УДК 535.4

ПОДАВЛЕНИЕ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ В ДИАГРАММАХ НАПРАВЛЕННОСТИ КОРОТКОИМПУЛЬСНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СИСТЕМ

А. В. Палицин, М. Б. Гойхман, А. В. Громов, Н. Ф. Ковалев*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Показано, что диаграммы направленности двумерных систем в виде решёток зависят от длительности излучаемых импульсов. Для исследования таких систем предложено использовать длину корреляции, зависящую от длительности импульсов и направления излучения. Полученное выражение для длины корреляции в двумерных системах удобно для описания искажений диаграмм направленности, вызванных укорочением длительности излучаемых сигналов. В статье рассмотрен эффект подавления боковых лепестков диаграмм направленности, который имеет общий характер, т. к. связан с запаздыванием сигналов от различных частей излучающей системы. В частности, он наблюдается и в оптических системах типа дифракционных решёток, в которых уменьшение интенсивности дифракционных максимумов при укорочении импульсов можно использовать в качестве основы для нового метода оценки (или измерения) длительности оптических импульсов.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных направлений развития сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники является разработка многоканальных систем, позволяющих повысить энергию и одновременно управлять направленностью излучения [1]. В настоящее время наиболее мощными источниками в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн являются приборы релятивистской СВЧ электроники, в частности лампы обратной волны, в которых продемонстрированы режимы сверхизлучения с высокой эффективностью генерации, а также возможность управления фазой выходного излучения [2–4]. Отличительной особенностью сверхизлучательных режимов является малая длительность импульсов излучения, составляющая доли наносекунды в миллиметровом диапазоне длин волн [3]. В то же время бóльшая пиковая мощность таких генераторов налагает ограничения на минимальный размер антенн, используемых для вывода их излучения. В качестве последних обычно применяются рупорные излучатели с размерами апертур, значительно превышающими длину волны излучения λ. Это означает, что в многоканальных системах период расположения каналов d составляет величину порядка нескольких λ. В этом случае значительно возрастает уровень боковых лепестков диаграммы направленности, т. е. формируется многолепестковая диаграмма с несколькими почти равными максимумами. Именно такая картина полей излучения наблюдается в многоканальных системах, включающих в себя несколько мощных релятивистских генераторов [3].

Схожая комбинация параметров — малая длительность импульсов и относительно большой период расположения излучателей — характерна также для многоэлементных систем, состоящих из источников сверхширокополосных импульсов [1]. Один элемент в таких системах обычно генерирует видеоимпульс, постоянная составляющая спектра которого не излучается, а временнáя зависимость излучённого электромагнитного поля имеет вид, близкий к одному периоду электромагнитной волны. Для таких систем было показано, что боковые лепестки их диаграмм направленности могут быть значительно подавлены, если количество излучающих элементов велико [1]. Это связано с запаздыванием импульсов от отдельных элементов.

* pal@ipfran.ru

В отличие от сверхширокополосных систем, где формы импульсов схожи с одним периодом электромагнитного поля, в данной статье теоретически рассматриваются особенности формирования диаграмм направленности при излучении импульсов с длительностями, превышающими несколько периодов поля. Для двумерных систем в разделе 1 исследуются диаграммы направленности излучения таких импульсов и формулируется основной критерий, определяющий степень подавления боковых лепестков в данных диаграммах. Понятие длины корреляции [5, 6] обобщается на двумерные излучающие системы.

Отметим, что развитый в статье подход непосредственно применим и к оптическим системам. В разделе 2 предложен метод оценки длительности ультракоротких лазерных импульсов на основе измерения амплитуд дифракционных максимумов излучения, прошедшего через периодически расположенные щели в непрозрачном экране.

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ КОРОТКИХ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

1.1. Теоретическая модель для исследования

Для вывода излучения из релятивистских ламп обратной волны, генерирующих мощные ультракороткие импульсы электромагнитного поля, обычно используются конические рупорные антенны [2–4], для которых структура выходного излучения в свободном пространстве близка к гауссовому волновому пучку. Предполагая, что приведённый в данной статье анализ должен описывать диаграммы направленности подобных генераторов, включая их фазированные наборы [2–4], будем исследовать такую структуру выходного излучения одного генератора, которая близка к экспериментально реализуемой и одновременно удобна для теоретического анализа. В этом случае разумным выбором является двумерный скалярный гауссов волновой пучок. Далее в статье генератор с антенной будем называть излучателем.

Итак, пусть один излучатель создаёт в свободном пространстве распределение полей, имеющее на фиксированной частоте f вид аксиально-симметричного гауссова волнового пучка [7]:

$$E^{(f)}(x,y,z) = -A^{(f)}\,\frac{ika^2}{z-ika^2}\exp\left[ik\,\frac{x^2+y^2}{2\,(z-ika^2)}\right]\exp(ikz), \tag{1}$$

где $E^{(f)}(x,y,z)$ — x-компонента электрического поля (пусть y-компонента электрического поля равна 0, т. е. рассматривается линейно поляризованное излучение); $A^{(f)}$ — комплексная амплитуда электрического поля, x и y — поперечные к направлению распространения координаты, z — продольная координата, a — параметр, определяющий размер пучка в его перетяжке, $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/c$ — волновое число, f — частота излучения, λ — длина волны, c — скорость света. В рамках данной работы принято, что параметр a не зависит от частоты ($a \equiv \mathrm{const}$). Тем не менее, величина f входит в выражение (1) через волновое число k, что даёт зависимость структуры поля $E^{(f)}$ от частоты.

В случае коротких импульсов пространственно-временно́е распределение поля излучения целесообразно представить в виде фурье-разложения по времени. Хотя для конкретной антенны структура поля излучения может отличаться от гауссова пучка (1), такое приближение адекватно описывает основные характеристики антенны — коэффициент усиления, ширину основного луча и, что важно, частотную зависимость полей излучения. Применение спектрального подхода при излучении ультракоротких импульсов позволяет использовать хорошо отработанную технику исследования диаграмм направленности различного вида антенн на фиксированной частоте. Зависимость поля от времени может быть любой, что позволяет анализировать диаграммы для сигналов любой сложности. Для исследования влияния укорочения длительности импульсов на

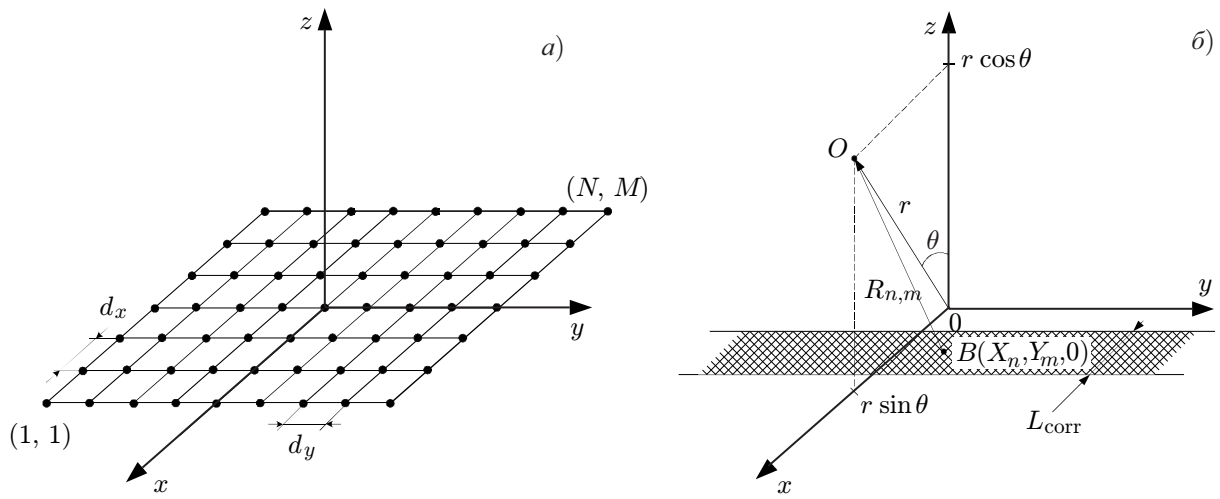

Рис. 1. Схема излучающей системы, состоящей из $N \times M$ излучателей (a) и пояснение к определению расстояния $R_{n,m}$ от излучателя с индексами (n, m) до точки наблюдения O ($б$)

структуру диаграмм направленности излучающих систем в качестве излучаемого сигнала выберем импульс с высокочастотным заполнением на фиксированной частоте f_0 и огибающей в виде гауссовой функции:

$$A(t) = \mathrm{Re}\left\{A_0 \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}\right] \exp(i2\pi f_0 t + i\varphi_0)\right\}, \tag{2}$$

где $A_0 = \mathrm{const}$, t_0 — сдвиг огибающей по времени t, φ_0 — начальная фаза. Длительность импульса по полувысоте при этом равна $\tau_{\text{р}} = 2\sqrt{2\ln 2}\,\tau$. Обозначим через $A^{(f)}$ фурье-спектр сигнала (2):

$$A^{(f)} = F[A(t)], \tag{3}$$

где F — оператор преобразования Фурье по времени. Пусть каждая спектральная компонента $A^{(f)}$ сигнала излучается в свободное пространство в виде гауссова пучка (1), так что в точке пространства с координатами (x, y, z) спектральная компонента поля $E^{(f)}(x, y, z)$ имеет вид (1). При этом полное поле $E(x, y, z, t)$ находится с помощью обратного преобразования Фурье F^{-1}:

$$E(x, y, z, t) = \mathrm{Re}\big\{F^{-1}[E^{(f)}(x, y, z)]\big\}. \tag{4}$$

Рассмотрим решётку излучателей (см. рис. 1a), периодически расположенных в плоскости, перпендикулярной оси z, причём так, что каждый из них формирует гауссов волновой пучок с перетяжкой при $z = 0$ (на каждой из частот f спектра излучаемого импульса). Обозначим через d_x и d_y периоды расположения излучателей вдоль осей x и y соответственно. Для нумерации излучателей в решётке введём индексы (n, m) и поле излучения всей решётки представим в виде

$$E(x, y, z, t) = \mathrm{Re}\left[F^{-1}\left(\sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{M}\left\{A^{(f)}_{n,m}\,\frac{-ika^2}{z-ika^2}\exp\left[ik\,\frac{(x-X_n)^2+(y-Y_m)^2}{2\,(z-ika^2)}\right]\exp(ikz)\right\}\right)\right], \tag{5}$$

где $A^{(f)}_{n,m} = F[A_{n,m}(t)]$ — спектр сигнала излучателя с индексами (n, m),

$$A_{n,m}(t) = \mathrm{Re}\left\{A_{0\,n,m}\exp\left[-\frac{(t-t_{0\,n,m})^2}{2\tau^2}\right]\exp(-i2\pi f_0 t + i\varphi_{0\,n,m})\right\}, \tag{6}$$

N — количество излучателей в одном ряде решётки, M — количество рядов, X_n, Y_m — поперечные координаты точки расположения излучателя с индексами (n, m) в решётке, $A_{0\,n,m}$, $t_{0\,n,m}$ и $\varphi_{0\,n,m}$ — соответствующие параметры сигнала излучателя (n, m). Длительность сигналов всех излучателей одинакова. Далее в статье будем называть данную решётку излучающей системой. В частном случае $N = M = 1$ система сводится к одному излучателю.

Определим импульсную диаграмму направленности излучающей системы

$$D(x, y) = \max_t |E(x, y, Z_0, t)|^2 \tag{7}$$

как распределение максимального значения квадрата модуля поля E в плоскости $z = Z_0 = \text{const}$, расположенной в дальней зоне излучающей системы:

$$Z_0 > 2L^2/\lambda, \tag{8}$$

где L — максимальный размер излучающей системы.

Будем в дальнейшем сравнивать импульсную диаграмму (7) с диаграммой направленности излучающей системы на частоте f_0:

$$D_f(x, y) = \left| \sum_{n=1}^{N} \sum_{m=1}^{M} \Big\{ - A_{n,m}^{(f_0)} \frac{ika^2}{Z_0 - ika^2} \exp\left[ik \frac{(x - X_n)^2 + (y - Y_m)^2}{2\,(Z_0 - ika^2)} \right] \exp(ikZ_0) \Big\} \right|^2, \tag{9}$$

т. е. с диаграммой, наблюдаемой при излучении гармонического сигнала. Далее в статье для краткости будем называть диаграмму (9) частотной.

Заметим, что обычно в литературе диаграммы направленности определяются как функции, зависящие от углов в сферической системе координат. При необходимости (7) и (9) могут быть пересчитаны в такие угловые диаграммы; здесь же нам удобнее использовать выражения (7) и (9), в том числе и в целях сравнения с представленными в разделе 2 результатами по дифракции ультракоротких импульсов на щелях в непрозрачных экранах.

1.2. Диаграммы направленности одиночного излучателя

Рассмотрим случай излучающей системы с $N = M = 1$, т. е. одиночного излучателя. На рис. 2 представлены диаграммы направленности $D_f(x, y)$ и $D(x, y)$ одиночного излучателя в случае гармонического (рис. 2*а*) и импульсного (рис. 2*б*) сигналов соответственно. Параметры импульса и гауссова пучка были выбраны следующими:

$$f_0 = 36 \text{ ГГц},\ \tau = 0{,}05 \text{ нс},\ A_0 = 1,\ t_0 = 0{,}5 \text{ нс}, \quad \varphi_0 = 0, \quad a = 0{,}02 \text{ м}, \quad Z_0 = 10^4 \text{ м}. \tag{10}$$

В случае одиночного излучателя импульсная ($D(x, y)$) и частотная ($D_f(x, y)$) диаграммы практически совпадают даже для короткого излучаемого импульса, состоящего из небольшого числа периодов поля (см. рис. 3). Отметим, что для выбранных параметров (10) рассматриваемые в статье приближённые решения в виде гауссовых волновых пучков будут пренебрежимо мало отличаться от точных решений волнового уравнения.

1.3. Диаграммы направленности излучающей системы, составленной из нескольких фазированных генераторов

При количестве излучателей в системе больше одного возникает интерференция сигналов от различных элементов, что приводит к появлению выраженных максимумов и минимумов в диа-

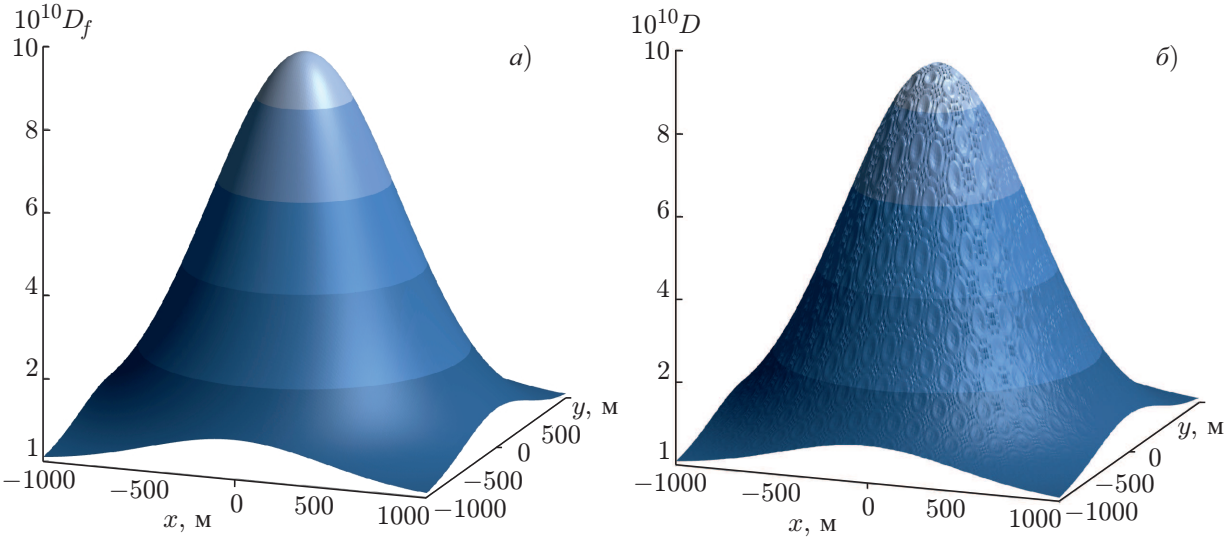

Рис. 2. Диаграммы направленности $D(x, y)$ и $D_f(x, y)$ одиночного излучателя в случае гармонического (*а*) и импульсного (*б*) сигналов соответственно, вычисленные на расстоянии $Z_0 = 10^4$ м при следующих параметрах импульса и гауссова пучка: $f_0 = 36$ ГГц, $\tau = 0{,}05$ нс, $A_0 = 1$, $t_0 = 0{,}5$ нс, $\varphi_0 = 0$, $a = 0{,}02$ м

граммах направленности. Будем интересоваться случаем, когда период расположения излучателей в системе $dx = dy = d \gg \lambda$, что характерно для систем из нескольких мощных релятивистских генераторов [2–4]. Из теории фазированных антенных решёток известно, что при $d \gg \lambda$ в диаграммах направленности для гармонических сигналов наблюдаются высокие уровни боковых лепестков, т. е. боковых дифракционных максимумов [1].

Для сигналов конечной длительности на форму диаграммы направленности начинает влиять запаздывание сигналов от различных частей системы. Оказывается, что при длительностях излучаемых импульсов от единиц до десятков (сотен) периодов поля можно ввести параметр — длину корреляции L_{corr} [5, 6], обычно не применяемый при описании диаграмм направленности излучающих систем, но весьма удобный для понимания их работы при излучении коротких СВЧ импульсов. Ранее было показано [5, 6], что длина L_{corr} полезна для количественного описания одномерных систем; в данной статье параметр L_{corr} используется при анализе двумерных излучающих систем.

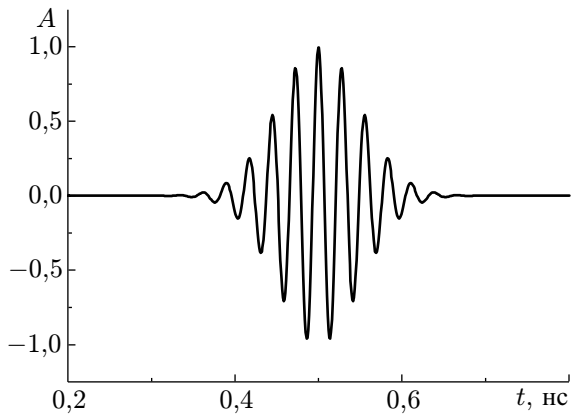

Рис. 3. Излучаемый импульс с параметрами: $A_0 = 1$, $\tau = 0{,}05$ нс, $t_0 = 0{,}5$ нс и $\varphi_0 = 0$

Запаздывание сигналов приводит к искажению диаграмм направленности, т. е. возникают заметные отличия импульсных диаграмм $D(x, y)$ от частотных $D_f(x, y)$. Рисунок 4 иллюстрирует данные отличия, которые возрастают при увеличении количества излучателей в системе. Параметры сигнала каждого из излучателей выбраны теми же (см. (10)), что в разделе 1.1, а период расположения излучателей $d = 0{,}2$ м. Нетрудно заметить, что при прочих равных параметрах (a, f_0, d и т. д.) боковые лепестки в импульсных диаграммах $D(x, y)$ (см. рис. 4*б*, *г* и *е*) заметно меньше таковых в соответствующих частотных диаграммах $D_f(x, y)$ (см. рис. 4*а*, *в* и *д*), причём отличия возрастают при увеличении количества излучателей в решётках. Заметим, что укороче-

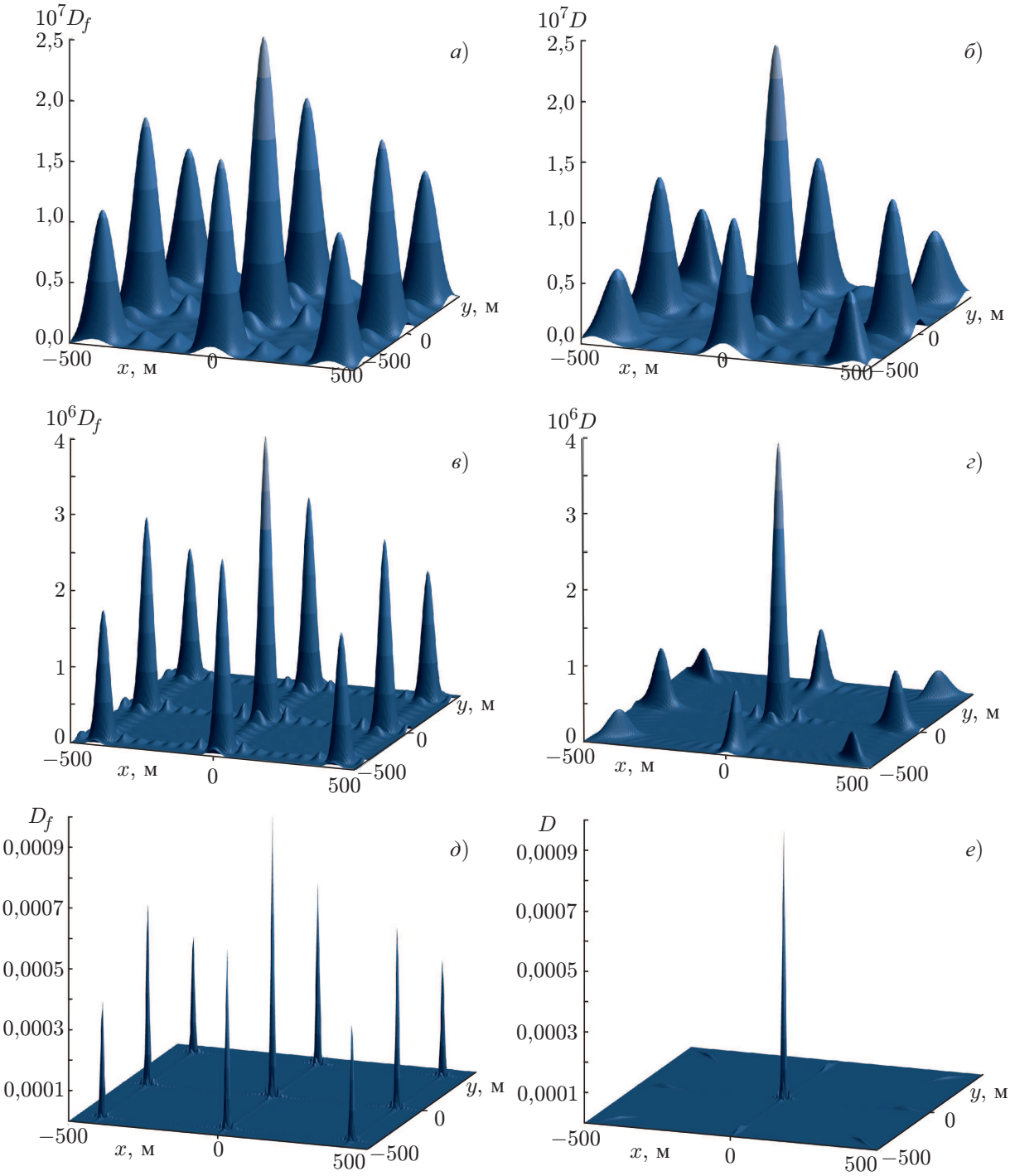

Рис. 4. Частотные (слева) и импульсные (справа) диаграммы направленности излучающих систем, состоящих из 4×4 элементов (*а*, *б*); 8×8 элементов (*в*, *г*); и 32×32 элемента (*д*, *е*), вычисленные на расстоянии $Z_0 = 10^4$ м при следующих параметрах микроволнового импульса и каждого из излучателей: $f_0 = 36$ ГГц, $\tau = 0{,}05$ нс, $A_0 = 1$, $t_0 = 0{,}5$ нс, $\varphi_0 = 0$, $a = 0{,}02$ м, $d = 0{,}2$ м

ние длительности сигнала практически не влияет на уровень и форму основного максимального лепестка диаграмм направленности. Например, на рис. 5 приведены сечения ($y = 0$) импульсной ($D(x, y)$) и частотной ($D_f(x, y)$) диаграмм для решётки 8×8. Хорошо видно, что диаграммы прак-

тически не отличаются в пределах основного (т. е. максимального по амплитуде) лепестка вблизи $x = 0$, а все боковые лепестки в импульсной диаграмме $D(x, y)$ меньше, чем в частотной $D_f(x, y)$.

Продемонстрированный выше эффект подавления боковых лепестков возникает вследствие запаздывания сигналов, пришедших в точку наблюдения от различных излучателей в решётке. Для пояснения рассмотрим случай, когда точка наблюдения O расположена в плоскости $y = 0$ (см. рис. 1*б*). Пусть r — расстояние от начала координат до точки наблюдения O с координатами $(r \sin\theta, 0, r\cos\theta)$ и $R_{n,m}$ — расстояние от излучателя, расположенного в точке B с координатами $(X_n, Y_m, 0)$, до точки O. Если точка наблюдения O находится в дальней зоне излучающей системы, то расстояние $R_{n,m}$ может быть записано как

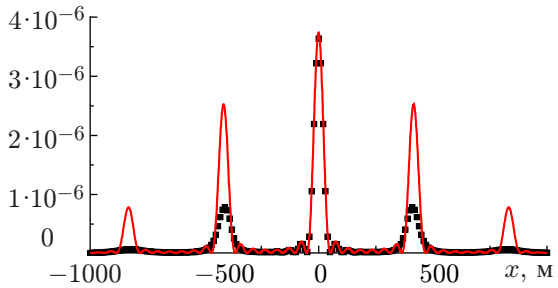

Рис. 5. Сечение ($y = 0$) частотной ($D_f(x, y)$; сплошная кривая красного цвета) и импульсной ($D(x, y)$; точки чёрного цвета) диаграмм направленности системы, состоящей из 8×8 элементов, вычисленных на расстоянии $Z_0 = 10^4$ м при следующих параметрах микроволнового импульса и каждого из излучателей: $f_0 = 36$ ГГц, $\tau = 0{,}05$ нс, $A_0 = 1$, $t_0 = 0{,}5$ нс, $\phi_0 = 0$, $a = 0{,}02$ м, $d = 0{,}2$ м

$$R_{n,m} = \sqrt{(r\sin\theta - X_n)^2 + Y_m^2 + r^2\cos^2\theta} \approx r\sqrt{1 - 2X_n\sin\theta/r} \approx r - X_n\sin\theta, \tag{11}$$

откуда можно получить два важных следствия.

1) Если разность расстояний от двух различных излучателей в решётке, например с индексами (n, m) и (p, l),

$$|R_{n,m} - R_{p,l}| \approx |(X_p - X_n)\sin\theta|, \tag{12}$$

больше длительности импульса, помноженной на скорость света ($\tau_{\text{р}}c$), то такие импульсы практически «разойдутся» во времени и их интерференция будет невозможна.

2) Разность расстояний (12) не зависит от координат Y_m и Y_l этих излучателей. Это означает, что сигналы от всех излучателей с координатами X, удовлетворяющими неравенству

$$|(X_{\text{р}} - X_n)\sin\theta| < \tau_{\text{р}}c, \tag{13}$$

и с любыми координатами Y, будут налагаться (хотя бы частично) друг на друга в точке наблюдения, т. е. участвовать в создании интерференционной картины.

Таким образом, для двумерных решёток, как и для одномерных, можно ввести параметр — длину корреляции

$$L_{\text{corr}} = \tau_{\text{р}}c/\sin\theta, \tag{14}$$

зависящую от длительности импульса $\tau_{\text{р}}$ и направления излучения. Длина корреляции (14) имеет следующий физический смысл: лишь сигналы излучателей, находящихся в области пространства $|X| < L_{\text{corr}}$ (см. рис. 1*б*, заштрихованная область в плоскости $z = 0$), могут коррелировать, т. е. налагаться друг на друга в точке наблюдения, расположенной в дальней зоне и под углом θ к оси системы. В (14) предполагается, что $\sin\theta \geq 0$, т. е. рассматривается излучение в верхнюю полусферу $z > 0$.

Выбор точки наблюдения O в плоскости $y = 0$ был сделан в целях упрощения вывода соотношений (11)–(14). При любом другом расположении точки O всегда можно повернуть систему координат и свести ситуацию к показанной на рис. 1*б*. Это означает, что определение длины корреляции (14) и её физический смысл не меняются для любых положений точки наблюдения

в дальней зоне. При этом могут коррелировать лишь сигналы излучателей, находящихся в области пространства в виде полосы с шириной L_{corr}, расположенной перпендикулярно к проекции на плоскость решётки вектора в точку наблюдения.

Заметим, что для одномерных решёток длина корреляции определяется так же [5, 6], и двумерность системы не приводит к тому, что участок решётки, сигналы с которого могут коррелировать, становится ограниченным по двум взаимно перпендикулярным координатам. Если бы это было так, то подавление боковых лепестков в двумерных решётках было бы значительно более эффективным по сравнению с одномерными, и вместо длины корреляции имело бы смысл ввести радиус корреляции, как в некоторых квантовых системах.

С помощью выражения (14) легко поясняются наблюдаемые изменения в импульсных диаграммах направленности (см. рис. 4*б*, *г* и *е*). В пределах основного максимума диаграммы, т. е. при малых x и, соответственно, при малых углах θ длина корреляции (14) больша́я. Более того, можно утверждать, что она превосходит линейный размер решётки, если длительность импульса составляет более одного периода поля. В этом случае импульсы всех излучателей накладываются друг на друга и наблюдается их интерференция, аналогичная случаю гармонических сигналов. Вследствие этого импульсная и гармоническая диаграммы направленности совпадают в пределах основного лепестка.

Выберем теперь какое-либо другое направление, например $\theta \approx 0{,}04$ рад, что соответствует первому боковому лепестку ($x = 415$ м) на рис. 5 и фиксированной длине корреляции $L_{\text{corr}} = L_{\text{corr}\,0} = \text{const}$. Если размер решётки превышает $L_{\text{corr}\,0}$, то только сигналы от излучателей, попадающих в полосу корреляции с шириной $L_{\text{corr}\,0}$, будут накладываться (по времени) в точке наблюдения. При этом отношение K уровня бокового лепестка в импульсной и гармонической диаграммах будет равно квадрату отношения числа излучателей в полосе корреляции к полному числу излучателей. В случае прямоугольной решётки (см. рис. 1) в двух главных плоскостях ($x = 0$ и $y = 0$) отношение уровней боковых лепестков в импульсной и гармонической и диаграммах может быть записано как

$$K \approx \frac{L_{\text{corr}}^2}{L^2} = \frac{(\tau_{\text{p}} c)^2}{L^2 \sin^2\theta}, \tag{15}$$

где L — линейный размер системы в соответствующем направлении (x или y). Соотношение (15) справедливо, если $L_{\text{corr}} < L$.

Представленная теоретическая модель позволяет находить зависимости диаграмм направленности от амплитуд $A_{0,n,m}$, фаз $\varphi_{0,n,m}$ и времён задержек $t_{0,n,m}$ сигналов излучателей. Очевидно, что в отличие от длинноимпульсных систем, для эффективного сканирования в решётках, излучающих короткие импульсы, нужно управлять не фазами, а задержками сигналов, причём для больши́х решёток могут понадобиться задержки, превышающие длительность излучаемых импульсов. Основное преимущество короткоимпульсных систем — подавление боковых лепестков — при таком сканировании сохранится.

2. ДИФРАКЦИЯ КОРОТКОИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВИДЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ОТВЕРСТИЯХ В НЕПРОЗРАЧНЫХ ЭКРАНАХ

Рассмотрим прохождение плоской волны через систему периодически расположенных отверстий в плоском непрозрачном экране (см. рис. 6*а*), расположенном в плоскости $z = 0$. Для электрического ($\mathbf{E}$) и магнитного ($\mathbf{H}$) полей плоской волны на фиксированной частоте f_0 известно решение данной задачи [7] для одного прямоугольного отверстия (см. рис. 6*б*) с размерами a и b

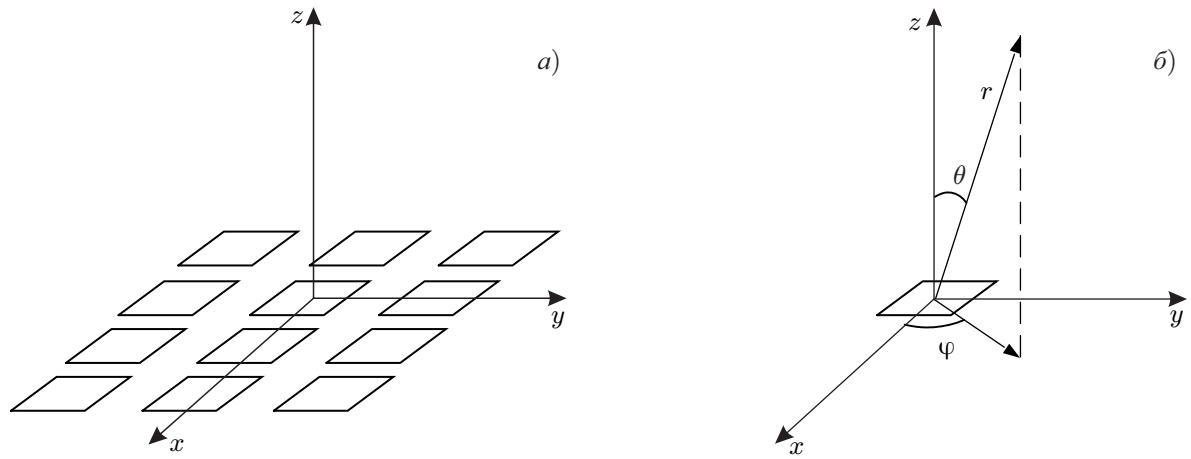

Рис. 6. Плоский экран с периодически расположенными отверстиями (*а*) и с одним отверстием (*б*) в задаче дифракции плоской волны

по осям x и y соответственно:

$$E_\theta = H_\phi = -ikabA^{(f_0)}\,\frac{\exp(ikr)}{4\pi r}\,(1+\cos\theta_0\cos\theta)F\sin\phi,$$

$$E_\phi = -H_\theta = -ikabA^{(f_0)}\,\frac{\exp(ikr)}{4\pi r}\,(\cos\theta_0+\cos\theta)F\cos\phi,$$

$$F = \frac{\sin V}{V}\frac{\sin W}{W}, \qquad V = \frac{ka}{2}(\sin\theta\cos\phi - \sin\theta_0), \qquad W = \frac{kb}{2}\sin\theta\sin\phi. \tag{16}$$

Здесь используется сферическая система координат (см. рис. 6*б*). Также предполагается, что на отверстие падает линейно поляризованная плоская волна $(\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0)$ под углом θ_0 к оси z так, что $E_x^0 = H_y^0 = 0$, E_θ, E_ϕ, H_θ и H_ϕ — комплексные амплитуды полей излучения, прошедшего через отверстие в экране, $A^{(f_0)}$ — постоянная, r — расстояние от начала координат, расположенного в центре отверстия, до точки наблюдения, k — волновое число.

Зная выражения (16) для прошедших через одно отверстие электромагнитных полей на фиксированной частоте, можно найти поля короткоимпульсного излучения, прошедшего через систему периодически расположенных отверстий в непрозрачном экране, применив подход, использованный в разделе 1 данной статьи. Вместо набора гауссовых пучков здесь будет набор дифракционных полей от каждого из отверстий. Прямое и обратное преобразования Фурье позволят учесть зависимость структуры полей (16) и общего дифракционного поля от частоты. Все основные выводы раздела 1 будут в этом случае справедливы и для данной задачи дифракции. В частности, при нормальном падении волны на экран длина корреляции (14) будет такой же и подавление боковых лепестков в дифракционной картине будет определяться тем же коэффициентом K (15).

В целях упрощения и большей наглядности приведём здесь полное решение задачи лишь для одного частного случая нормального падения волны на экран с одним рядом отверстий, периодически расположенных вдоль оси x с пространственным периодом d. Будем далее называть такую систему излучающих отверстий дифракционной решёткой. В плоскости $y = 0$ дифракционные поля решётки можно записать следующим образом:

$$E_\phi(x,0,z,t) = -H_\theta(x,0,z,t) = \\ = \mathrm{Re}\left[F^{-1}\left(\sum_{n=1}^{N}\left\{-A^{(f)}\,\frac{ikab}{4\pi r_n}\exp(ikr_n)\,(1+\cos\theta_n)\frac{\sin[(ka\sin\theta_n)/2]}{(ka\sin\theta_n)/2}\right\}\right)\right], \tag{17}$$

где $A^{(f)} = F[A(t)]$ — спектр импульсного сигнала

$$A(t) = \mathrm{Re}\Big\{A_0 \exp[-t^2/(2\tau^2)] \exp(i2\pi f_0 t)\Big\}, \tag{18}$$

N — количество отверстий, X_n — координата центра отверстия с индексом n,

$$r_n = \sqrt{(x - X_n)^2 + z^2}\,, \qquad \sin\theta_n = (x - X_n)/r_n. \tag{19}$$

Выражение (17) справедливо, если выполняется условие дальней зоны для одного отверстия ($z > 2a^2/\lambda$), что позволяет использовать его и для таких значений z, когда диаграмма направленности всей решётки не сформирована, т. е. условие дальней зоны для всей решётки не выполняется ($z < 2L^2/\lambda$, где L — максимальный размер дифракционной решётки).

Определим импульсную диаграмму направленности решётки

$$D(x, y) = \max_t |E_\phi(x, y, Z_0, t)|^2 \tag{20}$$

как распределение максимального значения квадрата модуля поля E_ϕ в плоскости $z = Z_0 = \mathrm{const}$, расположенной в дальней зоне всей излучающей системы:

$$Z_0 > 2L^2/\lambda. \tag{21}$$

Будем сравнивать импульсную диаграмму (20) с частотной диаграммой направленности

$$D_f(x, 0) = \left|\sum_{n=1}^{N} \left\{ - A^{(f_0)}\, \frac{ikab}{4\pi r_n} \exp(ikr_n)(1 + \cos\theta_n) \frac{\sin[(ka\sin\theta_n)/2]}{(ka\sin\theta_n)/2} \right\}\right|^2, \tag{22}$$

определяемой на центральной частоте f_0 в той же плоскости $z = Z_0 = \mathrm{const}$, расположенной в дальней зоне решётки.

На рис. 7 приведены импульсная (см. (20)) и частотная (см. (22)) диаграммы, рассчитанные для следующих параметров:

$$f_0 = 640\cdot 10^{12}\ \text{Гц}\ (\lambda = 469\ \text{нм}),\ \tau = 2{,}5\ \text{фс},\ A_0 = 1,\ a = 5\cdot 10^{-6}\ \text{м},\ d = 20\cdot 10^{-6}\ \text{м},\ Z_0 = 0{,}1\ \text{м}, \tag{23}$$

что соответствует дифракции коротких фемтосекундных импульсов света в видимом диапазоне длин волн.

На рис. 8 показана амплитуда первого бокового лепестка D_1 импульсной диаграммы в зависимости от длительности импульсов $\tau_\text{р}$ при прочих равных условиях. Принято, что $D_1 = 1$ при $\tau_\text{р} \to \infty$, т. е. $D_1(\tau_\text{р})$ нормирована на амплитуду первого бокового лепестка частотной диаграммы D_f (22), которая в свою очередь может быть теоретически рассчитана для частоты f_0 — центральной частоты заполнения измеряемых коротких импульсов. Частоту f_0 при этом можно оценить по положению боковых лепестков импульсной диаграммы направленности D.

Зависимость $D_1(\tau_\text{р})$ монотонна, что позволяет положить её в основу метода оценки длительности импульсов по измерению амплитуд лепестков диаграммы направленности, т. е. дифракционной картины на щелях, расположенных с периодом

$$d \gg \lambda. \tag{24}$$

Данное условие существенно для реализации предлагаемого метода, т. к. только в этом случае в частотной диаграмме (т. е. для бесконечно длинных импульсов) возникают выраженные боковые лепестки — боковые дифракционные максимумы. На наш взгляд, условие (24) лишь упрощает

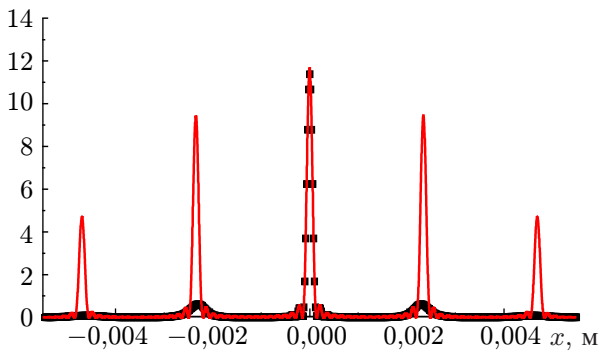

Рис. 7. Сечение ($y = 0$) частотной ($D_f(x, y)$; сплошная кривая красного цвета) и импульсной ($D(x, y)$; точки чёрного цвета) диаграмм направленности системы, состоящей из 16 отверстий в непрозрачном экране, рассчитанных для параметров (23), что соответствует дифракции коротких фемтосекундных импульсов света в видимом диапазоне длин волн

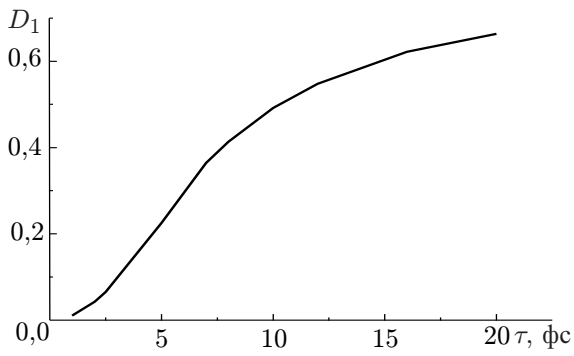

Рис. 8. Зависимость нормированной амплитуды первого бокового лепестка диаграммы от длительности импульса, рассчитанная при параметрах (23) для случая дифракции оптического излучения на экране с 16 отверстиями

создание систем отверстий (щелей) в экранах. Например, параметры (23) решётки, рассчитанной для длин волн в видимом диапазоне, являются вполне реализуемыми.

Причиной уменьшения амплитуды боковых лепестков диаграмм направленности является запаздывание импульсов, излучённых отдельными частями системы. Отметим, что в различных методах измерения длительности лазерных импульсов [8] широко используется разделение сигнала на каналы и нахождение автокорреляционной функции с помощью задержки, вносимой в один из каналов. В предлагаемом методе задержка импульсов возникает автоматически и количество каналов может быть достаточно велико, т. к. изготовление решётки даже с бóльшим количеством отверстий не является трудной задачей. Увеличение количества каналов (отверстий в дифракционной решётке) иногда является полезным в задачах восстановления фазы и амплитуды импульсных сигналов [9, 10].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье найдены выражения для полей и диаграмм направленности систем в виде решёток, состоящих из отдельных элементов, излучающих короткие СВЧ импульсы. Полученные выражения легко обобщаются на случай произвольного высокочастотного заполнения и формы огибающих. Для импульсов с огибающей в виде гауссовой функции и заполнением на фиксированной частоте по найденным выражениям рассчитаны диаграммы направленности излучающих систем двух видов: а) двумерных решёток из излучателей, каждый из которых формирует гауссов волновой пучок, и б) периодически расположенных отверстий в непрозрачном экране, на который падает плоская электромагнитная волна. Для обеих систем показано, что боковые лепестки диаграмм направленности уменьшаются в случае укорочения длительности излучаемых импульсов. В двумерных излучающих системах предложено использовать новый для таких систем параметр — длину корреляции, которая зависит от длительности импульсов и направления излучения. Длина корреляции удобна для анализа короткоимпульсных систем, т. к. позволяет качественно и количественно оценить степень влияния длительности импульса на характеристики их диаграмм направленности.

Предложен метод оценки (измерения) длительности микроволновых и оптических импуль-

сов по величине подавления боковых лепестков в диаграммах направленности многоэлементных систем, в частности дифракционных решёток. Преимуществом метода является большое количество каналов (отверстий в дифракционной решётке), что иногда является полезным в задачах восстановления фазы и амплитуды импульсных сигналов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0035–2019–0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Верба В. С., Курочкин А. П. Антенно-фидерные и оптоэлектронные устройства. М.: Радиотехника, 2014. 352 с.
2. Sharypov A., El'chaninov A. A., Mesyats G. A., et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. Art. no. 134103.
3. Ginzburg N. S., Cross A. W., Golovanov A. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44, No. 4. P. 377.
4. Яландин М. И., Шарыпов К. А., Педос М. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 59, № 8–9. С. 698.
5. Palitsin A. V., Goykhman M. B., Gromov A. V., Kovalev N. F. // 30th Joint Russian-German Meeting on ECRH and Gyrotrons, 17–24 June 2018, Nizhny Novgorod. EPJ Web of Conf. V. 187. Art. no. 01013 (2018).
6. Goykhman M. B., Gromov A. V., Kovalev N. F., Palitsin A. V. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2018. Т. 23, № 6. С. 46.
7. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
8. Trebino R., DeLong K. W., Fittinghoff D. N., et al. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68, No. 9. P. 3 277.
9. Glyavin M. Yu., Goykhman M. B., Gromov A. V., et al. // Infrared Physics & Technology. 2016. V. 76. P. 11.
10. Anashkina E. A., Ginzburg V. N., Kochetkov A. A., et al. // Scientific Rep. 2016. V. 6. Art. no. 33749.

Поступила в редакцию 28 мая 2019 г.; принята в печать 30 августа 2019 г.

SUPPRESSION OF SIDE LOBES IN RADIATION PATTERNS OF SHORT-PULSE RADIATING SYSTEMS

A. V. Palitsyn, M. B. Goikhman, A. V. Gromov, and N. F. Kovalev

We show that the radiation patterns of two-dimensional systems in the form of gratings depend on the duration of the emitted pulses. To study such systems, we propose to use the correlation length depending on the pulse duration and emission direction. The obtained formula for the length of correlation in two-dimensional systems is convenient for description of distortions in the radiation patterns, which are caused by shortening of the duration of the emitted pulses. In this paper, we consider the effect of suppression of side lobes in radiation patterns. This is a common effect, since it is connected with the lagging of signals from different parts of the emitting system. In particular, it is observed in optical systems of the diffraction grating type, in which a decrease in the intensity of diffraction maxima in the case of pulse duration shortening can be used as a basis for a new method of estimation (or measurement) of the duration of optical pulses.