

Электродинамика, микроволновая техника, антенны

УДК 621.396.67

А. Ф. Кардо-Сысоев
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе (Санкт-Петербург)
А. Д. Французов
ОАО «Научно-производственное предприятие "Радар-ММС"» (Санкт-Петербург)
А. Н. Флеров
Балтийский государственный технический университет "Военмех" им. Д. Ф. Устинова (Санкт-Петербург)

Явление сверхусиления направленного действия антенны при излучении сверхширокополосных короткоимпульсных сигналов

Показано, что для сверхширокополосного короткоимпульсного (СКИ) сигнала средний и импульсный коэффициенты направленного действия (КНД) антенн не равны друг другу. Доказано, что при излучении биполярного СКИ-сигнала наблюдается явление сверхусиления направленного действия, состоящее в значительном увеличении импульсного КНД антенны по сравнению с КНД для монохроматического колебания, имеющего период колебания, равный длительности биполярного СКИ.

Сверхширокополосный короткоимпульсный сигнал, импульсный коэффициент направленного действия, биполярный сверхкороткий импульсный сигнал, сверхусиление направленного действия

Энергетическим характеристикам апертурных антенн, излучающих негармонические волны, посвящено значительное количество работ (см., например, [1]–[3]). В указанных работах показано отличие понятий коэффициента направленного действия (КНД), принятого в антенной технике для монохроматических колебаний [4], и КНД антенны в случае более сложной зависимости излучаемых колебаний от времени. При этом КНД определяется через разложение излучаемого колебания в спектр Фурье.

Определим КНД антенны, как это принято в технике антенн [4], не прибегая к разложению сигнала в спектр Фурье. КНД антенны называют отношение мощности, излучаемой ненаправленной антенной, к мощности, излучаемой направленной антенной, если плотность потока мощности в заданном направлении на одном и том же расстоянии от антенн будет одинакова. В случае сверхширокополосного короткоимпульсного (СКИ) сигнала это определение следует откорректировать с учетом особенностей излучения СКИ-сигналов апертурными антеннами, которые заключаются в том, что формы импульсов поля в раскры-

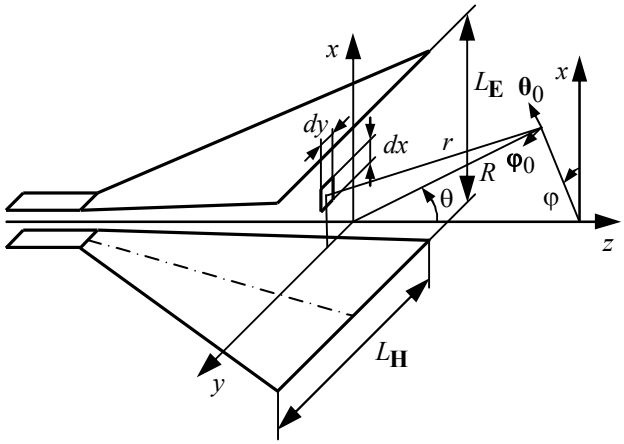


Рис. 1

© Кардо-Сысоев А. Ф., Французов А. Д., Флеров А. Н., 2009

ве антенны $f(t)$ и в дальней зоне (ДЗ) $f'(t)$ (представляющей собой производную от формы импульса в раскрыве антенны) существенно отличаются друг от друга [5]. Для СКИ-сигнала можно рассматривать как среднее значение КНД, так и его импульсное значение.

В дальней зоне антенны (рис. 1) $R \geq R_{\text{а ДЗ}} \geq \left[2\left(L_{\text{E}}^2 + L_{\text{H}}^2\right)/\tau_0 v_0\right]$ и импульса [5] $R \geq R_{\text{и ДЗ}} \gg \tau_0 v_0$ (L_{E}, L_{H} – размеры раскрыва антенны в Е- и Н-плоскостях соответственно; τ_0 – длительность импульса генератора по нулевому уровню; v_0 – скорость света в среде распространения) уравнения векторов напряженностей поля имеют вид

$$\mathbf{E} = \frac{\mu_{\text{a}}(1+\cos\theta)}{4\pi R}\left(\boldsymbol{\theta}_0 \cos\varphi - \boldsymbol{\varphi}_0 \sin\varphi\right)\int\limits_S H_y(x,y)\, f'\left(t - r/v_0\right) dxdy; \qquad (1)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{a}}\mu_{\text{a}}}\,(1+\cos\theta)}{4\pi R}\left(\boldsymbol{\theta}_0 \sin\varphi + \boldsymbol{\varphi}_0 \cos\varphi\right)\int\limits_S H_y(x,y)\, f'\left(t - r/v_0\right) dxdy, \qquad (2)$$

где μ_{a}, ε_{a} – абсолютные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды соответственно; θ, φ, R – координаты точки наблюдения (см. рис. 1); $\boldsymbol{\theta}_0$, $\boldsymbol{\varphi}_0$ – единичные угловые орты сферической системы координат (см. рис. 1); S – поверхность апертуры антенны; $H_y(x,y)$ – амплитудное распределение поля в раскрыве антенны (x, y – координаты точки в раскрыве антенны); $f'\left(t - r/v_0\right)$ – первая производная функции, описывающей зависимость сигнала от времени t в точке наблюдения на расстоянии r от точки в раскрыве; $r = R - x\sin\theta\cos\varphi - y\sin\theta\sin\varphi$.

Плотность потока мощности излучения ненаправленной антенны в дальней зоне

$$\boldsymbol{\Pi} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}, \qquad (3)$$

где "×" – знак векторного произведения векторов.

Средняя мощность, излучаемая направленной антенной, определенная через поле в раскрыве, определится как

$$P_{\text{ср р}} = \left(Z_{\text{в}}/\tau_0\right)\int\limits_S \left|H_y(x,y)\right|^2 ds \int\limits_0^{\tau_0} f^2(t)\, dt, \qquad (4)$$

где $Z_{\text{в}} = \sqrt{\mu_{\text{a}}/\varepsilon_{\text{a}}}$ – волновое сопротивление среды; τ_0 – длительность импульса генератора по нулевому уровню.

Импульсная мощность, излучаемая направленной антенной:

$$P_{\text{и а}} = Z_{\text{в}} f_{\max}^2(t)\int\limits_S \left|H_y(x,y)\right|^2 ds, \qquad (5)$$

где $f_{\max}(t)$ – максимальное значение амплитуды поля в раскрыве антенны.

Средняя мощность, излучаемая ненаправленной антенной в ДЗ, определится из уравнения

$$P_{\text{ср }0} = \left(4\pi R^2/\tau\right)\int_0^{\tau} \Pi dt, \tag{6}$$

где τ – длительность импульса излучения в дальней зоне; $\Pi = |\mathbf{\Pi}|$.

Импульсная мощность, излучаемая при этом ненаправленной антенной в ДЗ, определится как

$$P_{\text{и }0} = 4\pi R^2 \Pi_{\max}, \tag{7}$$

где $\Pi_{\max}$ – максимальное значение плотности потока мощности.

После подстановки уравнений (1) и (2) в уравнения (3)–(7) получим средний и импульсный КНД апертурной антенны:

$$D_{\text{ср}} = P_{\text{ср }0}/P_{\text{ср а}} = \left(\varepsilon_{\text{а}}\mu_{\text{а}}/\pi\right) A_0 \left(\tau_0/\tau\right)\left\{\int_0^{\tau}\left[f'(t)\right]dt \Big/ \int_0^{\tau_0} f^2(t)\,dt\right\}; \tag{8}$$

$$D_{\text{и}} = P_{\text{и }0}/P_{\text{и а}} = \left(\varepsilon_{\text{а}}\mu_{\text{а}}/\pi\right) A_0 \left[\left(f'_{\max}\right)^2 \Big/ f^2_{\max}\right], \tag{9}$$

где: $A_0 = \left[\int_S H_y(x,y)\,ds\right]^2 \Big/ \int_S H_y^2(x,y)\,ds$ – эффективная площадь раскрыва; $f'_{\max} = \max_t f'(t)$; $f_{\max} = \max_t f(t)$.

В случае равенства длительностей импульсов в раскрыве антенны и в ДЗ $\left(\tau_0 = \tau\right)$ выражение (8) для среднего КНД антенны приобретет вид

$$D_{\text{ср}} = \left(\varepsilon_{\text{а}}\mu_{\text{а}}/\pi\right) A_0 \left\{\int_0^{\tau}\left[f'(t)\right]^2 dt \Big/ \int_0^{\tau_0} f^2(t)\,dt\right\}. \tag{10}$$

Уравнение (10) полностью соответствует выражению, полученному в [1], а уравнение (9) получено впервые.

Если воспользоваться теоремой о среднем значении интеграла, то уравнение для среднего значения КНД будет иметь тот же вид, что и для импульсного КНД, а именно:

$$D_{\text{ср}} = \left(\varepsilon_{\text{а}}\mu_{\text{а}}/\pi\right) A_0 \left[\left(f'_{\text{ср}}\right)^2 \Big/ f^2_{\text{ср}}\right],$$

где $\left(f'_{\text{ср}}\right)^2$ и $f^2_{\text{ср}}$ – средние значения интегралов в формуле (10).

Если ввести коэффициенты формы импульсов генератора $K_{\text{ф г}}$ и излученного импульса в ДЗ $K_{\text{ф и}}$ в виде $K_{\text{ф г}} = f^2_{\max}/f^2_{\text{ср}}$ и $K_{\text{ф ДЗ}} = \left(f'_{\max}\right)^2/\left(f'_{\text{ср}}\right)^2$, то импульсный КНД можно выразить через средний КНД и коэффициенты формы:

$$D_{\text{и}} = D_{\text{ср}}\left(K_{\text{ф ДЗ}}/K_{\text{ф г}}\right).$$

Для монохроматического сигнала, когда коэффициенты формы излученного сигнала и сигнала генератора одинаковы, импульсный и средний КНД совпадают. Для СКИ-сигнала импульсный и средний КНД не равны друг другу.

Энергетическую эффективность антенны, излучающей СКИ-сигнал, принято характеризовать эффективным потенциалом [6]: $U_E = E_{\max} R$, где $E_{\max}$ – амплитуда напряженности электрического поля в дальней зоне излучения антенны в максимуме излучения на расстоянии R от раскрыва.

Максимум излучения рупорной антенны направлен по нормали к поверхности раскрыва. Плотность потока мощности в максимуме излучения антенны

$$\Pi_{\max} = E_{\max}^2 / Z_{\text{в}} . \qquad (11)$$

Определим по формуле (7) импульсную мощность излучения ненаправленной антенны, создающей ту же самую импульсную мощность, что и направленная антенна, подставив в (7) выражение (11):

$$P_{\text{и}\,0} = 4\pi R^2 E_{\max}^2 / Z_{\text{в}} . \qquad (12)$$

Если сигнал генератора передается к антенне через согласованную линию передачи, имеющую коэффициент полезного действия η, импульсная мощность излучения генератора определится через напряжение генератора в импульсе $U_{\text{и г}}$ и волновое сопротивление линии передачи Z_0 следующим образом:

$$P_{\text{и г}} = U_{\text{и г}}^2 / Z_0 . \qquad (13)$$

С учетом (9), а также учитывая, что $D_{\text{и}}\eta = G_{\text{и}}$ является импульсным коэффициентом усиления антенны, из уравнений (12) и (13) получим максимальную напряженность электрического поля антенны в ДЗ: $E_{\max} = \left(U_{\text{и г}}/R\right)\sqrt{Z_{\text{в}} G_{\text{и}} / 4\pi Z_0}$.

Для свободного пространства $Z_{\text{в}} = 120\pi$ и эффективный потенциал антенны

$$U_{\text{э}} = U_{\text{и г}} \left(30 D_{\text{и}} \eta / Z_0\right)^{1/2} .$$

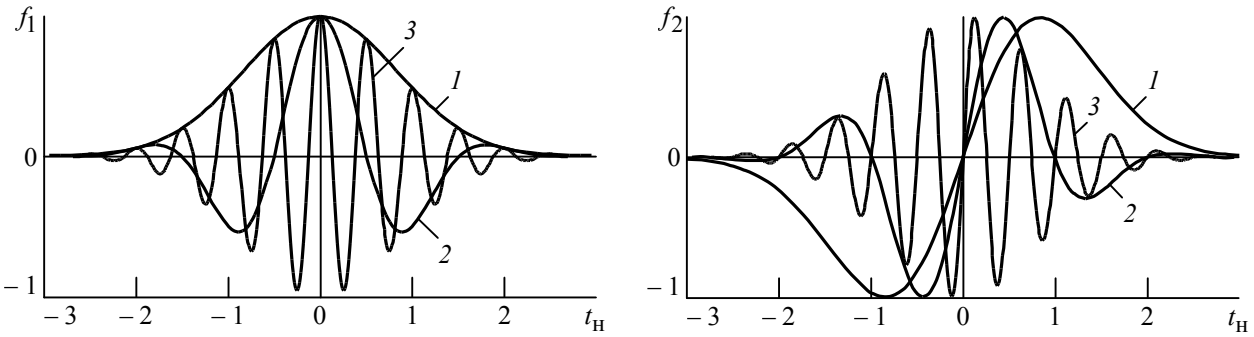
Таким образом, эффективный потенциал пропорционален корню квадратному из импульсного КНД антенны, излучающей СКИ-сигнал.

Рассмотрим преобразование СКИ-сигнала и его спектра при излучении в дальней зоне для импульсов разной формы. Рассмотрим импульс $f_1(t)$, среднее значение которого отлично от нуля, и импульс $f_2(t)$, среднее значение которого равно нулю:

$$f_1(t) = \cos\left(\omega_0 t\right) \exp\left[-\beta \left(t/\tau_{0.5}\right)^2\right];\ f_2(t) = \sin\left(\omega_0 t\right) \exp\left[-\beta \left(t/\tau_{0.5}\right)^2\right],$$

где $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ – круговая частота заполнения; $\beta = -\ln 0.5$; $\tau_{0.5}$ – полуширина гауссоиды по уровню, равному половине от ее максимального значения. При $\chi_0 = f_0 2\tau_{0.5} \ll 1$ сигнал $f_1(t)$ имеет униполярную форму (рис. 2, *а*, кривая *1*), а сигнал $f_2(t)$ – биполярную (рис. 2, *б*, кривая *1*). При $\chi_0 \gg 1$ $f_1(t)$ и $f_2(t)$ представляют собой узкополосные короткоимпульсные сигналы. На рис. 2 эти сигналы представлены для значений $\chi_0 = 1$ (кривые *2*) и $\chi_0 = 4$ (кривые *3*)[1].

[1] На рис. 2 и в дальнейшем $t_{\text{н}} = t/\tau_{0.5}$.



а *б*

Рис. 2

Рассмотрим зависимость спектров сигналов от параметра χ_0. Анализируемые сигналы $f_1(t)$ и $f_2(t)$ представляют собой произведение двух функций: гауссоиды и монохроматического колебания, четного (косинус) или нечетного (синус) относительно нулевого значения оси времени. Спектр произведения является сверткой спектров перемножаемых сигналов [7]. Для сигнала $f_1(t)$ спектр представляет собой свертку спектров низкочастотной гауссоиды $S_г$ и косинусоиды $S_к$:

$$S_1(\omega) = (1/2\pi) S_к(\omega) * S_г(\omega) = 0.5\left[\delta(\omega-\omega_0)+\delta(\omega+\omega_0)\right] * S_г(\omega),$$

где $S_к(\omega) = 0.5\left[\delta(\omega-\omega_0)+\delta(\omega+\omega_0)\right]$ – спектр монохроматического колебания $\cos(\omega_0 t)$;

$S_г(\omega) = \sqrt{\pi\tau_{0.5}^2/\beta}\exp\left[-\omega^2\tau_{0.5}^2/4\beta\right]$ – спектр гауссоиды [8].

Проведя необходимые преобразования, получим спектр импульса $f_1(t)$ в виде

$$S_1(\nu_н) = \sqrt{\pi\tau_{0.5}^2/4\beta}\left\{\exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н+1)^2/\beta\right]+\exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н-1)^2/\beta\right]\right\},$$

где $\nu_н = \nu/\nu_0$; ν – частота.

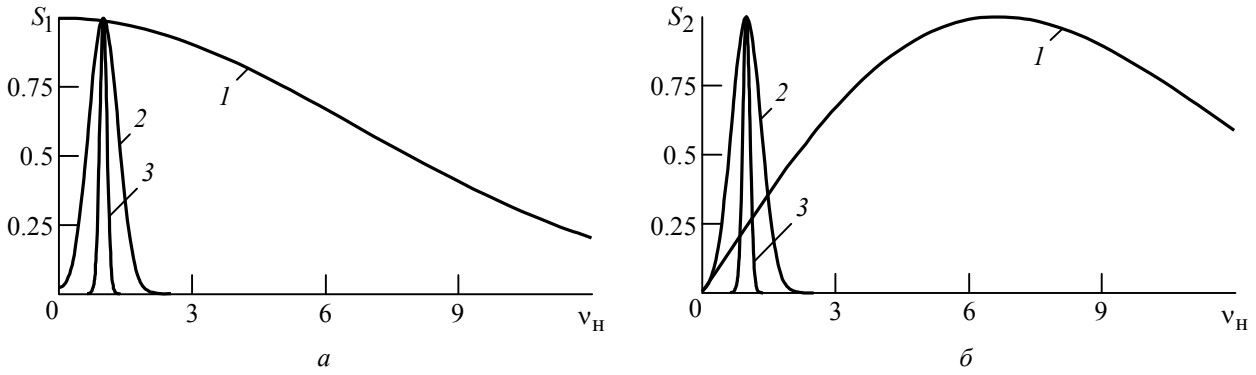
Аналогично можно получить спектр импульса $f_2(t)$, если воспользоваться формулой для спектра синусоидального колебания $\sin(\omega_0 t)$: $S_с(\omega) = j\pi\left[\delta(\omega-\omega_0)-\delta(\omega+\omega_0)\right]$. После преобразований получим:

$$S_2(\nu_н) = j\sqrt{\pi\tau_{0.5}^2/4\beta}\left\{\exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н+1)^2/\beta\right]-\exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н-1)^2/\beta\right]\right\}.$$

Спектр $S_1(\nu_н)$ представлен на рис. 3, *а*, а спектр $S_2(\nu_н)$ – на рис. 3, *б* (кривые *1*: $\chi_0 = 0.05$, кривые *2*: $\chi_0 = 1$, кривые *3*: $\chi_0 = 4$). Из кривых видно, что при $\chi_0 \geq 1$ спектры сигналов $f_1(t)$ и $f_2(t)$ практически не отличаются и приближаются к спектру монохроматического колебания в виде δ-функции. По мере уменьшения параметра χ_0 спектры импульсов расширяются, причем для униполярного импульса спектр расширяется в основном в сторону низких частот, а для биполярного импульса – в область высоких частот.

Импульсы в ДЗ описываются производными от импульсов в раскрыве антенны:

$$f_1'(t_н) = (-1/\tau_{0.5})\left[\pi\chi_0\sin(\pi\chi_0 t_н)+2\beta t_n\cos(\pi\chi_0 t_н)\right]\exp\left(-\beta t_н^2\right);$$



а *б*

Рис. 3

$$f_2'(t_н) = (1/\tau_{0.5})\left[\pi\chi_0 \cos(\pi\chi_0 t_н) - 2\beta t_n \sin(\pi\chi_0 t_н)\right]\exp\left(-\beta t_н^2\right).$$

Они представлены рис. 4 для тех же значений параметра χ_0, что и импульсы на рис. 2.

Из рис. 4 следует, что возбуждающий раскрыв униполярный СКИ трансформируется в ДЗ в биполярный сигнал, а биполярный СКИ трансформируется в характерный сигнал, называемый "сомбреро", или "мексиканская шляпа". Узкополосный короткоимпульсный сигнал с косинусоидальным заполнением трансформируется в короткоимпульсный сигнал с синусоидальным заполнением, и наоборот. Другими словами, в узкополосном коротко-импульсном сигнале, так же, как и в монохроматическом колебании, при распространении в дальнюю зону происходит сдвиг фазы колебания на 90°.

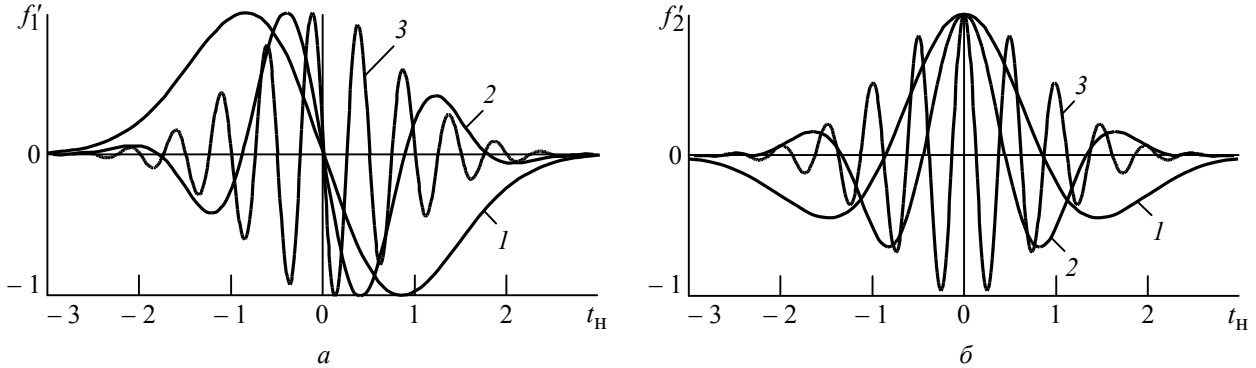
Спектр излученного импульса в дальней зоне определим как спектр производной сигнала [9] $F(\omega) = j\omega S(\omega)$. После преобразований для спектра производной $f_1'(t)$ имеем

$$F_1(\nu_н) = j\pi\sqrt{\pi/4\beta}\chi_0\nu_н\left\{\exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н+1)^2/\beta\right] + \exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н-1)^2/\beta\right]\right\},$$

а для спектра производной $f_2'(t)$

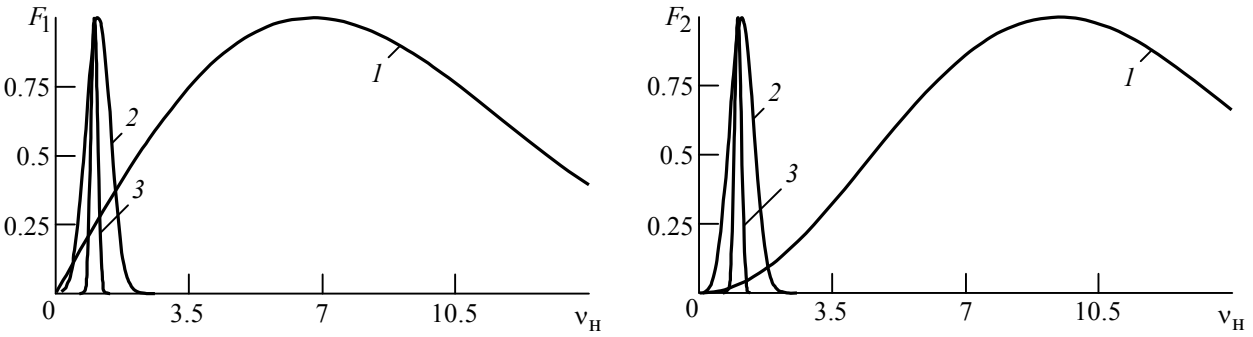
$$F_2(\nu_н) = \pi\sqrt{\pi/4\beta}\chi_0\nu_н\left\{\exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н+1)^2/\beta\right] - \exp\left[-\pi\chi_0^2(\nu_н-1)^2/\beta\right]\right\}.$$

Спектры излученных сигналов $F_1(\nu_н)$ и $F_2(\nu_н)$ представлены на рис. 5 для тех же значений χ_0. При $\chi_0 \geq 1$ спектры сигналов в дальней зоне практически не отличаются от спектров, возбуждаемых в раскрыве антенны. С ростом значения χ_0 спектры приближается по форме к δ-функции.



а *б*

Рис. 4



а *б*

Рис. 5

Совершенно иначе изменяются в дальней зоне спектры СКИ-сигналов (при $\chi_0 \ll 1$) (см. рис. 4, *а* и *б*, кривые *1*). Спектр униполярного СКИ (рис. 4, *а*, кривая *1*) смещается в область верхних частот с одновременным расширением. Средняя частота, определяемая по ширине спектра на уровне 0.707, смещается приблизительно на 38%, а расширение спектра происходит почти в два раза. При этом относительная ширина спектра [10] $W = (\nu_{\max} - \nu_{\min})/(\nu_{\max} + \nu_{\min})$ уменьшается с 1 до 0.55 ($\nu_{\max}$ и $\nu_{\min}$ – максимальная и минимальная частоты спектра на уровне 0.707 соответственно). Спектр биполярного СКИ, не расширяясь в абсолютных значениях, смещается в область высоких частот. При этом смещение спектра достигает приблизительно 36% от его средней частоты. Относительная ширина спектра в данном случае уменьшается с 0.55 до 0.4.

Для определения энергетических характеристик анализируемых сигналов необходимо определить максимальные значения сигналов в раскрыве антенны, а также максимальные значения их производных в дальней зоне излучения.

Максимальное значение сигнала $f_{1\max} = 1$ возникает при $t_{\text{н}} = 0$. Чтобы определить максимум сигнала $f_2(t)$, необходимо найти значение $t_{2\max}$ как решение трансцендентного уравнения $\operatorname{tg}(\pi\chi_0 t_{2\max}) = (\pi\chi_0/2\beta t_{2\max})$. Тогда максимум $f_2(t)$ составит

$$f_{2\max} = \sin(\pi\chi_0 t_{2\max}) \exp(-\beta t_{2\max}^2).$$

Максимальное значение $f'_{1\max}$ определится при подстановке $t_{\text{н}} = t_{1\max}$, найденного из решения уравнения $\operatorname{tg}(\pi\chi_0 t_{1\max}) = \left[(\pi^2\chi_0^2 + 2\beta)/4\pi\beta\chi_0 t_{1\max}\right] - (\beta t_{1\max}/\pi\chi_0)$, и составит

$$f'_{1\max} = (-\pi\chi_0/\tau_{0.5})\left[\sin(\pi\chi_0 t_{1\max}) + (2\beta t_{1\max}/\pi\chi_0)\cos(\pi\chi_0 t_{1\max})\right]\exp(-\beta t_{1\max}^2).$$

Максимальное значение $f'_{2\max}$ имеет место при $t_{\text{н}} = 0$ и равно $f'_{2\max} = \pi\chi_0/\tau_{0.5}$.

Импульсные КНД антенны для импульсов $f_1(t)$ и $f_2(t)$ равны, соответственно,

$$D_{1\text{и}} = (\pi\varepsilon_{\text{a}}\mu_{\text{a}}/\tau_{0.5}^2) A_0 K_1;$$

$$D_{2\text{и}} = (\pi\varepsilon_{\text{a}}\mu_{\text{a}}/\tau_{0.5}^2) A_0 K_2, \qquad (14)$$

где

$$K_1 = \left[\chi_0 \sin\left(\pi\chi_0 t_{1\max}\right) + \left(2\beta t_{1\max}/\pi\right)\cos\left(\pi\chi_0 t_{1\max}\right)\right]^2 \exp\left(-2\beta t_{1\max}^2\right);$$

$$K_2 = \chi_0^2 \Big/ \left[\sin^2\left(\pi\chi_0 t_{2\max}\right)\exp\left(-2\beta t_{2\max}^2\right)\right].$$

Отношение КНД для импульсов $f_1(t)$ и $f_2(t)$ составит $D_{2и}/D_{1и} = K_2/K_1$. Зависимость этого отношения от параметра χ_0 представлена на рис. 6. Из рисунка следует, что КНД антенн для импульса $f_2(t)$ всегда превышает КНД для импульса $f_1(t)$. Такой эффект можно объяснить, если сравнить спектры СКИ-сигналов в дальней зоне с их спектрами в раскрыве антенны при одном и том же значении параметра χ_0. Для $\chi_0 = 0.05$, когда сигнал $f_1(t)$ является униполярной гауссоидой, а сигнал $f_2(t)$ состоит всего из одного колебания, импульсный КНД антенны для биполярного импульса $f_2(t)$ в раскрыве превосходит импульсный КНД этой же антенны, но при униполярном импульсе $f_1(t)$ в раскрыве, в 7.32 раза (8.6 дБ).

Выразив импульсный КНД антенны для биполярного импульса из формулы (14) через длительность импульса по уровню 0.1 от его амплитуды $\tau_{0.1}$, получим $D_{2и} = 2.1\left[4\pi\Big/\left(2\tau_{0.1}\nu_0\right)^2\right]A_0$. Из этого выражения видно, что если антенна излучает монохроматическое колебание с длиной волны, равной $\tau_{0.1}$ $\left(\lambda_0 = 2\tau_{0.1}\nu_0\right)$, то КНД такой антенны, возбужденной монохроматическим колебанием, будет в 2.1 раза (на 3.2 дБ) меньше, чем в случае возбуждения этой же антенны биполярным импульсом в виде производной гауссоиды. Естественно, что количественный выигрыш зависит от конкретной формы сигнала, но сам факт энергетического выигрыша позволяет говорить о явлении сверхусиления направленного действия антенны при использовании биполярного СКИ.

Явление сверхусиления направленного действия антенны объясняется тем, что при распространении СКИ-сигнал в дальней зоне становится пропорциональным первой производной сигнала в раскрыве антенны по времени. Для излученного импульса типа "мексиканская шляпа" (возбуждающий импульс биполярный) высокочастотные составляющие спектра всегда больше по амплитуде, чем у импульса, формируемого униполярным возбуждающим сигналом (см. рис. 5, кривые *1*).

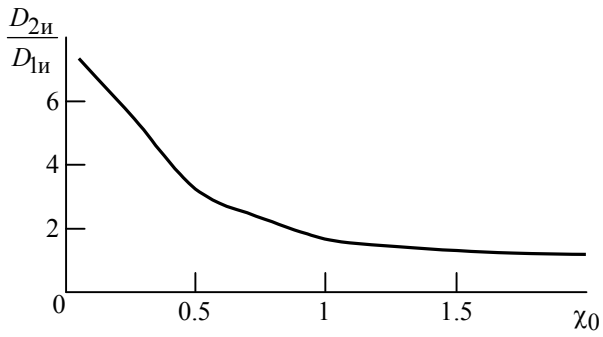


Рис. 6

Таким образом, в радиосистемах для эффективного использования спектра частот необходимо применять биполярный возбуждающих импульс, у которого значения изменяются с наибольшей скоростью в его середине при переходе от отрицательных значений к положительным. Критерием оптимальности при выборе формы импульса может быть заданная ширина спектра частот при максимуме КНД.

В результате исследования явления сверхусиления направленного действия антенны разработан способ формирования биполярного СКИ из униполярного импульса генератора непосредственно в раскрыве антенны [11], заключающийся в том, что импульс генератора задерживается приблизительно на половину длительности СКИ, инвертируется и суммируется с исходным импульсом. Этот способ позволил разработать ряд сверхширокополосных антенн, возбуждающих в раскрыве биполярный импульс, полученный из униполярного импульса генератора, подводимого к входу антенны. Рассмотренный способ использовался при экспериментальном измерении коэффициента сверхусиления направленного действия антенны при излучении биполярного СКИ-сигнала [12]. Результаты измерения полностью подтвердили теоретический вывод о возникновении явления сверхусиления направленного действия антенны при излучении биполярного СКИ-сигнала.

Явление сверхусиления направленного действия антенны, возникающее при излучении биполярного СКИ, а также явление сверхнаправленности, возникающее при создании специального распределении поля в антенне [13], возбуждаемой монохроматическим колебанием, совершенно не связаны друг с другом. Сверхусиление направленного действия антенны при излучении биполярного СКИ-сигнала связано с преобразованием сигнала в процессе распространения его в пространстве и определяется исключительно свойствами пространства и формой возбуждающего импульса.

Список литературы

1. Зернов Н. В., Меркулов Г. В. Энергетические характеристики антенн, излучающих негармонические волны // Радиотехника. 1991. № 1. С. 68–71.

2. Энергетические характеристики радиосигналов передачи-приема сверхширокополосных сигналов и сверхкоротких импульсов / под ред В. Б. Авдеева. / Воен. ин-т радиоэлектроники МО РФ. Воронеж, 2004. 104 с.

3. Моделирование малогабаритных сверхширокополосных антенн / под ред. В. Б. Авдеева, А. В. Аших-мина. Воронеж: Изд-во Воронеж. гос. ун-та, 2005. 222 с.

4. Французов А. Д. Основы расчета и конструирования излучающих устройств / Челяб. политехн. ин-т. Челябинск, 1981. 64 с.

5. Французов А. Д. Теория излучения сверхширокополосных сверхкороткоимпульсных (СКИ) сигналов рупорными антеннами // Проблемы интеллектуального и военного транспорта. 2006. № 7. С. 264–267.

6. Кардо-Сысоев А. Ф., Французов А. Д. Энергетика импульсной активной фазированной антенной решетки // Проблемы транспорта. 2001. № 5. С. 125–127.

7. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы: учебник для вузов по спец. "Радиотехника". 3-е изд., перераб. и доп. М.: Высш. шк., 2000. 462 с.

8. Schantz H. The art and science of ultra wideband antennas. Boston, London: Artech house, 2005. 331 p.

9. Французов А. Д., Кочетов А. В., Головачев М. В. Оптимизация формы излучаемого сверхкороткоимпульсного (СКИ) сигнала // Сб. докл. второй всерос. науч. конф.–сем., Муром, 4–7 июля 2006 г. / Изд.-полигр. центр МИВлГУ. Владимир, 2006. С. 456–460.

10. Harmuth H. F. Antennas and waveguides for nonsinusoidal waves. Juc., USA: Academic press, 1984. 376 p.

11. Патент РФ 2 295 180. H01Q 21/06 / Способ возбуждения широкополосной антенной решетки и широкополосная антенная решетка (варианты) для его осуществления / А. Д. Французов, А. Ф. Кардо-Сысоев, А. Н. Флеров и др. Опубл. 10.03.2007. Бюл. № 7.

12. Метод измерения коэффициентов сверхнаправленности при излучении СКИ-сигнала / А. Д. Французов, А. Ф. Кардо-Сысоев, А. Н. Флеров и др. // Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике: сб. докл. 1-й междунар. конф., Суздаль, 27–29 сентября 2005 г. М.: РНТОРЭС им. А. С. Попова, ИРЭ РАН, Российская секция IEEE, 2005. С. 116–118.

13. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны: Учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергия, 1975. 528 с.

A. F. Kardo-Sysoev
Physical technical institute named A. F. Ioffe (Saint Petersburg)
A. D. Frontsuzov
Compani "Radar-MMS" (Saint Petersburg)
A. N. Flerov
Baltic state technical university "Voenmekh" named D. F. Ustinov (Saint Petersburg)

Super directive gain in case of radiation of ultra wide band short pulse signals

It is shown, that in the case of ultra wide band short pulse (UWBSP) signal, the peak directive gain strongly differs from average gain. It is shown that in case of radiation of ultra wide band short pulse signals directive gain is far higher than in harmonic wave having period of the fluctuation to equal duration bipolar UWBSP.

Ultra wide band short pulse signal, the peak directive gain, bipolar ultra wide band short pulse signal, super directive gain

Статья поступила в редакцию 20 марта 2009 г.

УДК 538.30:516.6

И. Н. Зражевская
Центральный научно-исследовательский институт им. акад. А. Н. Крылова (Санкт-Петербург)

Принцип Гюйгенса–Френеля в строгой формулировке Фурье

Рассмотрено строгое решение задачи о первичном поле нити тока, облучающей удаленный бесконечный цилиндр. Установлено, что решение, выполненное методом Фурье в дуговых координатах, представляет картину поля, в основании которой лежат идеи Гюйгенса о вторичных источниках и идеи Френеля об интерференции излучаемых ими волн. На примере рассматриваемой задачи показано, что вторичные источники первичного поля, возбуждаемые на вспомогательной волновой поверхности, охватывают всю поверхность облучаемого цилиндра. Благодаря этой особенности первичного поля, облучающего выпуклое тело, вторичное поле на всей его поверхности подчинено законам отражения Френеля.

Первичное поле, вторичные источники, интерференция волн, законы отражения

Решение граничных задач электродинамики методом Фурье, проведенное в дуговых координатах [1], позволило проанализировать процесс формирования первичного поля, облучающего выпуклое тело. В результате стало очевидным, что метод Фурье дает строгую математическую формулировку свойств этого поля, основанную на идеях Гюйгенса–Френеля. В настоящей статье это показано на частном примере облучения бесконечного цилиндра нитью тока, параллельной его оси. Для иллюстрации общности идей указанных подходов решению Фурье предпосылается краткое изложение построений Гюйгенса, касающихся вторичных источников, и соединенного с ними представления Френеля об интерференции излучаемых волн.

Принцип Гюйгенса–Френеля. Согласно принципу, сформулированному Х. Гюйгенсом в 1678 г. [2] и многократно описанному в фундаментальных курсах оптики и электромагнитных волн (см., например, [3]–[5]), каждую точку сферической поверхности, до которой дошло излучение первичного (точечного) источника, можно рассматривать как источник вторичных сферических волн. Огибающая этих вторичных волн определяет волновую

© Зражевская И. Н., 2009