

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ И ПОТЕРИ МОЩНОСТИ В СИСТЕМЕ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Г. И. Хлопов

Харьков

Как известно [1], размеры антенн миллиметрового диапазона могут достигать довольно больших значений по сравнению с длиной волны, в связи с чем диаграмма направленности может быть сделана очень узкой. Однако при этом время обзора заданного сектора телесных углов резко увеличивается, что в известной мере сдерживает использование антенных устройств с высокой разрешающей способностью. Повышение скорости сканирования с помощью перемещения луча диаграммы направленности в пространстве объектов малоперспективно, так как связано с созданием очень сложных, но малонадежных устройств. В то же время большие размеры антенны позволяют рассматривать ее в какой-то степени как оптическую систему и считать, что такая антенна обладает свойствами преобразовывать распределение поля источников в плоскости объектов в плоскость изображений с соответству-

ющим изменением масштаба. В этом случае сканирование в плоскости объектов можно заменить сканированием в плоскости изображений, т. е. анализируя распределение поля в плоскости, близкой к фокальной, при этом сама антенна остается неподвижной.

Экспериментальное исследование подобной системы [2, 3, 4] показало, что существует возможность регистрировать наличие или отсутствие отражающего объекта в каком-то направлении, а также определять контуры и различать отдельные детали объекта, осуществляя таким образом задачу радиовидения.

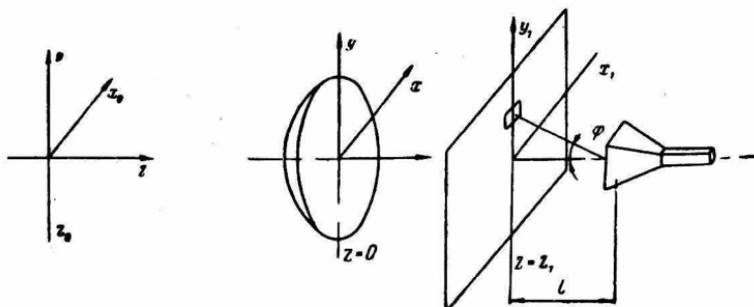


Рис. 1.

Однако упомянутые работы посвящены в основном вопросам построения сканирующего устройства, анализирующего распределение поля в плоскости изображений, и не затрагивают вопросов, касающихся влияния параметров анализатора на характеристики системы в целом.

Настоящая работа посвящена анализу разрешающей способности и энергетических потерь в системе в зависимости от различной геометрии системы. Получены выражения, описывающие работу устройства, а также приводятся соотношения, позволяющие выбрать оптимальные варианты построения системы радиовидения.

Рассмотрим работу следующего устройства (рис. 1). Поле источников E_0 в плоскости объектов $z = z_0$ создает в плоскости изображений $z = z_1$ некоторой антенны, которая расположена в плоскости $z = 0$ и для простоты изображена в виде линзы, распределение поля E . В плоскости $z = z_1$ расположен непрозрачный экран, в котором вырезано отверстие, перемещающееся в плоскости экрана по определенному закону. Мощность, принятая коллекторной антенной, в некотором приближении пропорциональна квадрату амплитуды поля в месте расположения отверстия анализатора. Таким образом, синхронизируя движения отверстия в плоскости изображений с движением электронного луча на экране осциллографа по яркостной модуляции электронного луча можно судить о распределении поля в плоскости объектов $z = z_0$. Однако следует еще выяснить влияние размеров отверстия на разрешающую способность антенны, как связь величины принятой мощности с параметрами системы.

Если функция K_0 описывает распределение поля в плоскости $z = z_1$, когда в плоскости $z = z_0$ находится точечный источник, поле от сложного объекта E_0 запишется как суперпозиция полей элементарных источников [5]:

$$E(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} ds_0 K(s_0 s_1) E_0(s_0). \quad (1)$$

Действие анализатора можно описать в виде некоторой функции пропускания $h(s, t)$:

$$F_1(x_1, y_1, t) = h(s, t) E(x, y, t). \quad (2)$$

Соотношение (2) фактически записано в приближении геометрической оптики, однако, как показано в работах [6, 7, 8], где изучается строгое решение дифракционной задачи падения электромагнитной волны на бесконечный экран с отверстием, при размерах отверстия порядка длины волны дифракционные эффекты дают малый вклад в квадратичные по полю величины. Таким образом, можно считать, что поле в отверстии для интересующих нас характеристик размеров совпадает с невозмущенным полем. Подобное предположение подтверждается благодаря спадающему характеру поля.

Рассчитаем напряжение на согласованной нагрузке коллектора, используя формулу передачи мощности Фрииса [9], которая, как известно, применяется в случае расположения приемной и передающей антенн в дальней зоне. В нашем случае это положение хорошо выполняется, так как для получения заданного поля зрения системы размеры раскрыва коллектора необходимо брать малыми.

Тогда

$$u_k(t) = \sqrt{P_h(t) \left(\frac{\lambda}{4\pi l}\right)^2 G_0 G_k}, \quad (3)$$

где P_h — мощность, прошедшая анализатор;

$$P_h(t) = \iint_{-\infty}^{\infty} ds_1 |E_1(s_1 t)|^2; \quad (4)$$

G_0 — коэффициент направленного действия (к. н. д.) отверстия анализатора;

G_k — к. н. д. коллектора.

Подставляя выражение для коэффициента направленного действия, получаем

$$u_k(t) = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{G_0}{4\pi}} \iint_{-\infty}^{\infty} ds_1 E_1(s_1 t). \quad (5)$$

Учитывая (1) и (2), а также меняя порядок интегрирования, получаем выражение, описывающее пространственно-временные соотношения в системе:

$$u_k(t) = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{G_k}{4\pi}} \iint_{-\infty}^{\infty} ds_0 E_0(s_0) K_1(s_0 t), \quad (6)$$

где

$$K_1(s_0 t) = \int_{-\infty}^{\infty} ds_1 K_0(s_0 s_1) h(s_1 t). \quad (7)$$

Таким образом, ядро интегрального преобразования полностью определяет энергетические характеристики и разрешающую способность системы. Получим выражение для функции $K_1(s_0 t)$ в явном виде. Для простоты ограничимся двумерным случаем.

Согласно определению, ядро интегрального преобразования (6) соответствует изображению точечного источника:

$$p = 4\pi\delta(x - x_0)\delta(z - z_0). \quad (8)$$

Для рассматриваемой системы интерес представляют антенны больших размеров, поэтому при расчете функции рассеяния точки K_0 можно использовать приближение Кирхгофа [10]. Опуская выкладки, приведем окончательное выражение:

$$K_0(x_0 x_1) = \frac{D}{V z_1 z_0} e^{ik \left[z_1 + z_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_0^2}{z_0} + \frac{x_1^2}{z_1} \right) \right]} \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha}, \quad (9)$$

где D — размеры апертуры антенны;

$$\alpha = \frac{kD}{2} \left(\frac{x_0}{z_0} + \frac{x_1}{z_1} \right). \quad (10)$$

Как показано в работе [11], поле в фокальной плоскости длиннофокусного параболического антенного зеркала при $D \gg \lambda$ практически совпадает с выражением для поля в приближении Кирхгофа.

Рассмотрим анализатор в виде перемещающейся щели размером $2a$, тогда функция пропускания запишется в виде

$$h(x, t) = \begin{cases} 1, & \xi(t) - a \leq x_1 \leq \xi(t) + a; \\ 0, & \xi(t) - a \geq x_1 \geq \xi(t) + a. \end{cases} \quad (11)$$

За счет функции $h(x_1 t)$ пределы интегрирования в выражении (7) изменяются на конечные, и для больших расстояний $z_0 \gg D$ ядро интегрального преобразования (6) запишется в виде

$$K_0(x_0 t) = \sqrt{\frac{DF}{z_0}} e^{ik \left[z_1 + z_0 + \frac{1}{2} \frac{x_0^2}{z_0} \right]} \int_{\xi(t) - a}^{\xi(t) + a} dx_1 \frac{\sin \alpha}{\alpha} e^{ik \frac{x_1^2}{2z_1}}, \quad (12)$$

где $F = \frac{D}{f}$ — «светосила» антенны в оптических терминах;
 f — фокусное расстояние антенны.

Ограничимся приближением $kx_1^2/2z_1 \gg 1$, что фактически эквивалентно хорошо выполняемому условию $D \gg a$. Тогда интеграл (12) вычисляется в явном виде:

$$K_1(x_0 t) = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{D}{Fz_0}} e^{ik \left[z_1 + z_0 + \frac{1}{2} \frac{x_0^2}{z_0} \right]} [\text{Si}(\alpha_2) - \text{Si}(\alpha_1)], \quad (13)$$

где Si — интегральный синус;

$$a_2 = \frac{k}{2} \left[D \frac{x_0}{z_0} + F(\xi + a) \right]; \quad (14)$$

$$a_1 = \frac{k}{2} \left[D \frac{x_0}{z_0} + F(\xi - a) \right].$$

Как видно из (13), «яркость» радиоизображения определяется размерами апертуры, расстоянием до источника и множителем, который зависит от размеров отверстия анализатора. На рис. 2 построено «радиоизображение» точечного источника для различных значений a/λ . Кривая 1 соответствует распределению поля в плоскости изображений в отсутствие анализатора, т. е. функции рассеяния точки $K_0(x_0x_1)$. Кривая 2 и 3 показывает изменение принятой коллектором мощности в зависимости от смещения отверстия анализатора при его размерах соответственно $2a/\lambda = 0,4$ и $2a/\lambda = 1$. Видно, за счет конечных размеров отверстия анализатора происходит расширение главного лепестка и подъем уровня боковых в дифракционном изображении точечного источника.

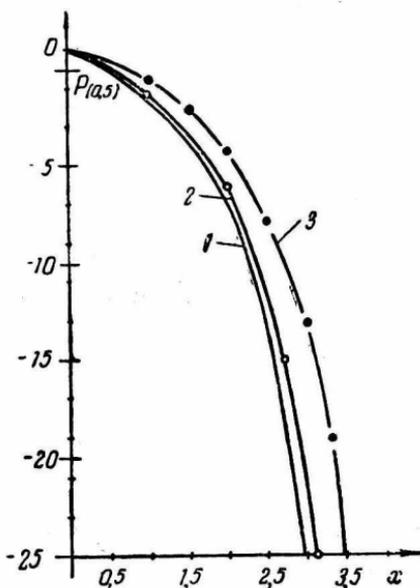


Рис. 2.

Оценим расширение главного лепестка в дифракционной картине. Для этого необходимо найти первый корень выражения (13), что в явном виде невозможно. Однако, если учесть характер поведения подынтегральной функции в (12), то можно показать, что при небольших размерах отверстия первый нуль выражения (13) находится вблизи нуля подынтегрального множителя. Поэтому, разлагая подынтегральную функцию в точке $x-\pi$ и ограничиваясь квадратичными членами, получаем выражения для ширины главного лепестка в дифракционном изображении источника по нулевым значениям:

$$x = \frac{\pi}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4}{3} \left(\frac{x_0}{\pi} \right)^2} \right], \quad (15)$$

$$x_0 = \frac{ka}{2} F.$$

При $x_0 = a$ корень выражения $K_1(x_0t)$ совпадает с корнем выражения $K_0(x_0x_1)$. Описание изменения в дифракционном

изображении точечного источника приводят к перераспределению мощности в главном лепестке, или, что означает в терминах теории антенн, к потерям в коэффициенте усиления антенны и ухудшению разрешающей способности.

Определим коэффициент потерь как отношение мощности на нагрузке коллектора в случае, когда отверстие анализатора находится в максимуме дифракционного изображения точечного источника к мощности на согласованной нагрузке облучателя, если его расположить в фокусе той же антенны. При этом считается, что максимум диаграммы направленности — в режиме приема направлен точечный источник. Введенный таким образом коэффициент потерь описывает ухудшение эффективности антенны, когда вместо облучателя в фокусе помещен анализатор изображения. Тогда

$$\eta = \frac{P_k}{P_h} = \frac{4G_k G_0}{\sqrt{\pi} F \gamma k l}, \quad (16)$$

где γ — коэффициент использования площади раскрыва, учитывающий несогласованность облучателя. Обычно $\gamma = 0,5 \div 0,6$. Подставляя выражения для к. н. д., получаем

$$\eta = \frac{6G_k \text{Si}(x_0)}{\sqrt{\pi} F k l \left\{ \left[\frac{\cos 2x_0}{x_0} + 2\text{Si}(2x_0) \right] - \frac{1}{x_0} \right\}}. \quad (17)$$

Расстояние l и направленность коллектора G_k следует выбирать из условия получения заданного поля зрения системы, т. е. необходимо, чтобы угол φ , под которым видно отверстие анализатора из фазового центра коллектора, не превышал угла половинной мощности в диаграмме направленности коллектора. В этом случае можно считать, что «яркость» изображения не будет сильно уменьшаться при приближении отверстия анализатора к краям площади обзора.

Нетрудно получить связь между углом половинной мощности и к. н. д. раскрыва. Для равномерного амплитудного распределения антенны с линейным размером $2L$

$$G_k = \frac{5,6}{\sin \varphi_0}. \quad (18)$$

Тогда из геометрии системы следует, что

$$\frac{G_k}{kl} = \frac{11,2}{kd \cos \varphi_0}, \quad (19)$$

где d — максимальный линейный размер площади обзора, который определяется минимально необходимым количеством элементов разрешения.

Оценим информативность системы, приняв за меру пропускной способности количество разрешаемых элементов в плоскости изображения $z = z_1$. Нетрудно показать, что

$$N \cong \frac{d}{5,56} kF. \quad (20)$$

Тогда

$$\eta \approx \frac{1}{N} G_0. \quad (21)$$

Таким образом, потери обратно пропорциональны пропускной способности и зависят от размеров отверстия анализатора. В данном случае имеется полная аналогия с радиотехническим каналом связи, у которого помехозащищенность обратно пропорциональна полосе пропускания. Это позволяет считать, что потери в системе в большей степени связаны с увеличением информативности антенны, чем с конструктивными особенностями устройства анализатора.

На рис. 3 показана зависимость $G_0(x_0)$ от размеров отверстия анализатора при различных значениях «светосилы» антенны. Следовательно, нет смысла увеличивать размер отверстия больше некоторого значения, которое определяется отношением F/D антенны. Поэтому

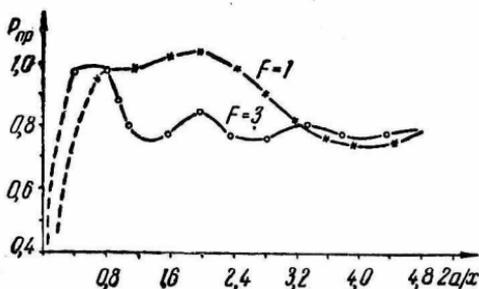


Рис. 3.

для получения максимального количества элементов разрешения при заданном поле зрения выгодно применять глубокие зеркала. Оптимальное значение размеров отверстия анализатора находим из соотношения

$$x_0 \approx 1. \quad (22)$$

В этом случае численная оценка выражения (17) для $N \approx 100$ дает значение η около 10 дб.

Рассмотрим разрешающую способность системы для двух точечных источников, расположенных в точках x'_0 и x''_0 . Тогда, согласно (6), принятая мощность определяется выражением

$$P_k(t) = |K_1(x'_0 t) + K_1(x''_0 t)|^2 = |K_1(x'_0 t)|^2 + |K_1(x''_0 t)|^2 + 2K_1 \bar{K}_0.$$

В отличие от оптического случая, где складываются интенсивности, в рассматриваемой системе следует учитывать добавочное слагаемое, связанное с когерентными свойствами поля. Представляя в (23) выражение для $K_1(x_0 t)$, получаем

$$K_1(x'_0 t) \bar{K}_1(x''_0 t) = \cos \frac{K(x_0'^2 - x_0''^2)}{2\epsilon_0} |K_1(x'_0 t)| |K_1(x''_0 t)|. \quad (24)$$

Выражение осциллирует с периодом

$$\sqrt{x_0'^2 - x_0''^2} = \sqrt{\lambda z_0}. \quad (25)$$

Учитывая, что $K_1(x_0 t)$ отлично от нуля, в области $\approx \frac{\lambda}{D}$ период осцилляции гораздо меньше угловой разрешающей способности, соответствующей некогерентной оптической системы:

$$\frac{x_0}{z_0} = \sin \theta = \sin \theta_0 \pi \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4}{3} \left(\frac{x_0}{\pi} \right)^2} \right]. \quad (26)$$

Поэтому можно считать, что слагаемое (24) быстро осциллирует будучи промодулировано по амплитуде множителем

$$|K_1(x_0' t)| |K_1(x_0'' t)|. \quad (27)$$

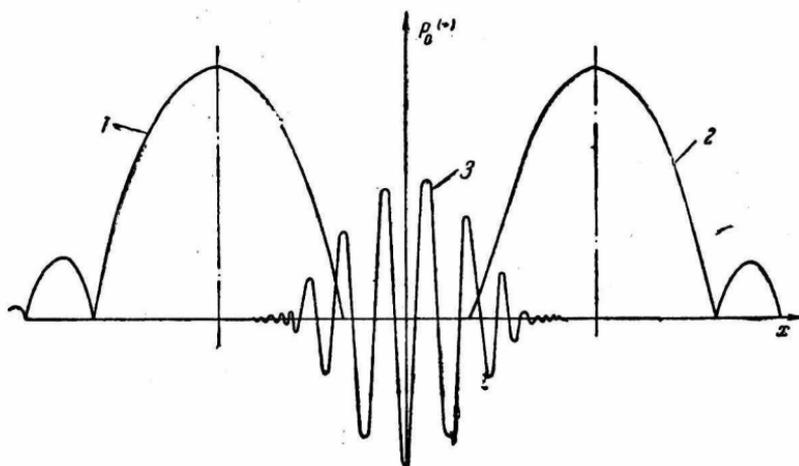


Рис. 4.

Таким образом, картина формирования изображения двух точечных источников имеет следующий вид (рис. 4). Согласно критерию разрешающей способности Рэлея [5], два источника наблюдаются отдельно, если максимум дифракционного изображения одного совпадает с минимумом другого (кривая 1 и 2 соответственно). При этом для некогерентного излучения уменьшение интенсивности в центре суммарного изображения составляет 0,5 от максимума, однако за счет добавочного слагаемого в когерентном случае (кривая 3) происходит «запывание» минимума, иначе, чтобы различить источники, необходимо увеличить размеры апертуры антенны. В результате разрешающая способность ухудшается не только за счет расширения главного лепестка в дифракционном изображении точечного источника, а также в силу когерентной природы излучения, причем последняя причина играет основную роль. Так как слагаемое (24) одного порядка с $|K_1(x_0 t)|^2$, то фактически необходимо оценить интервал, на котором убывает выражение. Учитывая сказанное, нетрудно пока-

зять, что результирующая разрешающая способность определяется выражением

$$\frac{x_0}{z_0} = \sin \theta = \sin \theta_0 \pi \left[1 + \sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{x_0}{\pi} \right)^2} \right], \quad (28)$$

где $\sin \theta_0 = \frac{\lambda}{D}$ — критерий разрешения некогерентной оптической системы по Рэлею.

Таким образом, имеется асимптотическое значение, к которому стремится разрешающая способность описанной системы при уменьшении отверстия анализатора, причем это значение определяется физическими свойствами поля, а не конструктивными особенностями системы.

Приведенные результаты полностью подтверждаются экспериментальными исследованиями [3], где измеренная разрешающая способность была примерно в три раза хуже, чем для соответствующей оптической системы, как это следует из (28). Однако авторы в толковании полученных экспериментальных данных не учли влияния конечных размеров отверстия анализатора.

ВЫВОДЫ

1. Разрешающая способность и потери в системе полностью определяются ядром интегрального преобразования (6).

2. За счет конечных размеров отверстия анализатора главный лепесток в дифракционном изображении точечного источника расширяется, а боковые поднимаются.

3. Потери в системе в первую очередь определяются увеличением информативности системы и имеют значения порядка — 10 дБ при достаточно большом количестве элементов разрешения.

4. Размеры отверстия анализатора определяются из противоречивых требований получения высокой разрешающей способности и минимальных потерь. При этом оптимальной величиной отверстия следует считать значение

$$2a \approx \frac{2\lambda}{F\pi}.$$

5. При заданной площади обзора более выгодно применять антенны с большим отверстием диаметра к фокусному расстоянию, так как при этом увеличивается количество элементов разрешения.

6. Разрешающая способность всегда меньше разрешающей способности соответствующей разрешающей способности оптической системы как за счет расширения главного лепестка в дифракционном изображении, так и еще в большей степени в силу когерентной природы излучения.

7. В целом проведенный анализ показывает целесообразность экспериментальных исследований описанной системы в целях осуществления задачи радиовидения в миллиметровом диапазоне волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. F. Kay. Proc. IEEE, v. 54, April, 1966. 73 p.
2. B. I. Levin Proc. IEEE, v. 58, N. 4, p. 96. (1970).
3. B. I. Levin, B. R. Feingold, Electronics, v. 43, № 17 (1970). 82 p.
4. X. Джейкобс, Н. Хоффер, М. Моррне. ТИИЭР, т. 54, № 6, 166.
5. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Изд-во «Наука», 1970. 137 с.
6. G. Flammer Journ. Appl. Phys., v. 24, p. 1224, (1953).
7. S. Meixner, W. Andreiewski. Ann. Phys., v. 7, p 157, (1950).
8. S. R. Seshadri, T. T. Nu. JRE Trans. AP-8, (1960). 44 p.
9. H. T. Griis, W. D. Levis. BSTJ, v. 26, p. 219, (1947).
10. А. Папулис. Теория систем и преобразований в оптике. Изд-во «Мир», 1971. 164 с.
11. M. C. Minnet, B. Мас, A. Thomas. Proc. IEEE. v. 115. N10, p. 1419 (1968).