характеризующий относительный уровень неискаженной части сигнала; β_0 – сдвиг фазы, к виду:

$$\begin{aligned} \overline{F_{p.m}^2(\psi)} &= \alpha_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1)a(x_2)\exp\{j\psi(x_1-x_2)\}dx_1dx_2 + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1)a(x_2)\dot{B}_V(\chi x_2 - \chi x_1)\exp\{j\psi(x_1-x_2)\}dx_1dx_2. \end{aligned} \quad (14)$$

Учитывая, что

$$F_p^2(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1)a(x_2)\exp\{j\psi(x_1-x_2)\}dx_1dx_2, \quad (15)$$

представим (14) в виде:

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \alpha_0^2 F_p^2(\psi) + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1)a(x_2)\dot{B}_V(\chi x_2 - \chi x_1)\exp\{j\psi(x_1-x_2)\}dx_1dx_2, \quad (16)$$

где обобщенный угол ψ определяется формулой (3).

Данное выражение представляет собой среднюю диаграмму по мощности при флуктуационных МП в виде суммы неискаженной диаграммы по

мощности, в измененном масштабе, и члена, характеризующего искажения формы диаграммы.

Определим ДН через энергетический спектр флуктуаций ФПМ. Для этого в (13) произведем замену переменных: $x_2 - x_1 = y$.

Тогда

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{B}_M(\chi y) Y(y) \exp\{-j\psi y\} dy, \quad (17)$$

где $Y(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1) a(x_1 + y) dx_1$.

Выражение (17) представляет собой преобразование Фурье произведения двух функций и может быть определено как свертка преобразования Фурье-сомножителей.

Решетки с фазовращателями $\psi = \omega_c(\chi_0 - \chi)$ (выражение (7)). Учитывая это соотношение и обозначая $(\chi_0 - \chi)u = z$, из (17) получим

$$\overline{F_{p.m}^2} = \frac{1}{\delta_0 - \chi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{B}_M\left(\frac{\chi}{\chi_0 - \chi} z\right) Y\left(\frac{z}{\chi_0 - \chi}\right) \exp\{-j\omega_c z\} dz. \quad (18)$$

Преобразование Фурье первого сомножителя под знаком интеграла равно

$$S_B(\omega_c) = \dot{B}_M\left(\frac{\chi}{\chi_0 - \chi} z\right) \exp\{-j\omega_c z\} dz = \frac{\chi_0 - \chi}{\chi} G_M\left(\omega_c \frac{\chi_0 - \chi}{\chi}\right),$$

где $G_M(\Omega)$ – энергетический спектр ФПМ.

Преобразование Фурье второго сомножителя:

$$\begin{aligned} S_Y(\omega_c) &= \int_{-\infty}^{\infty} Y\left(\frac{z}{\chi_0 - \chi}\right) \exp\{-j\omega_c z\} dz = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1) a\left(x_1 + \frac{z}{\chi_0 - \chi}\right) \exp\{-j\omega_c z\} dz dx_1 = \\ &= (\chi_0 - \chi) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1) a(x_1 + y) \exp\{-j\omega_c(\chi_0 - \chi)y\} dz dx_1 = \\ &= (\chi_0 - \chi) F_p^2[\omega_c(\chi_0 - \chi)], \end{aligned}$$

где $F_p^2(\psi)$ – неискаженная ДН решетки по мощности.

Представляя (18) в виде свертки этих двух преобразований Фурье, получим

$$\begin{aligned} \overline{F_{p.m}^2(\psi)} &= [2\pi(\chi_0 - \chi)]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} S_B(u) S_Y(\omega_c - u) du = \\ &= \frac{\chi_0 - \chi}{2\pi\delta} \int_{-\infty}^{\infty} G_M \left(u \frac{\chi_0 - \chi}{\chi} \right) F_p^2 [(\chi_0 - \chi)(\omega_c - u)] du = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_M(\Omega) F_p^2 [\omega_c(\chi_0 - \chi) - \chi\Omega] d\Omega. \end{aligned} \quad (19)$$

Учитывая, что для решеток с фазовращателями $\omega_c(\chi_0 - \chi) = \psi$, запишем (19) в виде

$$\begin{aligned} \overline{F_{p.m}^2(\psi)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_M(\Omega) F_p^2 [\psi - \chi\Omega] d\Omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_M(\Omega) F_p^2 \left[\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c} \right) \psi - \chi_0\Omega \right] d\Omega. \end{aligned} \quad (20)$$

Прделав аналогичные преобразования с (16), получим

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \alpha_0^2 F_p^2(\psi) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_V(\Omega) F_p^2 \left[\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c} \right) \psi - \chi_0\Omega \right] d\Omega.$$

Выражение (20) показывает, что при наличии стационарных МП ДН по мощности решетки с фазовращателями представляет собой свертку неискаженной диаграммы в измененном масштабе $(1 + \Omega/\omega_c)$ и энергетического спектра ФПМ.

Если ширина энергетического спектра ФПМ весьма мала по сравнению с несущей частотой или если рассматривается диапазон углов, удовлетворяющих условию $\gamma - \gamma_0 \ll \text{tg}\gamma_0$, то можно в (7) пренебречь членом ψ/ω_c , и (20) принимает вид

$$\begin{aligned} \overline{F_{p.m}^2(\psi)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_M(\Omega) F_p^2 [\psi - \chi_0\Omega] d\Omega = \\ &= \alpha_0^2 F_p^2(\psi) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_V(\Omega) F_p^2 [\psi - \chi_0\Omega] d\Omega. \end{aligned} \quad (21)$$

Анализ второго слагаемого правой части (21), характеризующего искажения, вносимые МП, показывает, что МП может вызывать расширение основного лепестка диаграммы и сглаживание направлений нулевого приема.

Искажения, вносимые МП, тем больше, чем шире энергетический спектр ФПМ и чем больше относительные значения спектральной плотности $G_M(\Omega)$ на верхних частотах спектра по отношению к спектральной плотности вблизи нуля. По мере сужения энергетического спектра $G_M(\Omega)$ искажения уменьшаются, и в пределе при $G_M(\Omega) = G_0\delta(\Omega)$ получаем неискаженную диаграмму. Величина искажений зависит от угла γ_0 отклонения максимума ДН. Искажения минимальны при $\gamma_0 = 0$.

Исходя из (20), можно определить верхний предел увеличения ширины главного лепестка ДН, вызываемого МП:

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_{0,5}} \approx \frac{\Delta\Psi}{\Psi_{0,5}} < \frac{\chi_0\Delta\Omega_M}{\Psi_{0,5}}, \quad (22)$$

где $\Delta\gamma$, $\Delta\Psi$ – приращение ширины главного лепестка за счет воздействия МП; $\gamma_{0,5}$, $\Psi_{0,5}$ – ширина главного лепестка по уровню 0,5; $\Delta\Omega_M$ – ширина энергетического спектра $G_M(\Omega)$ ФПМ.

Для решетки с равномерным амплитудным распределением $\Psi_{0,5} = 2,78$ и (22) дает

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_{0,5}} < 4 \cdot 10^{-3} L \sin \gamma_0 \Delta F_M \text{ при } \gamma_0 \neq 0;$$

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_{0,5}} < \frac{\Delta F_M}{2,78 f_c} \text{ при } \gamma_0 \approx 0,$$

L – в метрах; $\Delta F_M = \frac{\Delta\Omega_M}{2\pi}$; f_c – частота сигнала, в МГц.

В качестве примера на рис. 1 показана вычисленная по (21) средняя ДН по мощности для решетки с равномерным амплитудным распределением при наличии фазовых искажений в случае, когда энергетический спектр ФПМ имеет форму гауссовской кривой и определяется выражением

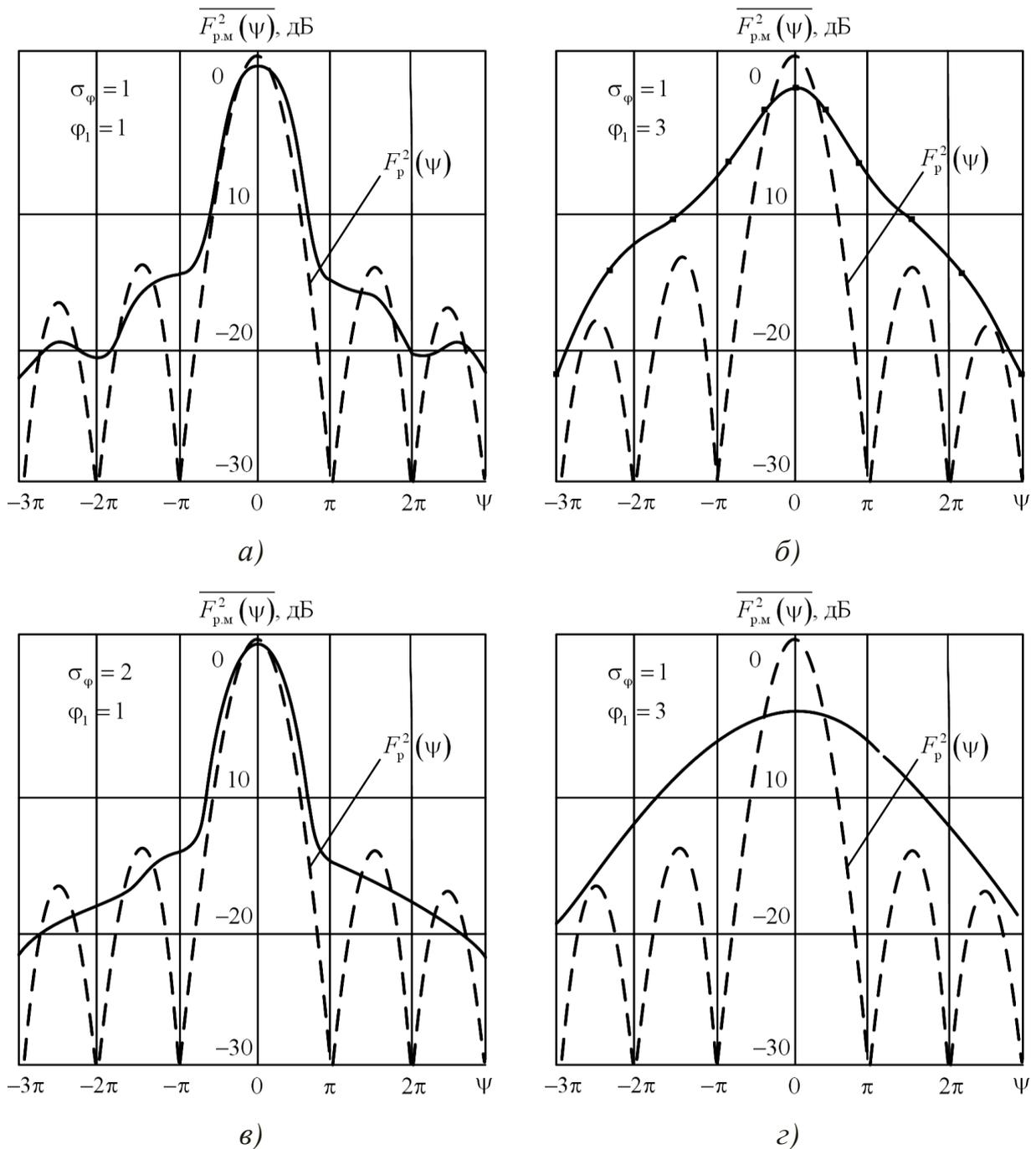


Рис. 1. Средняя диаграмма направленности по мощности решетки с равномерным амплитудным распределением при наличии фазовых искажений, при: *а* – $\sigma_\varphi = 1$, $\varphi_1 = 1$; *б* – $\sigma_\varphi = 1$, $\varphi_1 = 3$; *в* – $\sigma_\varphi = 2$, $\varphi_1 = 1$; *г* – $\sigma_\varphi = 2$, $\varphi_1 = 3$

$$G_M(\Omega) \approx 2\pi \exp\{-\sigma_\varphi^2 \delta(\Omega)\} + \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma_\varphi \Omega_{1\varphi}} \exp\left\{-\frac{\Omega^2}{2\sigma_\varphi^2 \Omega_{1\varphi}^2}\right\} (1 - \exp\{-\sigma_\varphi^2\}),$$

где $\Omega_{1\varphi} = \sigma_\omega^2 / \sigma_\varphi^2$; σ_ω^2 – дисперсия производной фазовых искажений $\varphi(t)$,

дисперсия изменения мгновенной частоты сигнала, вызываемых МП; σ_{φ}^2 – дисперсия фазовых флуктуаций; $\delta(\Omega)$ – изменение частоты $\Omega = 2\pi/T$, T – длительность сигнала.

Пунктиром на рис. 1 показана неискаженная диаграмма. Кривые построены для двух значений глубины искажений σ_{φ} и двух значений φ_1 характеризующего соотношение между временем относительного запаздывания в решетке χ_0 и временем корреляции помехи τ_k :

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Delta\Omega_M \chi_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\chi_0}{\tau_k}.$$

Кривые показывают, что по мере уменьшения времени корреляции помехи и увеличения глубины фазовых искажений происходит расширение диаграммы и сглаживание ее боковых лепестков. При больших значениях σ_{φ} и φ_1 диаграмма становится монотонной. Поскольку в данном случае энергетический спектр $G_M(\Omega)$ симметричен относительно нуля, максимум диаграммы не смещен.

Представленные на рис. 1 ДН соответствуют случаю, когда $\tau_k \leq \chi_0$. Помехи, удовлетворяющие этому условию, будем называть быстрыми.

Смещение максимума средней по мощности ДН, вызываемое МП, можно оценить по смещению «центра тяжести» (первого начального момента) диаграммы, определяемого соотношением [8]

$$\Psi_{ц} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi \overline{F_{p.m}^2(\psi)} d\psi / \int_{-\infty}^{\infty} \overline{F_{p.m}^2(\psi)} d\psi. \quad (23)$$

Если ДН $F(\psi)$ симметрична относительно своего максимума, координата «центра тяжести» совпадает с координатой максимума диаграммы. Рассмотрим числитель (23):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi \overline{F_{p.m}^2(\psi)} d\psi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi G_M(\Omega) F_p^2 \left[\psi \left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c} \right) - \chi_0 \Omega \right] d\psi d\Omega..$$

Произведя замену переменных

$$\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right) - \chi_0 \Omega = u$$

и учитывая, что функция $G_M(\Omega)$ отлична от нуля в ограниченном диапазоне значений Ω , а также, что смещение $\chi_0 \Omega$ относительно невелико, получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} \overline{\Psi F_{p.m}^2(\Psi)} d\Psi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G_M(\Omega)}{\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right)^2} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} u F_p^2(u) du +$$

$$+ \frac{\chi_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega \frac{G_M(\Omega)}{\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right)^2} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} F_p^2(x) dx.$$

Если ДН $F_p(\Psi)$ симметрична, внутренний интеграл в первом члене равен нулю и

$$\int_{-\infty}^{\infty} \overline{\Psi F_{p.m}^2(\Psi)} d\Psi = \frac{\chi_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega \frac{G_M(\Omega)}{\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right)^2} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} F_p^2(x) dx =$$

$$= \Omega_{ц} \frac{\chi_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G_M(\Omega)}{\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right)^2} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} F_p^2(x) dx, \tag{24}$$

где

$$\Omega_{ц} = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega \frac{G_M(\Omega)}{\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right)^2} d\Omega \Bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G_M(\Omega)}{\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right)^2} d\Omega. \tag{25}$$

Рассмотрим знаменатель выражения (23):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \overline{\Psi F_{p.m}^2(\Psi)} d\Psi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_M(\Omega) F_p^2 \left[\Psi \left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right) - \chi_0 \Omega \right] d\Psi d\Omega =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G_M(\Omega)}{\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_c}\right)^2} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} u F_p^2(u) du. \tag{26}$$

Подставляя (24), (26) в (23), получим следующее выражение для «центра тяжести» средней по мощности диаграммы решетки при флуктуационных МП:

$$\psi_{\text{ц}} = \chi_0 \Omega_{\text{ц}}, \quad (27)$$

где величина $\Omega_{\text{ц}}$ определяется энергетическим центром ФПМ (выражение (25)).

Обычно ширина энергетического спектра ФПМ весьма мала по сравнению с несущей частотой сигнала. При этом (25) упрощается:

$$\Omega_{\text{ц}} = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega G_M(\Omega) d\Omega / \int_{-\infty}^{\infty} \Omega G_M(\Omega) F_p^2 d\Omega. \quad (28)$$

Из выражения (28) видно, что в данном случае $\Omega_{\text{ц}}$ представляет собой «центр тяжести» энергетического спектра ФПМ. Величина $\Omega_{\text{ц}}$ отлична от нуля, если энергетический спектр $G_M(\Omega)$ несимметричен относительно нуля. При этом МП вызывают смещение максимума средней по мощности ДН решетки с фазовращателями. Несимметричный энергетический спектр ФПМ может иметь место при весьма глубоких фазовых искажениях сигнала, если функция плотности вероятности производной изменений фазы $d\varphi/dt$ несимметрична относительно нуля, или при амплитудных и фазовых искажениях, если изменения амплитуды и фазы коррелированы [2].

Синтезированные решетки. Для синтезированных решеток в (17) параметр χ не зависит от угла. Проводя с этой формулой преобразования, аналогичные вышеприведенным, при условии независимости χ от ψ , можно показать, что для средней ДН по мощности синтезированных антенных решеток справедлива формула (21), если в нее подставить величину $\chi_0 = N_p T_{\text{п}}$. Соответственно для синтезированных решеток параметр φ_1 определяется выражением

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} N_p T_{\text{п}} \Delta\Omega_M = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{N_p T_{\text{п}}}{\tau_k}.$$

Смещение «центра тяжести» диаграммы может быть определено из выражений (27), (28) при замене χ_0 на $N_p T_{\text{п}}$.

С учетом вышеуказанных значений параметров для искажений ДН синтезированных решеток справедливы все основные положения, приведенные выше для ФАР с фазовращателями.

Антенные решетки с линиями задержки. Для них $\psi = \chi' \omega_c$, где

$$\chi' = \frac{L(\sin \gamma - \sin \gamma_0)}{2c} = \frac{\psi}{\omega_c}. \quad (29)$$

Подставляя это значение в (17) и проведя аналогичные преобразования, получим

$$\begin{aligned} \overline{F_{p.m}^2(\psi)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_M(\Omega) F_p^2(\psi - \chi' \Omega) d\Omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_M(\Omega) F_p^2 \left[\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_c} \right) \psi \right] d\Omega. \end{aligned} \quad (30)$$

Анализ (30) показывает, что для решеток с линиями задержек при наличии МП не происходит смещения максимума средней по мощности ДН независимо от формы энергетического спектра ФПМ. Мультипликативные (модулирующие) помехи могут вызывать лишь некоторое расширение главного лепестка ДН и сглаживание направлений нулевого приема. Верхний предел увеличения ширины главного лепестка определяется соотношением, вытекающим из (30):

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_{0,5}} < \frac{\Delta F_M}{2,78 f_c}.$$

Учитывая, что обычно ширина спектра помехи много меньше несущей частоты сигнала, из вышеприведенных соотношений следует, что при решетках с линиями задержки флуктуационные МП не вызывают существенных искажений ДН.

3. Диаграммы направленности решетки при медленных флуктуационных мультипликативных помехах

Медленными флуктуационными МП будем называть такие помехи, у которых время корреляции τ_k флуктуаций ФПМ $\dot{M}(t)$ много больше

максимального значения времени относительного запаздывания χ .

Такие искажения ДН, вызываемые МП, определяются изменениями фазы и амплитуды сигнала за время, соответствующее временному сдвигу между сигналами в отдельных элементах решетки, и при медленных МП искажения невелики. В этом случае можно получить несложные формы для ДН, в которых влияние МП на диаграмму выражается через простые параметры помех.

При $\tau_k \gg \chi$, если корреляционная функция $\dot{B}_M(\tau)$ дифференцируема, можно использовать разложение функции $\dot{B}_M(\tau)$ в ряд по формуле

$$\dot{B}_M(\tau) \approx \dot{B}_M(0) + \tau \dot{B}'_M(0) + \frac{1}{2} \tau^2 \dot{B}''_M(0),$$

где $\dot{B}'_M(\tau) = \frac{d}{d\tau} \dot{B}_M(\tau)$; $\dot{B}''_M(\tau) = \frac{d^2}{d\tau^2} \dot{B}_M(\tau)$,

и, учитывая, что $\chi(x_2 - x_1) \ll \tau_k$, ограничиться тремя первыми членами ряда.

При этом (13) дает

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \dot{B}_M(0) F_p^2(\psi) - j\chi \dot{B}'_M(0) F_1(\psi) + \chi^2 \dot{B}''_M(0) F_2(\psi),$$

где $F_p^2(\psi)$ определяется выражением (15),

$$F_1(\psi) = j \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x_2 - x_1) a(x_1) a(x_2) \exp\{j\psi(x_1 - x_2)\} dx_1 dx_2 = -\frac{d}{d\psi} F_p^2(\psi), \quad (31)$$

$$F_2(\psi) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x_2 - x_1)^2 a(x_1) a(x_2) \exp\{j\psi(x_1 - x_2)\} dx_1 dx_2 = -\frac{1}{2} \frac{d}{d\psi} F_1(\psi). \quad (32)$$

Формулы, определяющие значения $\dot{B}_M(0)$, $\dot{B}'_M(0)$ и $\dot{B}''_M(0)$, приведены в [9]. Формулы (31), (32) позволяют определить функции $F_1(\psi)$ и $F_2(\psi)$ для заданного закона распределения усиления по раскрытию решетки $a(x)$.

Определим функции $F_p^2(\psi)$, $F_1(\psi)$ и $F_2(\psi)$ при равномерном распределении усиления по раскрытию антенной решетки:

$$a(x) = \begin{cases} 1/2, & |x| \leq 1, \\ 0, & |x| > 1. \end{cases}$$

При этом выражения (15), (31) и (32) дают

$$F_p^2(\psi) = \begin{cases} \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \exp\{j\psi(x_1 - x_2)\} dx_1 dx_2 = \frac{\sin^2 \psi}{\psi}, & \psi \neq 0, \\ 1, & \psi = 0; \end{cases}$$

$$F_1(\psi) = \begin{cases} 2 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^3} - \frac{\sin 2\psi}{\psi^2} & \psi \neq 0, \\ 0, & \psi = 0; \end{cases}$$

$$F_2(\psi) = \begin{cases} -\frac{\cos 2\psi}{\psi^2} + 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi^3} - 3 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^4}, & \psi \neq 0, \\ \frac{1}{3}, & \psi = 0. \end{cases}$$

Графики функций $F_1(\psi)$ и $F_2(\psi)$ представлены на рис. 2.

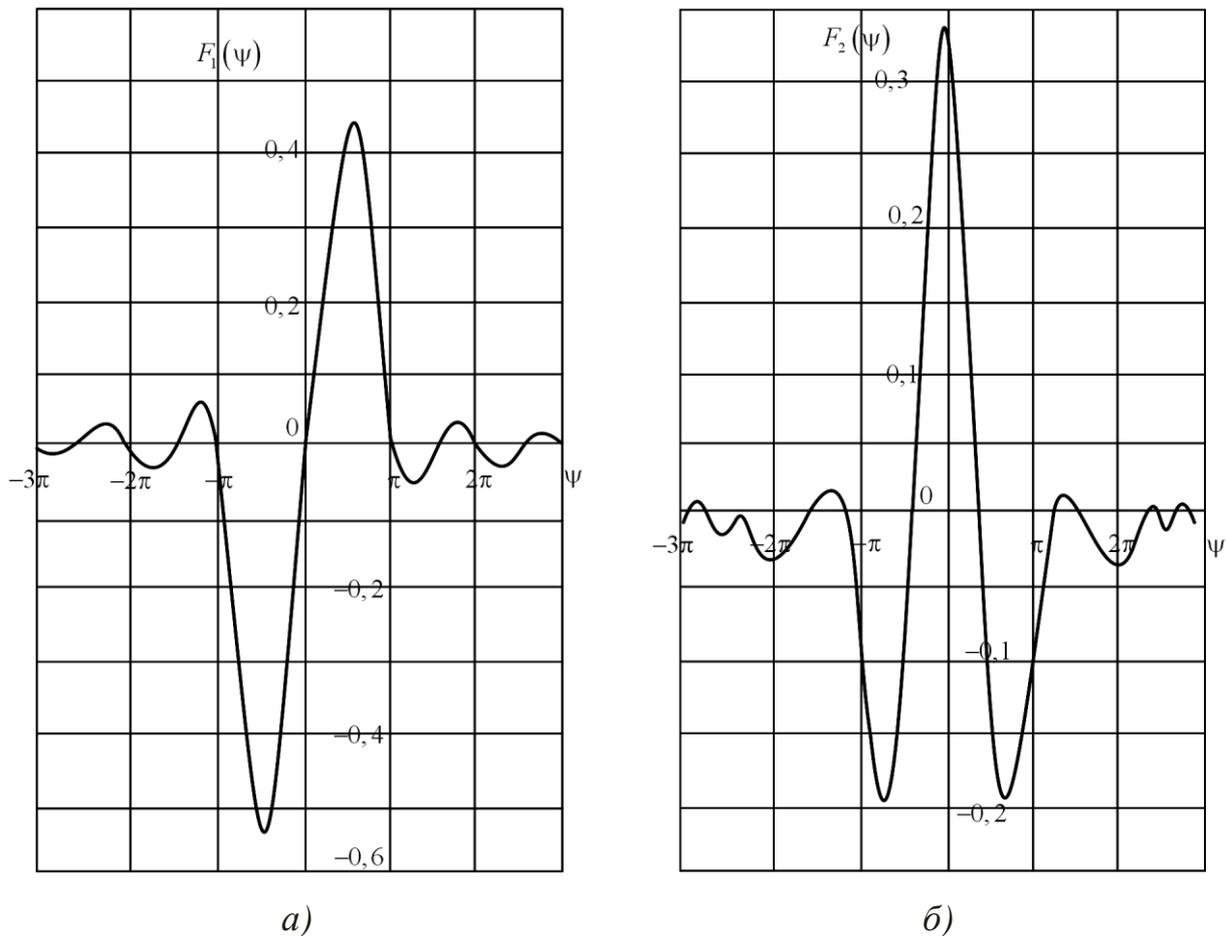


Рис. 2. Графики функций: а – $F_1(\psi)$; б – $F_2(\psi)$.

Таким образом, при медленных флуктуационных МП и равномерном распределении усиления по раскрытию решетки средняя ДН по мощности определяется выражением:

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \begin{cases} \dot{B}_M(0) \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} - j\varphi \dot{B}'_M(0) \left(2 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^3} - \frac{\sin 2\psi}{\psi^2} \right) - \\ - \chi^2 \dot{B}''_M(0) \left(3 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^4} - 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi^3} + \frac{\cos 2\psi}{\psi^2} \right), & \psi \neq 0, \\ \dot{B}_M(0) + \frac{1}{3} \varphi^2 \dot{B}''_M(0), & \psi = 0, \end{cases} \quad (33)$$

где χ определяется выражением (7) для решеток с фазовращателями, выражением (32) для синтезированных решеток и выражением (29) для решеток с линиями задержки. Нетрудно видеть, что для решеток с линиями задержки искажения незначительны.

Если изменения фазы $\varphi(t)$ и амплитуды $\xi(t)$ при МП независимы [10. 11], то значения $\dot{B}_M(0)$, $\dot{B}'_M(0)$ и $\dot{B}''_M(0)$ независимо от закона распределения функции $\varphi(t)$ и $\xi(t)$ определяются выражениями:

$$\dot{B}_M(0) = \bar{\eta}^2 = \eta_0^2 (1 + \sigma_\xi^2); \quad \dot{B}'_M(0) = 0; \quad \dot{B}''_M(0) = -\eta_0^2 \left[\sigma_{\xi'}^2 + (1 + \sigma_\xi^2) \sigma_\omega^2 \right],$$

где $\eta^2 = m_1 \{ \eta^2(t) \}$; σ_ξ^2 – дисперсия изменения амплитуды; $\sigma_{\xi'}^2$ – дисперсия производной изменений амплитуды; σ_ω^2 – дисперсия производной изменений фазы.

В этом случае формула (33) дает следующее выражение для средней ДН по мощности:

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} = \begin{cases} \eta_0^2 (1 + \sigma_\xi^2) \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} + \chi \eta_0^2 \left[\sigma_{\xi'}^2 + (1 + \sigma_\xi^2) \sigma_\omega^2 \right] \times \\ \times \left(3 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^4} - 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi^3} + \frac{\cos 2\psi}{\psi^2} \right), & \psi \neq 0, \\ \eta_0^2 (1 + \sigma_\xi^2) - \frac{1}{3} \chi^2 \eta_0^2 \left[\sigma_{\xi'}^2 + (1 + \sigma_\xi^2) \sigma_\omega^2 \right], & \psi = 0, \end{cases}$$

В случае только фазовых искажений $\dot{B}_M(0) = 1$, $\dot{B}'_M(0) = 0$ и $\dot{B}''_M(0) = -\sigma_\omega^2$, и выражение (33) принимает вид

$$\overline{F_{p.m.}^2(\psi)} = \begin{cases} \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} + \chi^2 \sigma_\omega^2 \left(3 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^4} - 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi^3} + \frac{\cos 2\psi}{\psi^2} \right), & \psi \neq 0, \\ 1 - \frac{\chi^2}{3} \sigma_\omega^2, & \psi = 0. \end{cases} \quad (34)$$

Для антенных решеток с фазовращателями, в соответствии с (7), $\chi = \chi_0 - \frac{\psi}{\omega_c}$.

Обозначим:

$$\chi_0 \sigma_\omega = \varphi_1, \quad \frac{\sigma_\omega}{\omega_c} = \varphi_2. \quad (35)$$

Нетрудно видеть, что φ_1 приблизительно равно среднеквадратическому значению изменения фазы $\varphi(t)$ за время относительного запаздывания χ_0 , а $2\pi\varphi_2$ – за период несущей частоты сигнала.

Подставляя в (34) значения χ из (7) и учитывая (35), получим

$$\overline{F_{p.m.}^2(\psi)} = \begin{cases} \left(1 - \varphi_1^2 + 3\varphi_2^2 \right) \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} + \varphi_1^2 \left(3 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^4} - 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi^3} + \frac{\cos^2 \psi}{\psi^2} \right) - 2\varphi_1\varphi_2 \left(3 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^3} - 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi^2} + \frac{\cos 2\psi}{\psi} \right) + \\ + \varphi_2^2 \left(\cos 2\psi - 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi} \right), & \psi \neq 0; \\ 1 - \frac{1}{3} \varphi_1^2, & \psi = 0. \end{cases} \quad (36)$$

В (36) первый член дает составляющую, подобную неискаженной диаграмме, в уменьшенном масштабе, а остальные члены дают искажения, вносимые МП.

Если ширина спектра помехи мала по сравнению с несущей частотой сигнала, или если значения угла γ удовлетворяет условию

$$|\gamma - \gamma_0| \ll |\operatorname{tg} \gamma_0|,$$

где γ_0 – угол, соответствующий максимуму диаграммы, то можно принять $\chi \approx \chi_0$ и (34) принимает вид

$$\overline{F_{p.m}^2(\psi)} \approx \begin{cases} \left(1 - \varphi_1^2\right) \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} + \varphi_1^2 \left(3 \frac{\sin^2 \psi}{\psi^4} - 2 \frac{\sin 2\psi}{\psi^3} + \frac{\cos^2 \psi}{\psi^2}\right), & \psi \neq 0; \\ 1 - \frac{1}{3} \varphi_1^2, & \psi = 0. \end{cases}$$

На рис. 3 показана средняя ДН по мощности при медленных фазовых МП, вычисленная по (37) при различных значениях φ_1 .

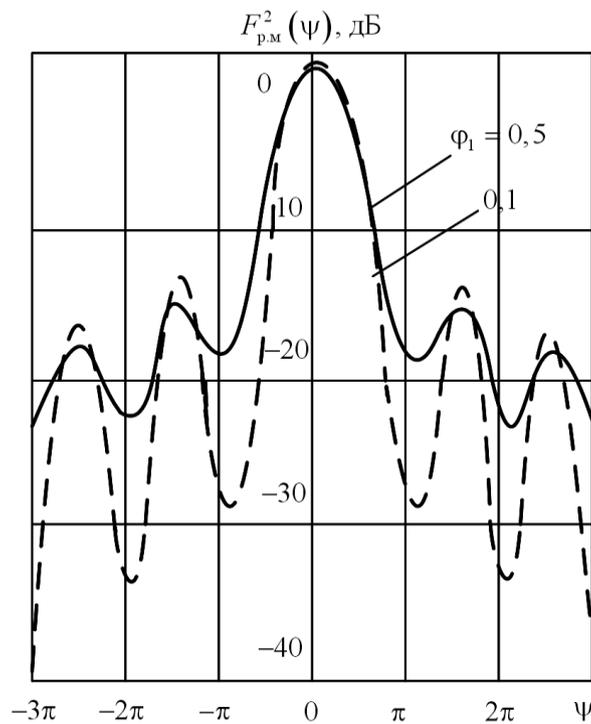


Рис. 3. Средняя диаграмма направленности по мощности при медленных фазовых мультипликативных помехах.

Графики показывают, что медленные МП приводят к некоторому уменьшению максимума ДН и к сглаживанию диаграммы в области боковых лепестков. При наличии помех отсутствуют такие направления, на которых значение $\overline{F_{p.m}^2(\psi)}$ равняется нулю, то есть исчезают направления нулевого приема. Это необходимо учитывать при оценке влияния МП на эффективность

методов пеленгации и методов борьбы с аддитивными помехами, в которых используются направления нулевого приема антенн.

На рис. 4 приведены значения $\Delta F_{p.m}^2 = \overline{F_{p.m}^2(0)} / \overline{F_{p.m}^2(\psi_0)}$, характеризующие уровень ДН при тех значениях $\psi = \psi_0$, при которых в отсутствие искажений $F_p(\psi_0) = 0$.

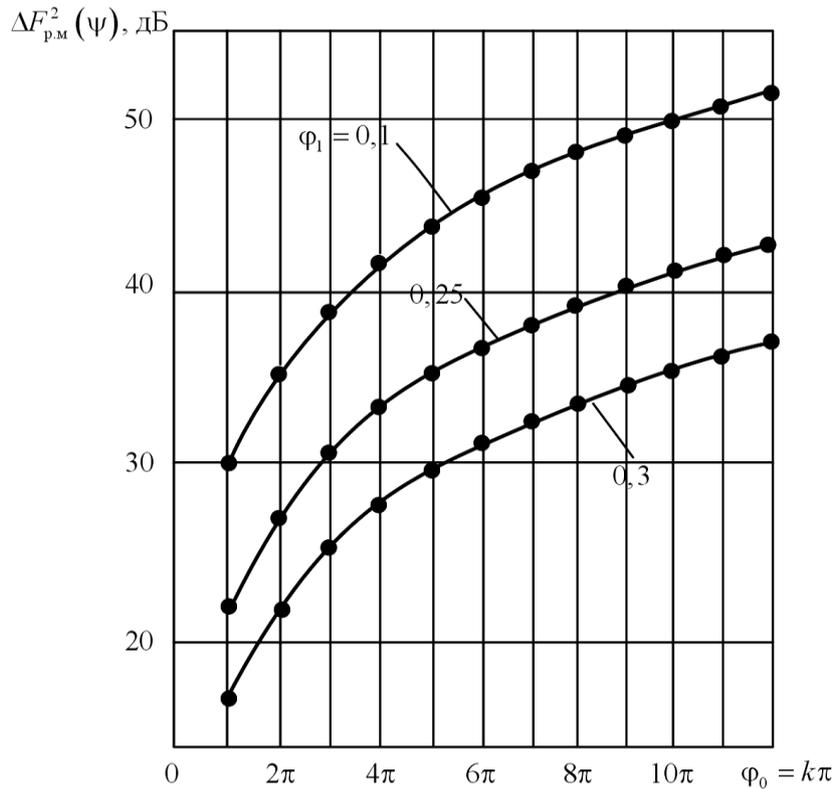


Рис. 4. Зависимость $\Delta F_{p.m}^2 = f(\phi_0)$.

Расчеты, выполненные по (36), показывают, что учет параметра ϕ_2 при $\phi_2 \leq 10^{-4}$ практически не изменяет результатов, а при $\phi_2 = 10^{-3}$ приводит к некоторому уменьшению средней диаграммы в максимуме, но мало сказывается на уровне боковых лепестков.

Выводы

Таким образом, рассмотрены и проанализированы искажения диаграммы направленности фазированной антенной решетки, при воздействии мультипликативных периодических и флуктуационных (модулирующих)

помех. Показано, что в общем случае воздействие мультипликативных помех приводят к искажениям диаграммы – расширению ее главного максимума, увеличению уровня боковых лепестков и к «сглаживанию» направлений нулевого приема. Искажения тем больше, чем больше частоты гармоник функции помеховой модуляции и больше соответствующие им коэффициенты. При несимметричном спектре функции помеховой модуляции возможно смещение максимума диаграммы направленности.

Литература

1. Левин Б.Р. *Теоретические основы статистической радиотехники*; 3-е изд., перераб. и доп. Москва, Радио и связь. 1989. 656 с.
2. Миддлтон Д. *Введение в статистическую теорию связи. Т. 1, 2*. Пер. с англ. Под ред. Левина Б.Р. Москва, Сов. Радио. 1961, 1962. 782 с., 831 с.
3. Тихонов В. И. *Статистическая радиотехника*. 2-е изд., перераб. и доп. Москва, Радио и связь. 1982. 624 с.
4. Артюшенко В. М., Воловач В. И. Анализ характеристик фазированных и синтезированных антенных решеток при воздействии мультипликативных помех. *VII Всероссийская Микроволновая конференция. Сборник трудов*. Москва, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. 25-27 ноября 2020 г. С. 149-153.
5. Artyushenko V. M., Volovach V. I. Analysis of the Influence of Periodic and Fluctuating Multiplicative Noise on Distortions of Radiation Patterns of Phased Antenna Arrays. *2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). Proceedings*. Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS, Moscow, Russia, November 25–27, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1109/RMC50626.2020.9312365>
6. Артюшенко В. М., Воловач В. И. Анализ влияния флуктуационных модулирующих помех на статистические характеристики распределения выходного сигнала линейного фильтра. *Журнал радиоэлектроники*. [электронный журнал]. 2020. №7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.7.12>

7. Бененсон Л.С., редактор. *Антенные решетки. Обзор зарубежных работ.* Москва, Сов. Радио. 1966. 368 с.
8. Brown W.M., Palermo C.J. Effect of Phase Errors on Resolution. *IEEE Trans. on Military Electronics.* 1965. Vol.9. No.1. P.4-9.
<https://doi.org/10.1109/TМЕ.1965.4323169>
9. Кремер И.Я. О влиянии модулирующих (мультипликативных) помех на характеристики выходного сигнала оптимального приемника. *Радиотехника и электроника.* 1972. Т.17. №3. С.68-74.
10. Кремер И.Я., Владимиров В.И., Карпухин В.И. *Модулирующие (мультипликативные) помехи и прием радиосигналов.* Москва. Сов. Радио. 1972. 480 с.
11. Артюшенко В. М., Воловач В. И. Обнаружение сигналов при воздействии мультипликативных помех на фоне аддитивного шума. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2020. №7.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.7.13>

Для цитирования:

Артюшенко В.М., Воловач В.И. Искажения диаграмм направленности фазированных антенных решеток под влиянием периодических и флуктуационных помех. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.2.10>