ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 10 РАДИОФИЗИКА 1987

УДК 621.396 07

ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Э. И. Велиев, В. В. Веремей, В. П. Шестопалов

Исследовано влияние конечного числа двумерных резонансных рассеивателей в виде цилиндров с продольной щелью на формирование поля сосредоточенного источника (нити магнитного тока) в дальней зоне. Определены положение незамкнутых цилиндров и их ориентация, близкие к оптимальным для получения максимального коэффициента направленного действия. Показана возможность формирования сверхнаправленного излучения при помощи пассивного рефлектора из резонансных рассеивателей малых волновых размеров.

Эффективность и помехозащищенность систем связи и радиолокации обеспечиваются созданием излучения (или приема) электромагнитной энергии в заданном секторе углов. В настоящее время разработано значительное количество различных типов антенн, решены многие проблемы, связанные с их расчетом и изготовлением. Вместе с тем изучение ряда задач в теории и практике антенн далеки от своего завершения. Одной из них является создание малогабаритных (по сравнению с длиной волны — λ) направленных антенн. Многочисленные исследования привели к появлению такого понятия, как сверхнаправленность. Если величина направленности превышает направленность той же самой антенны при ее равномерном возбуждении (с постоянной амплитудой и линейной фазой), то говорят о сверхнаправленности антенны.

Установлено, что при фиксированном размере апертуры можно (теоретически) достичь любого желаемого значения направленности.

Из-за очевидной сложности практической реализации заданного распределения поля на некоторой апертуре изучению подвергались эквидистантные антенные решетки, расстояние между элементами которых $<\lambda/2$. Так в работе [1] удалось показать, что при осевом излучении антенной решетки может быть получена диаграмма направленности (ДН), обладающая более узким главным лепестком по сравнению с ДН однородной решетки. В [2] сформулирована в наиболее общем виде задача оптимизации направленности антенн, состоящих из конечного числа заданных индивидуальных источников. В частном случае линейной эквидистантной решетки из n элементов получены следующие соотношения для коэффициента направленности: $D(n, d)=n$ при $d=\lambda/2$, $D(n,d)\to n^2$ при $d\to 0$ (d — расстояние между соседними элементами).

Несмотря на детальное теоретическое изучение сверхнаправленных антенных решеток, оказалось, что их практическая реализация чрезвычайно сложна, а во многих случаях невозможна [3]. Невозможность уменьшения размеров подводящих каналов, осуществляющих возбуждение элементов антенной решетки с заданным амплитудным и фазовым распределением, делает напрасными усилия по миниатюризации апертуры антенны.

Сложные проблемы, связанные с возбуждением отдельных элементов (стоящие особо остро в случае антенн малых волновых разме-

ров), не свойственны антеннам, формирование заданной ДН в которых происходит за счет пассивных рассеивателей. В антенной технике широко используются проводящие рассеиватели в виде тонких брусьев круглого или прямоугольного сечений, не обладающие ярко выраженными резонансами рассеяния. Фаза поля, рассеянного пассивными вибраторами такого типа, определяется исходя из волновых размеров расстояния от него до активного вибратора. Ввиду того, что варьировать амплитудами и фазами таких пассивных вибраторов можно довольно в узких пределах (особенно в случае ограниченных волновых размеров антенны в целом), набор реализуемых ДН такими антеннами не велик. Расширение класса реализуемых ДН возможно, если использовать в качестве пассивных рассеивателей экраны, обладающие ярко выраженными резонансными свойствами. Исследование свойств антенн, основными элементами, формирующими ДН, в которых являются экраны сложной формы, может быть успешным только лишь при наличии решения задачи дифракции на таких экранах в строгой постановке, ввиду того, что их наиболее интересные свойства проявляются в резонансной (средневолновой) области.

В данной работе исследуются особенности влияния незамкнутого цилиндрического экрана (НЭ) и пассивного рефлектора из конечного числа таких экранов на поле излучения сосредоточенного источника в виде нити магнитного тока. Исследование основывается на строгом решении соответствующей граничной задачи. Выбор цилиндра с щелью в качестве пассивного элемента связан с тем, что такая структура является резонансным рассеивателем. Причем такой цилиндр обладает собственными режимами в длинноволновой области (цилиндр имеет малые волновые размеры) [4]. Наличие ярко выраженных резонансов рассеяния в длинноволновой области для структур из НЭ должно привести к появлению ряда особенностей при возбуждении их сосредоточенным источником, не характерных для ранее изученных структур. Появляются предпосылки к формированию сверхнаправленного излучения при помощи пассивного рефлектора из таких рассеивателей. Такими предпосылками являются: несинфазное возбуждение нитью близко расположенных друг относительно друга НЭ (в частном случае поля в НЭ противоположны по фазе), а также большие амплитуды полей, возбуждаемых в НЭ в случае резонанса.

В простейшей ситуации, когда нить магнитного тока возбуждает одиночные НЭ малых волновых размеров, диаграммы направленности излучения на двух близких частотах могут сильно отличаться друг от друга (см. рис. 1). В окрестности резонанса, связанного с возбуждением квазисобственных колебаний H_{00}-типа наблюдается значительный рост сопротивления $R_и$ излучения нити; при этом наведенное экраном реактивное сопротивление X меняет знак. Дальнейшее увеличение частоты приводит к резкому уменьшению излучаемой энергии при постоянной амплитуде тока нити. Изменение ДН в окрестности минимума $R_и$ сопровождается ростом безразмерной величины Q, определяемой как отношение энергии электромагнитного поля в объеме V к энергии волн, уходящих от структуры (см. рис. 1):

$$R_и/R_0=(\pi k/c)\,(1+\mathrm{Re}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\mu_m J'_m(ka)H_m^{(1)}(kl)(-1)^m),$$

где μ_m — коэффициенты Фурье функции плотности поверхностного тока, определяемые из решения системы линейных алгебраических уравнений Фредгольма 2-го рода [5], J_m, $H_m^{(1)}$ — функции Бесселя и Ханкеля, $k=2\pi/\lambda$, R_0 — сопротивление излучения нити в свободном пространстве.

Поток вектора Умова—Пойнтинга через цилиндрическую поверхность большого радиуса (на единицу длины) можно вычислить по следующей формуле:

$$S=\frac{\pi k}{2c}\,(I_z^m)^2\sum_{m=-\infty}^{\infty}|\mu'_m|^2,$$

где

$$\mu'_m = \delta^0_m + \sum_{p=-\infty}^{\infty} \mu_p J'_p(ka) J_{p-m}(kl)(-1)^{p-m}, \quad \delta^0_m = \begin{cases} 1, & m=0 \\ 0, & m\neq 0 \end{cases},$$

I^m_z — амплитуда тока нити.

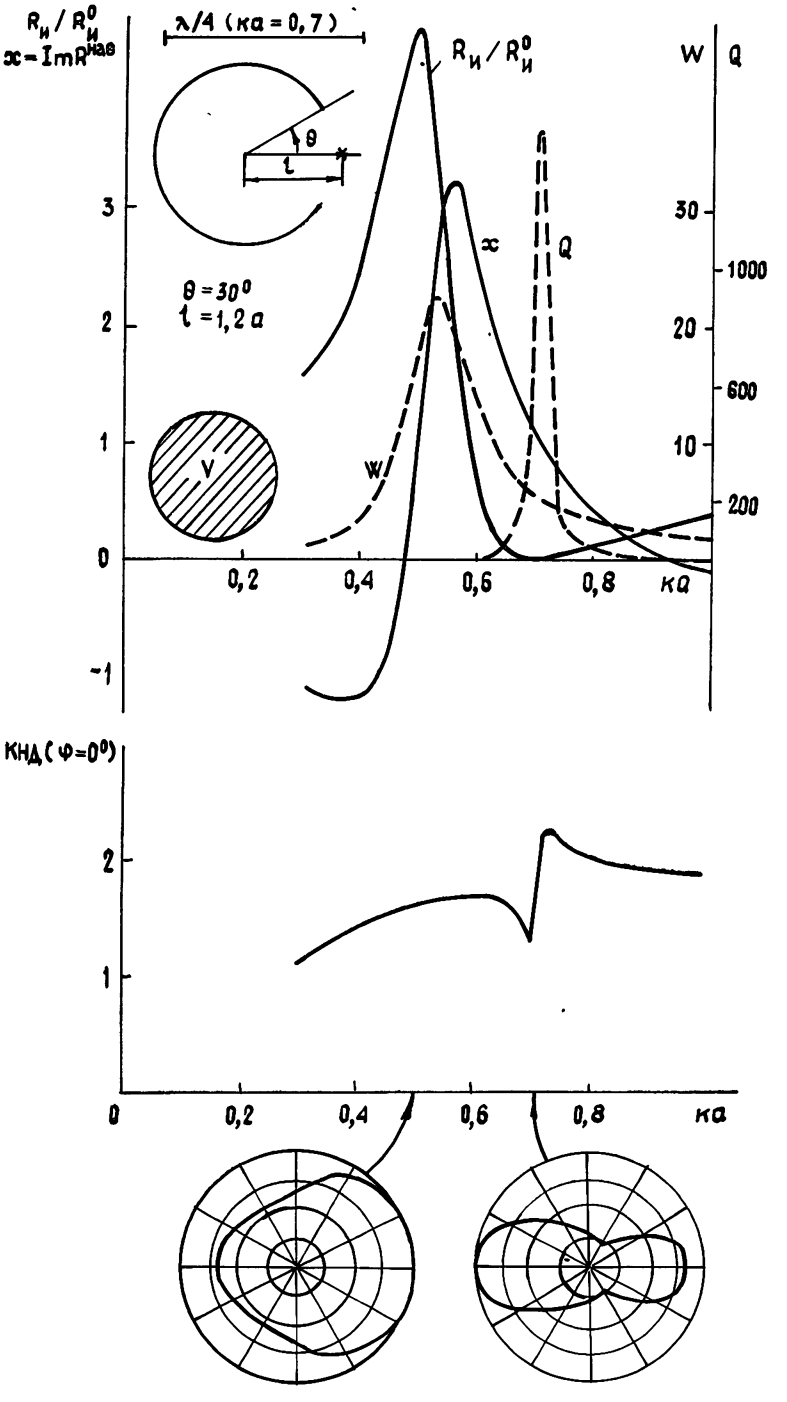

Рис. 1.

Тогда параметр Q, по величине которого можно судить о добротности такой антенны, можно определить следующим образом:

$$Q = (I^m_z)^2 (\pi^2/4c)\, \omega\, ((ka)^2/2) \sum_{m=-\infty}^{\infty} |x^s_m|^2 \times$$

$$\times\{(1/2)(\dot{J}^2_{m-1}(ka)-J_m(ka)(J_{m-2}(ka)+\dot{J}_{m+2}(ka))+\dot{J}^2_{m+2}(ka))+$$

$$+J^2_m(ka)-J_{m-1}(ka)J_{m+1}(ka)\}/S,$$

$$x^s_m=H^{(1)}_m(kl)+\mu^s_m H^{(1)\prime}_m(ka).$$

Сильная зависимость сопротивления излучения нити, расположенной вблизи НЭ, объясняется тем фактором, что фаза рассеянного поля в окрестности резонанса (фазовая диаграмма рассеянного поля практически изотропна) может принимать значения в широких пределах, несмотря на малые волновые размеры расстояния от источника до рассеивателя. В частном случае, когда поле источника и рассеянное поле противофазны, возникает гашение излучения в дальней зоне — минимум сопротивления излучения [6].

В случае многоэлементной структуры наряду с явлениями, характерными для одиночного НЭ, появляются также особенности, обязанные своим существованием сильному взаимодействию между элементами структуры.

Задача о возбуждении многоэлементной структуры может быть решена методом последовательных переотражений либо на основе более общего самосогласованного подхода, приводящего к решению связанных систем линейных алгебраических уравнений 2-го рода [7]. Решение поставленной задачи дифракции получено в строгой постановке на основе метода задачи Римана—Гильберта, причем метод решения задачи не ограничен какой-либо конкретной ситуацией взаимного расположения рассеивателей. Единственное ограничение состоит в том, что проводящие экраны не пересекаются между собой, а также не пересекаются с продолжениями поверхностей экранов.

Глобальный поиск оптимального расположения элементов структуры с целью получения максимального коэффициента направленного действия (КНД) сложен ввиду большого числа варьируемых параметров (координаты цилиндров, размеры щелей и радиусов, углы ориентации щелей, координаты источника). Поэтому необходимо выделить некоторые подмножества структур, обладающих сходными электродинамическими свойствами. Простейшими подмножествами, удобными для поиска оптимального взаимного расположения, являются: 1) линейная решетка (в частном случае эквидистантная) — незамкнутые цилиндрические экраны, оси которых расположены в одной плоскости, имеют одинаковые радиусы и щели, 2) круговой рефлектор — оси одинаковых цилиндров расположены эквидистантно на части поверхности кругового цилиндра, 3) параболический рефлектор — оси цилиндров лежат на части поверхности параболического цилиндра. Как показали исследования, структуры из различных указанных подмножеств существенно отличаются по своим свойствам друг от друга.

Поиск оптимального взаимного расположения НЭ при возбуждении пассивной структуры (из N элементов) одним активным элементом, несмотря на то, что отдельные рассеиватели малы по сравнению с λ и могут быть интерпретированы как точечные источники, качественно отличен от поиска оптимального возбуждения антенной решетки из $N+1$ источников. Очевидно, что предел КНД, равный $(N+1)^2$, теоретически существующий для решетки из активных элементов, недостижим в случае структуры с одним активным излучателем: НЭ имеют конечные размеры (волновые размеры лежат в длинноволновой области в окрестности резонанса). Таким образом, в рассматриваемом случае нет необходимости в наложении дополнительных условий, таких как ограничения на величину добротности, структуру боковых лепестков или на некоторую их комбинацию, необходимых при постановке задачи об определении оптимальных значений амплитуд и фаз токов на элементах произвольной антенной решетки. В результате оптимизации значений амплитуд и фаз токов на элементах антенных решеток различной конфигурации с целью получения максимального КНД было

установлено, что 1) оптимальное значение КНД тем выше, чем больше число элементов в решетке и чем меньше расстояние между ними; 2) токи, возбуждающие элементы решетки, велики по амплитуде, а фазы сильно меняются при переходе от одного элемента к другому (так, например, в случае продольно направленной эквидистантной решетки оптимальное возбуждение близко к противофазному). Сделанные выводы являются важными и в рассматриваемом случае пассивного резонансного рассеивателя.

При возбуждении линейной решетки из НЭ (первое подмножество) нитью магнитного тока возможны две ситуации, когда нить находится в плоскости и вне плоскости решетки. Как в первом, так и во втором случае добиться значительных величин КНД изменением расстояния между элементами решетки и координат источника не удается. Это объясняется малой эффективностью возбуждения крайних элементов (во втором случае), а также затенением последующих элементов ближайшими к нити НЭ (в случае резонанса резко возрастают его эффективные размеры).

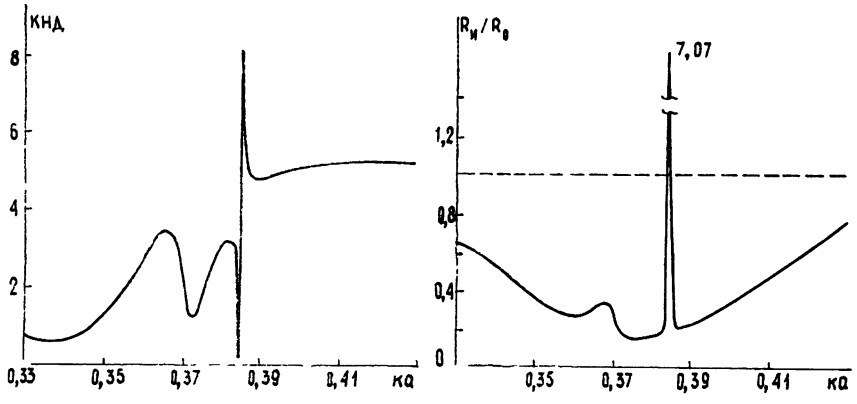

Рис. 2.

Структуры, составляющие второе подмножество, оказались более приспособленными к формированию эффективного направленного излучения. В случае, когда поперечные волновые размеры рефлектора составляют 1,26λ, удалось получить излучение с КНД=8, ширина главного лепестка ДН при этом равна 35,9°. Однако дальнейшее уменьшение волновых размеров структуры привело к падению ее эффективности.

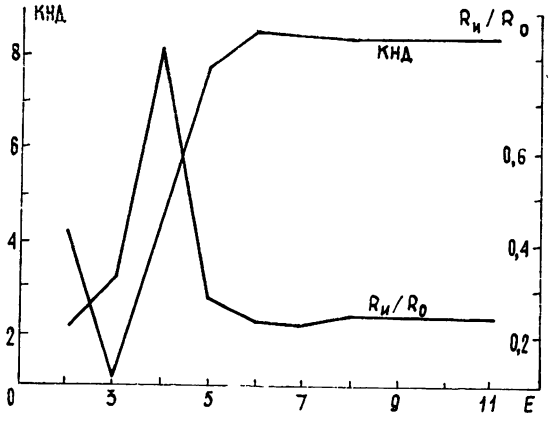

Рис. 3.

Наиболее интересными, с точки зрения формирования излучения с большим КНД, оказались рассеиватели, составляющие третье под-

множество. Изучались структуры, когда оси цилиндров параллельны образующей параболического цилиндра и лежат на ее поверхности. В результате поиска наиболее эффективной структуры, поперечные волновые размеры которой малы, удалось установить: нить магнитного тока нужно располагать в окрестности фокуса параболы, ближе к ее вершине, щели крайних цилиндров должны быть ориентированы наружу, а также, что использование в качестве направляющей поверхности параболического цилиндра с большим коэффициентом не приводит к росту КНД.

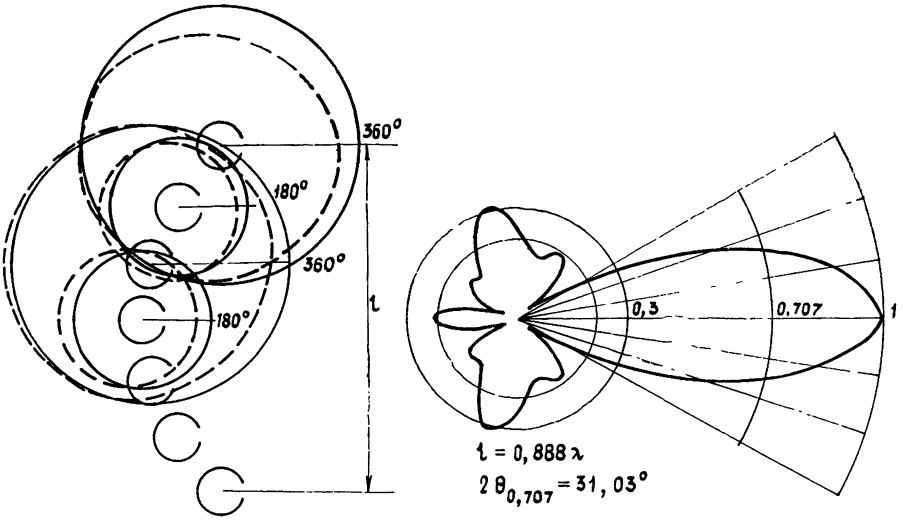

Рис. 4.

На рис. 2 приведена частотная зависимость КНД и сопротивление излучения структуры из НЭ, оси которых лежат на параболе $y=0{,}0625x^2$. В окрестности резонанса КНД и $R_и$ претерпевают скачкообразные изменения, причем рост КНД наблюдается в узком частотном диапазоне, $R_и$ в котором близко к минимальному. Поиск эффективной геометрии структуры осуществлялся на основе численных экопериментов на ЭВМ. Возможность проведения такого поиска появилась в результате получения высокоэффективного решения соответствующей задачи дифракции [7]. Зависимость величины КНД в резонансе от порядка редукции отдельной клетки матрицы системы линейных алгебраических уравнений представлена на рис. 3.

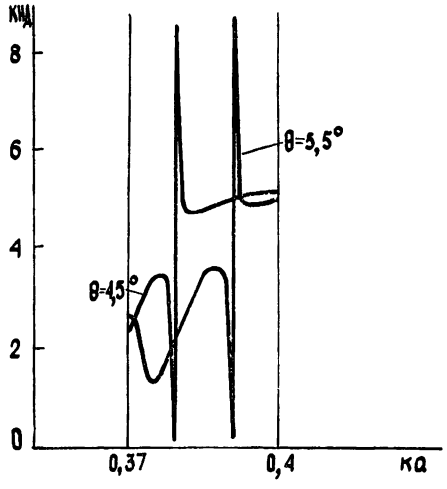

Рис. 5.

Излучение нити магнитного тока, расположенной вблизи рассмотренного пассивного отражателя в резонансе, является сверхнаправленным (точнее сказать умеренно сверхнаправленным). ДН в резонансе представлена на рис. 4. Фазовые диаграммы полей, рассеянных отдельными элементами структуры, представленные на рис. 4, показывают, что фазы рассеянных полей от соседних элементов отличаются на 180°, что характерно для сверхнаправленных решеток. Изменение величины угла раскрыва щели приводит к смещению резонанса КНД по частоте (см. рис. 5).

Отличительной особенностью сверхнаправленных антенн такого типа является их в некотором смысле устойчивость к малым отклонениям от оптимальных параметров. Имеется в виду тот факт, что малые изменения ширины щели, угла ориентации и другие приведут лишь к необходимости перестройки частоты возбуждения, а не к исчезновению явления резонанса КНД.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schelkunoff S. A. — Bell. Syst. Techn. Journ., 1943, 22, p. 80.
2. Узков А. И. — ДАН СССР, 1946, 53, № 1, с. 35.
3. Бруссо Ж., Спиц Е. — Зарубежная электроника, 1962, № 3, с. 25.
4. Носич А. И. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 8, с. 1733.
5. Велиев Э. И., Веремей В. В., Шестопалов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 6, с. 758.
6. Велиев Э. И., Веремей В. В., Носич А. И., Шестопалов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 4, с. 418.
7. Велиев Э. И., Веремей В. В., Шестопалов В. П. — ДАН УССР, 1981, сер. А, № 5, с. 62.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
4 ноября 1985 г.

RADIATION PATTERNS OF THE RESONANT SCATTERERS

E. I. Veliev, V. V. Veremej, V. P. Shestopalov

The influence of the finite number of two-dimensional resonant obstacles — cylinders with the longitudinal slot — on the forming of a far field of a magnetic current thread is investigated in these paper. The location and orientation of the uncloused cylinders for obtaining the maximum directivity is determined. The possibility is shown for the formation of superdirective radiation by means of a passive reflector, when resonant scatterer's dimension is small compared with the wavelength.