

**НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА ДИСКРЕТНО-ПЛОСКИХ
ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ СПАДАЮЩЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
АМПЛИТУДЫ ПОЛЯ В РАСКРЫВЕ****DIRECTIVITY OF DISCRETE-FLAT RADIATIVE SURFACES IN CASE
OF THE TAPERED AMPLITUDES IN APERTURE**

Аннотация. Проведен анализ влияния амплитудного распределения поля в раскрыве дискретно-плоских однослойных и многослойных проводящих поверхностей, используемых в качестве антенных элементов – линз или рефлекторов, на их направленные свойства.

Summary. An analysis of influence of the field distribution on the aperture of discrete-flat single-layered and multi-layered conductive surfaces (used as antenna element – lens or reflector) to their directive properties was executed

Расширение круга задач, решаемых современной радиоэлектроникой стимулировало в последние десятилетия интенсивное развитие теории и техники антенн. Например, одной из проблем является создание антенн более технологичных в изготовлении.

Как известно [1] проводящие дискретно плоские поверхности могут использоваться в качестве элементов антенн апертурного типа (линз и рефлекторов). В зависимости от применяемого алгоритма дискретизации поверхности они могут использоваться в антеннах, в коллиматорах для создания квазиплоских полей или для фокусировки.

Например, хорошо известные из оптики однослойные дискретные поверхности – зонные пластинки или линзы Френеля [2] находят применение в более длинноволновых диапазонах в качестве пассивных ретрансляторов и кольцевых директоров [3].

В целом ряде работ, например [4,5], были проанализированы частотные, направленные и фокусирующие свойства проводящих дискретно-плоских поверхностей для случая, когда первичное (падающее) поле создавалось ненаправленным источником.

Однако вопрос о том, как повлияет неравномерность амплитудного распределения падающего поля в раскрыве дискретной излучающей поверхности на ее направленные свойства, до настоящего времени не рассматривался.

Целью данной работы является численный анализ характеристик направленности однослойных и многослойных дискретных поверхностей (выполненный на основе электродинамически корректного метода интегральных уравнений) при спадающих амплитудных распределениях поля в раскрыве и сравнении их с аналогичными характеристиками сплошных параболических рефлекторов.

1. Геометрия рассматриваемых дискретных поверхностей и методика численного анализа. Под дискретной поверхностью понимается совокупность областей (зон), выделенных на некоторой образующей поверхности; если эта поверхность плоская, то такую совокупность называют дискретно-плоской поверхностью.

Здесь мы ограничимся рассмотрением идеально проводящих дискретно-плоских поверхностей параболической дискретизации [1], хотя при анализе электродинамических свойств дискретной поверхности, облучаемой источником электромагнитного поля, в пределах каждой из ее зон могут быть заданы и другие граничные условия.

Рассмотрим задачу о дифракции монохроматического электромагнитного поля \vec{E}^0, \vec{H}^0 , создаваемого некоторой системой источников, на идеально проводящей незамкнутой поверхности S , расположенной в однородной безграничной изотропной среде. При этом поверхность S предполагается достаточно гладкой, двусторонней, не имеющей самопересечений.

Поскольку размеры элементов рассматриваемых дискретных поверхностей соизмеримы с длиной волны, то при таком анализе необходимо по возможности учитывать неравномерность распределения токов на элементах и дифракционные эффекты.

Задача дифракции монохроматического поля \vec{E}^0, \vec{H}^0 на идеально проводящей незамкнутой поверхности S заключается в определении вторичного электромагнитного поля \vec{E}, \vec{H} , удовлетворяющего уравнениям Максвелла, граничному условию на поверхности идеального проводника, условиям излучения и условиям на ребре.

Под воздействием первичного поля \vec{E}^0, \vec{H}^0 на поверхности S наводятся поверхностные электрические токи с плотностью \vec{j} , которые создают вторичное электромагнитное поле \vec{E}, \vec{H} .

Рассматриваемая дифракционная задача может быть сведена к интегральному или интегро-дифференциальному уравнению относительно плотности поверхностного тока методом, предложенным в работах Е.В. Захарова и Ю.В. Пименова [6,7].

В том случае, когда характерные размеры дискретной поверхности много больше длины волны (а именно этот случай характерен для рабочих поверхностей апертурных антенн), с точки зрения реальных вычислительных возможностей целесообразно рассматривать дискретную поверхность как двумерную бесконечно тонкую идеально проводящую многосвязную незамкнутую поверхность (экран). Тогда задача дифракции электромагнитной волны сводится к одномерным интегральным (для случая E – поляризации) или интегро-дифференциальным (для случая H – поляризации) уравнениям, что позволяет понизить размерность систем алгебраических уравнений.

Геометрия рассматриваемой задачи такова, что в декартовой системе координат (x, y, z) сечение дискретной поверхности S плоскостью $z = 0$ образует контур L однослойной поверхности (рис. 1,а) или многослойной поверхности (рис. 1,б).

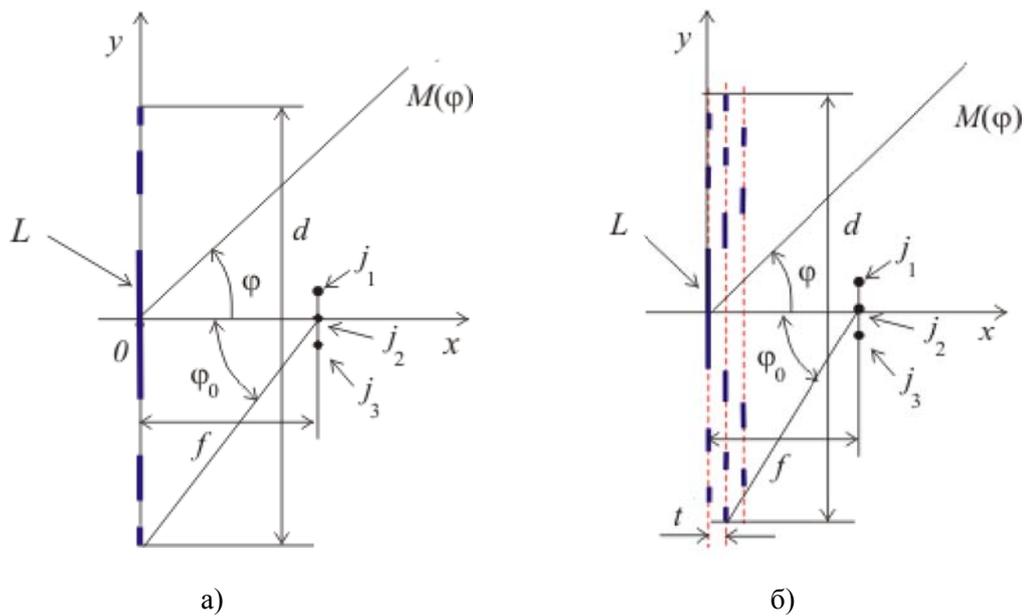


Рисунок 1 – Геометрия дискретно-плоских поверхностей в рассматриваемой задаче

Источником монохроматической волны, создающим первичное поле, служит решетка, составленная из нескольких нитей электрического тока j_1, j_2, \dots, j_n (рассматривается случай E -поляризации), расположенных симметрично относительно оси x и лежащих в фокальной плоскости.

Такая задача дифракции монохроматического электромагнитного поля может быть сведена к интегральному уравнению типа Фредгольма первого рода относительно плотности поверхностного тока $\vec{j} = \vec{z}_0 j_z$ [6].

Численное решение этого уравнения осуществляется путем сведения его к системе линейных алгебраических уравнений методом коллокации. Как показано в работах [6, 7] устойчивость решения обеспечивается без применения каких-либо дополнительных регуляризующих процедур

В процессе решения следовало определить оптимальное (исходя из допустимой погрешности расчетов и затрачиваемого времени) число точек коллокации, в рассматриваемой задаче оно составило примерно 40 точек на участке экрана размером в одну длину волны, обеспечивая при этом относительную погрешность расчетов менее 0,1%.

Контроль внутренней сходимости решения, выполнения граничных условий и условия Мейкснера, осуществляемый в ходе решения задачи, гарантировал точность и достоверность получаемых результатов.

Найденные распределения плотности продольного поверхностного тока на экране послужили основой для расчета вторичных полей и диаграмм направленности. Аналогичные расчеты выполнялись и для сплошного параболического рефлектора.

2. Результаты расчетов. Поскольку процедуры дискретизации поверхности основаны на лучевой трактовке, не учитывающей дифракционные явления, поэтому изначально заданное положение фокальных точек может не соответствовать их реальному положению. Чтобы избежать связанных с этим погрешностей использовалась двухэтапная методика.

На первом этапе рассчитывался профиль поверхности, и решалась задача дифракции при осевом облучении ее плоской волной. При этом проверялось: сходимость решения, выполнение граничных условий и условия на ребре, а также уточнялось положение фокального пятна.

На втором этапе при решении дифракционной задачи облучение дискретной поверхности осуществлялось синфазной эквидистантной биномиальной решеткой с шагом, равным $\lambda/2$, образованной нитями электрического тока, размещенными в фокальной плоскости.

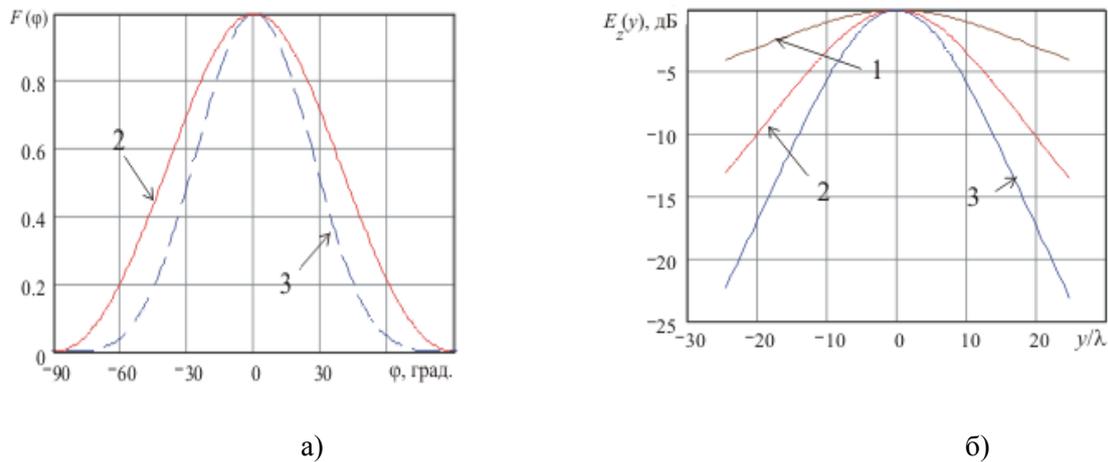


Рисунок 2 – ДН облучателя (а) и распределение падающего поля в раскрыве (б)

Это дало возможность, с одной стороны – избежать появления боковых лепестков в диаграмме направленности (ДН) облучателя, с другой – изменять амплитудное распределение поля в раскрыве путем изменения числа элементов в упомянутой решетке.

На рис. 2,а показаны диаграммы направленности решетки облучателей состоящей из двух и трех элементов. Ширина лепестка ДН по уровню половинной мощности составляла в первом случае около 60 градусов, а во втором – около 44.

Рис. 2,б иллюстрирует распределение амплитуды падающего поля в плоскости раскрыва для облучателя состоящего из одного, двух и трех элементов. Отметим, что при выбранном соотношении f/d спад поля на краю апертуры составляет: 4; 13,3 и 20,4 дБ соответственно (здесь и всюду далее цифры на графиках означают число элементов решетки – облучателя).

В процессе решения задачи найденные распределения плотности поверхностного тока на экране послужили основой для расчетов вторичных полей. На первом этапе – для нахождения распределения поля на оптической оси и в фокальной области, на втором – для нахождения распределения поля в дальней зоне и построения ДН.

Распределения поля в дальней зоне, найденные на втором этапе решения задачи, использовались и для расчета коэффициента направленного действия (КНД). При этом для нахождения суммарного поля, необходимого в процессе расчета КНД, предполагалось, что амплитудная характеристика направленности облучателя $F_0(\varphi) = 0$ в секторе углов $180 + \varphi_0 < \varphi < 180 - \varphi_0$, т.е. вне пределов угла раскрыва. Это позволило в процессе расчета КНД полностью исключить влияние эффекта "переливания" поля облучателя за края рефлектора.

Приводимые ниже результаты расчетов относятся к двум моделям дискретных поверхностей с размером раскрыва $d = 50\lambda$ и фокусным расстоянием $f = 0,4d$: однослойной дискретно-плоской поверхности (параметр дискретизации $M = 2$) и многослойному дискретно-плоскому рефлектору ($M = 6$).

Графики, приведенные на рис. 3, изображают ДН однослойной дискретно-плоской поверхности – линзы Френеля при спадающем распределении амплитуды поля в раскрыве.

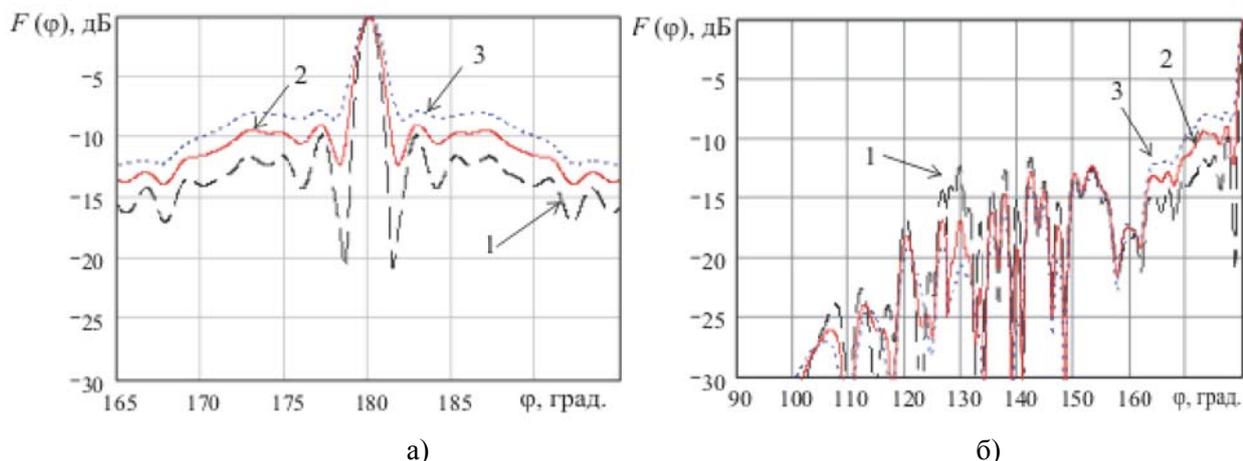


Рисунок 3 – Диаграммы направленности линзы Френеля

На рис. 3,а изображена часть ДН в узком секторе углов, что позволяет детально рассмотреть изменения ДН в области главного лепестка. Рис. 3,б изображает диаграммы, построенные в более широком секторе углов, что дает возможность оценить поведение дальних боковых лепестков.

Приведенные здесь результаты показывают, что неравномерность падающего поля в большей степени влияет на уровень и структуру ближних боковых лепестков ДН линзы Френеля, тогда как относительный уровень дальних боковых лепестков, количество и характер их распределения меняется не столь заметно.

Похожие результаты получены и для многослойного дискретно-плоского рефлектора. Это можно наблюдать на рис. 4, где приведены графики, отображающие ДН такого рефлектора. Чем резче спад амплитуды поля на краю раскрыва, тем заметнее становится расширение главного лепестка и эффект «сглаживания» ближних боковых лепестков ДН, а относительный уровень дальних боковых лепестков и характер их распределения меняется мало.

На наш взгляд это объясняется тем, что структуру ближних боковых лепестков определяют главным образом дифракционные явления на краях нескольких концевых элементов дискретного рефлектора.

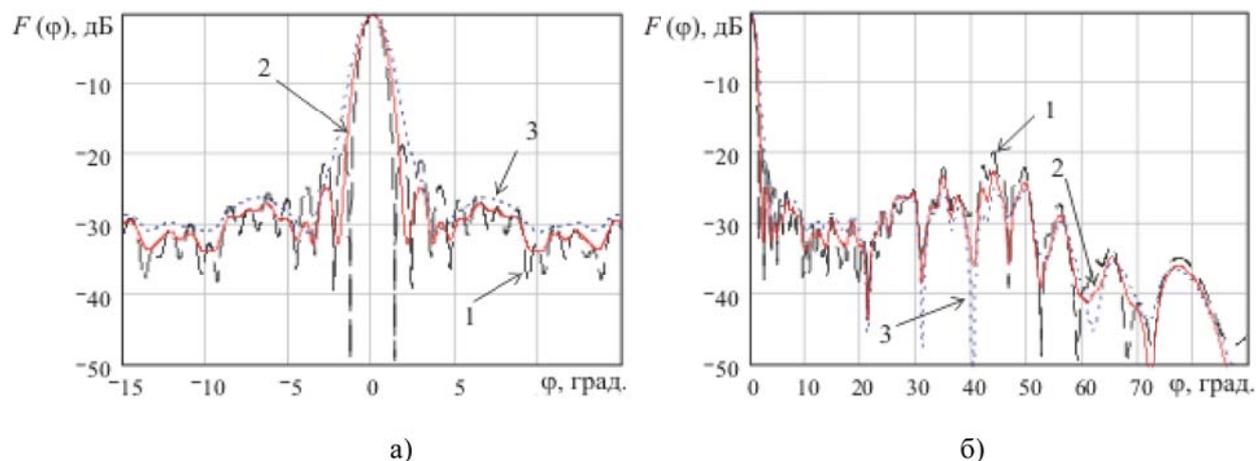


Рисунок 4 – Диаграммы направленности дискретного рефлектора

Для сравнения аналогичные расчеты были проведены для обычного (не дискретного) параболического рефлектора имеющего тот же размер и угол раскрыва. Диаграммы направленности такого рефлектора изображены на рис. 5

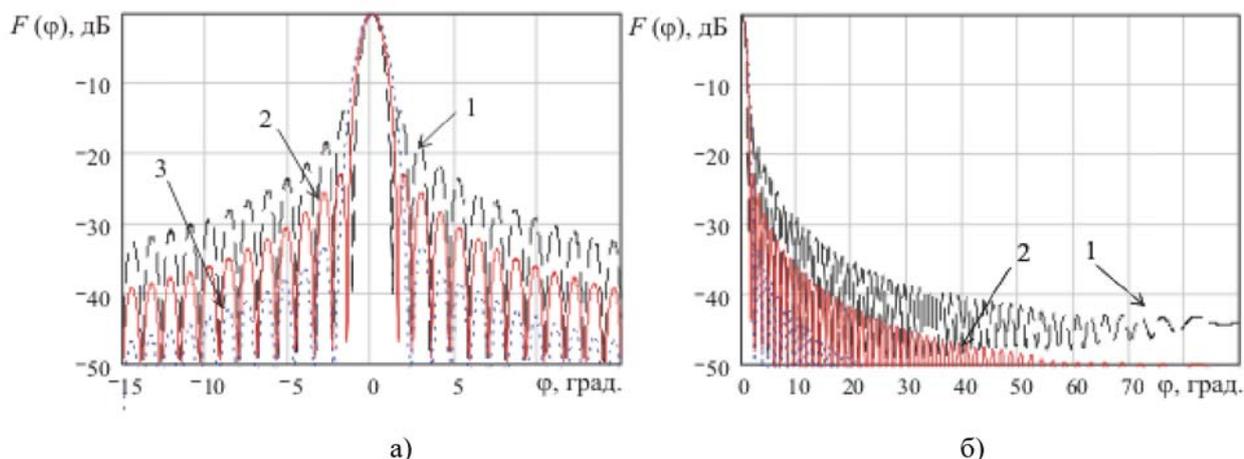


Рисунок 5 – Диаграммы направленности параболического рефлектора

Анализируя эти рисунки можно сделать вывод, что более резкий спад амплитуды поля на краю рефлектора здесь приводит к общему понижению уровня боковых лепестков ДН: как ближних, так и дальних. И объясняется это тем, что в данном случае все боковые лепестки ДН формируются исключительно за счет дифракционных явлений на краях рефлектора.

Результаты расчетов коэффициента направленного действия для трех типов излучающих поверхностей приведены в табл. 1.

Как и следовало ожидать, более резкий спад амплитудного распределения поля приводит к небольшому снижению КНД за счет уменьшения эффективного (действующего) размера раскрыва. Резкое отличие значений КНД однослойной поверхности, как отмечалось ранее, обусловлено ее многофокусностью [4].

Таблица 1 – Зависимость КНД от амплитудного распределения поля в раскрыве

Тип поверхности		Число элементов облучателя		
		1	2	3
Однослойная дискретная, $M=2$	КНД, дБ	16,22	16,15	15,76
Многослойная дискретная, $M=6$		23,94	23,53	22,76
Сплошная параболическая		24,78	24,52	23,86

В заключение можно отметить, что, как показали результаты расчетов и последующего анализа, для дискретно-плоских излучающих поверхностей, применяемых в качестве элементов антенн, применение спадающих к краям амплитудных распределений падающего поля не приводит к снижению общего уровня боковых лепестков ДН, а только несколько меняет структуру и уровень ближних боковых лепестков. В этом состоит их основное отличие от антенн с непрерывной излучающей поверхностью.

Литература

1. Воробийченко П.П., Цалиев Т.А. Антенны с дискретными рабочими поверхностями // Электросвязь, – 2005. – № 9. – С. 40-44.
2. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир, 1973. – 354 с.
3. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г. Пассивные ретрансляторы для радиорелейных линий. - М.: Связь, 1973.
4. Цалиев Т.А. Электродинамические свойства дискретных поверхностей // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2000. – 43. № 5-10. – С.13-22.
5. Цалиев Т.А. Электродинамические свойства дискретных поверхностей. Часть 2. Симметричные многослойные дискретно-плоские поверхности. // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2005. – №5. – С. 49-56.
6. Захаров Е.В., Пименов Ю.В. Численный анализ дифракции радиоволн – М.: Радио и связь, 1982. – 184 с.

7. *Дмитриев В.И., Захаров Е.В.* О численном решении некоторых интегральных уравнений Фредгольма первого рода // В кн.: "Вычислительные методы и программирование". – М.: Изд-во МГУ, 1968. – Вып. 10. – С. 49-54.