

УДК 621.396.67

## ПЛОСКАЯ ФАЗИРОВАННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА ИЗ ВИБРАТОРОВ V-ТИПА

В.П. КУДИН

*Международный институт трудовых и социальных отношений, Гомельский филиал  
Октября, 46а, Гомель, 246029, Беларусь*

*Поступила в редакцию 27 апреля 2006*

Проведено детальное численное исследование вибраторных излучателей V-типа в составе бесконечной плоской фазированной антенной решетки. Для расчетов применялся метод интегральных уравнений, а в качестве базисных и весовых использовались кусочно-синусоидальные функции (метод Галеркина). Эти функции автоматически удовлетворяют уравнению непрерывности на концах проводников и стыках согласно условию Кирхгофа для тока. Вклады соседних излучателей учитываются с помощью поэлементного суммирования, что дает возможность получить результаты одновременно для ряда направлений фазирования. Показано, что плоская ФАР на основе вибраторов V-типа может функционировать в диапазоне частот до 40% и секторе углов до 60°.

*Ключевые слова:* численные методы, метод интегральных уравнений, кусочно-синусоидальный базис, вибраторные антенны, фазированные антенные решетки.

### Введение

Фазированные антенные решетки (ФАР) являются важнейшим элементом радиолокационной системы — это своеобразные "глаза радиотехнической системы" [1]. Широкополосные ФАР с широкоугольным качанием луча представляют неослабевающий практический интерес [2, 3]. ФАР метрового диапазона и длинноволновой части дециметрового диапазонов обычно строятся на основе проволочных излучателей различного типа. Простейшим из них является вибраторная антенна — классический, хорошо изученный излучатель [4]. Существуют действующие системы подобного типа, например, американская система раннего обнаружения *Rave Paws* [1, 5], в состав которой входит решетка проволочных вибраторов V-типа. Вместе с тем результаты подробного электродинамического анализа таких решеток в литературе не приводятся.

В [6] строится численная модель бесконечной ФАР, в которой опорные стойки ортогональны плоскому экрану, а сам вибратор является прямолинейным и параллелен экрану. Метод анализа бесконечных плоских решеток из произвольных изогнутых тонких проволочных антенн построен в [7]. Как отмечают сами авторы, метод требует существенных затрат машинного времени, кроме того, сходимость двойных спектральных сумм в ряде случаев крайне медленная. Поэтому вести анализ и оптимизацию геометрии излучателя в широкой полосе частот и углов сканирования довольно затруднительно. В [7] для аппроксимации тока вдоль проводников используются кусочно-постоянные базисные функции, а интегральное уравнение выполняется в дискретных точках, расположенных в серединах сегментов (метод согласования в точках). Как указано в [8], при этом получают матричные уравнения значительной размерности, да и сходимость по количеству сегментов оставляет желать лучшего. Спектральный подход для анализа тонкопроволочных излучателей в составе

бесконечной решетки при кусочно-синусоидальной аппроксимации тока развит в работе [9]. При этом используется метод Галеркина и получающиеся матрицы имеют минимальную размерность. Следует, однако, отметить, что это не решает принципиальной проблемы сходимости спектральных рядов, она остается практически такой же. В работе [10] на примере спиральной антенны развивается альтернативный метод анализа электродинамических характеристик излучателей в составе бесконечной плоской ФАР, основанный на поэлементном учете взаимного влияния соседних излучателей. С небольшими модификациями метод обобщается на случай анализа тонкопроволочных антенн произвольной геометрии. При этом преимущество поэлементного подхода по сравнению со спектральным растет по мере увеличения количества углочастотных точек, для которых производится анализ.

В данной работе проводится подробный численный анализ электродинамических характеристик вибраторного излучателя V-типа с опорными стойками в плоской бесконечной ФАР.

### Метод анализа

Сетка расположения излучателей является косоугольной и определяется двумя векторами  $\mathbf{d}_1$  и  $\mathbf{d}_2$  (рис. 1). Вектор  $\mathbf{d}_1$  для определенности расположим вдоль оси  $Ox$  декартовой системы координат. Тогда ячейка решетки будет определяться длинами  $\mathbf{d}_1$ ,  $\mathbf{d}_2$  указанных векторов и углом  $\alpha$  между ними. Наиболее широко распространенные геометрии — квадратная и треугольная (гексагональная) — получаются для одинаковых  $\mathbf{d}_1$  и  $\mathbf{d}_2$  при угле  $\alpha$ , равном  $90^\circ$  и  $60^\circ$  соответственно.

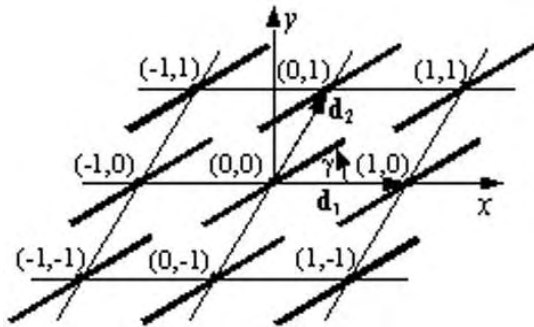


Рис. 1. Косоугольная сетка размещения вибраторных излучателей

Возбуждение решетки удовлетворяет условиям теоремы Флоке [11], когда поля в пределах одной ячейки и, следовательно, токи на излучателях периодичны с точностью до фазового множителя:

$$\mathbf{J}_{pq}(\mathbf{r}') = \mathbf{J}_{00}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_{pq}) \exp(-ip\psi_1 - iq\psi_2),$$

где вектор  $\mathbf{r}_{pq} = p\mathbf{d}_1 + q\mathbf{d}_2$ ;  $p, q = -\infty, \dots, \infty$ , определяет расположение излучателя с номером  $(p, q)$  по сравнению с "центральным"  $(0, 0)$ . Величины  $\psi_1$  и  $\psi_2$  являются фазовыми сдвигами между комплексными амплитудами возбуждения

соседних элементов вдоль соответствующих осей. Они определяются из соотношений  $\psi_1 = \mathbf{k}\mathbf{d}_1$ ,  $\psi_2 = \mathbf{k}\mathbf{d}_2$ , где  $\mathbf{k}$  есть волновой вектор (вектор длиной  $2\pi/\lambda$  и направлением, совпадающим с направлением базирования решетки, задаваемым двумя углами  $\theta_0$  и  $\varphi_0$  в сферической системе координат). Таким образом, для нахождения токов и полей всей решетки достаточно найти токи на "центральном" излучателе.

Поле всей решетки есть

$$\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}[\mathbf{J}_{pq}(\mathbf{r}')] = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}[\mathbf{J}_{00}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_{pq})] \exp(-ip\psi_1 - iq\psi_2).$$

Приравняв на поверхности "центрального" излучателя касательную составляющую полного поля нулю, получим интегральное уравнение для нахождения поверхностных токов:

$$-\sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}[\mathbf{J}_{00}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_{pq})]_S \exp(-ip\psi_1 - iq\psi_2) = \mathbf{E}^{\text{над}}(\mathbf{r})_S. \quad (1)$$

Сумма в левой части уравнения (1) учитывает вклады в общее поле полей соседних излучателей, и поэтому такая форма и возникающий на ее основе метод называются поэлемент-

ным подходом. В частности, если в (1) в двойных рядах ограничиться лишь нулевыми слагаемыми, то получим интегральное уравнение для одиночной антенны.

Используя приближение тонкого проводника и модель осевого тока, придем к интегральному уравнению типа Поклингтона относительно продольной составляющей тока на произвольной структуре из криволинейных проводников.

Теперь положим, что излучатели решетки состоят из прямолинейных проводников.

Для решения интегрального уравнения применим метод Галеркина, а в качестве базисных и весовых функций используем функции, состоящие из двух синусоидальных прямолинейных полугармоник, расположенных под углом друг к другу [12]. Замечательной особенностью используемых базисных функций является то, что, поскольку поле от синусоидальной прямолинейной полугармоники вычисляется в аналитическом виде [8, 12], элементы матрицы взаимных импедансов состоят из однократных интегралов.

В итоге имеем систему линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{n=1}^N Z_{mn}^{\infty} I_n = V_n, \quad m = 1, 2, \dots, N, \quad (2)$$

а матричные элементы выражаются в виде

$$Z_{mn}^{\infty} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_{mn}^{pq} \exp(-ip\psi_1 - iq\psi_2), \quad (3)$$

где

$$\tilde{Z}_{mn}^{pq} = -\int \mathbf{E}_{pq} [\boldsymbol{\varphi}_n(s)]_S \boldsymbol{\varphi}_m(s') ds'.$$

Здесь  $\mathbf{E}_{pq} [\boldsymbol{\varphi}_n(s)]_S$  представляет собой поле линейного тока (базисной функции) с распределением  $\boldsymbol{\varphi}_n(s)$ , расположенного на излучателе с номером  $(p, q)$ , в точке размещения излучателя с номером  $(0, 0)$ , а весь интеграл есть проекция этого поля на весовую функцию  $\boldsymbol{\varphi}_m(s')$ .

На практике двойные ряды в (3) усекаются, и это может быть осуществлено различными способами. В простейшем случае

$$Z_{mn}^M = \sum_{p=-M}^M \sum_{q=-M}^M \tilde{Z}_{mn}^{pq} \exp(-ip\psi_1 - iq\psi_2), \quad (4)$$

т.е. суммирование проходит в пределах параллелограмма на плоскости  $xu$  или соответственно квадрата со стороной  $(2M+1)^2$  на плоскости  $pq$ . Необходимое значение  $M$  определяется сходимостью по этому параметру, причем не матричных элементов (4), а непосредственно решения системы (2). Следует отметить, что сходимость решения зависит от фазовых сдвигов  $\psi^1$  и  $\psi^2$ , т.е. от направления фазирования решетки, причем иногда весьма существенно. Поэтому имеет смысл произвести времяемкий расчет массива элементов  $\tilde{Z}_{mn}^{pq}$  (в количестве  $N^2(2M+1)^2$  штук) с некоторым запасом по параметру  $M$  и сохранить результаты на жестком носителе. Затем достаточно легко по (4) и (2) найти решение для требуемого количества направлений фазирования. В этом несомненное преимущество поэлементного метода по сравнению со спектральным.

### Результаты расчетов

Геометрия излучателя показана на рис. 2,а. Смысл обозначений ясен из рисунка, отметим лишь, что все проводники расположены в одной плоскости. Дельтаобразный генератор напряжения размещен в середине перемычки, соединяющей плечи. Излучатели находятся над

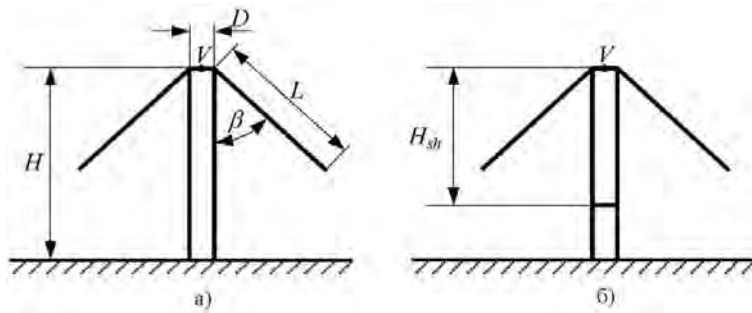


Рис. 2. Геометрия вибраторов: а) базового; б) с шунтом

Переход к одиночной антенне осуществляется достаточно просто: в формулах (4) необходимо положить  $M=0$ . Кроме того, на одиночной антенне исследовалась сходимость результатов по количеству базисных функций. В дальнейшем аналогичные расчеты проводились и в решетке. В целом оказывается, что сходимость слабо зависит от наличия или отсутствия окружения.

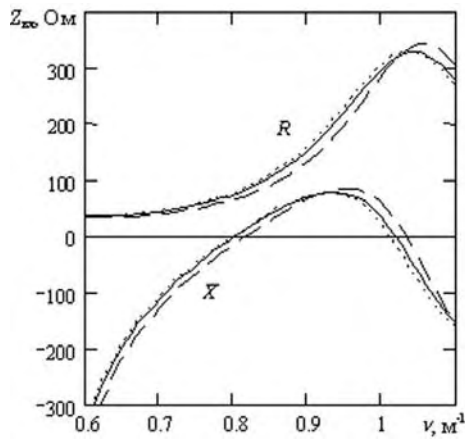


Рис. 3. Частотные зависимости входного импеданса одиночной вибраторной антенны с параметрами:  $L=0,27$  м;  $H=0,33$  м;  $D=0,05$  м;  $\beta=40^\circ$

Частотные зависимости входного импеданса одиночной антенны представлены на рис. 3. Здесь и в дальнейшем антенна имеет параметры:  $L=0,27$  м,  $H=0,33$  м,  $D=0,05$  м,  $b=40^\circ$ , а диаметры всех проводников одинаковы и равны 16 мм. По горизонтальной оси откладывается нормированная частота  $\nu=1/\lambda$ . На рисунке приведены результаты для различного количества сегментов, на которые разбиваются плечи и опорные стойки. Штриховой, сплошной и пунктирной линиями показаны данные для числа сегментов один, два и три соответственно. Подробный анализ свидетельствует, что различие результатов, полученных при количестве сегментов два и три в целом незначительно с практической точки зрения. Похожая картина наблюдается и в решетке за исключением отдельных случаев, например, точек появления побочных главных максимумов, когда сходимость ухудшается. Поэтому в дальнейшем, если не оговорено иное, приводятся результаты, полученные при

числе сегментов два.

Исследование зависимости характеристик антенны от угла  $\beta$  наклона плечей вибратора показывает, что на входной импеданс параметр  $\beta$  влияет слабо. Однако, начиная с  $\beta=40-45^\circ$ , характеристики начинают заметно ухудшаться. В то же время диаграммы направленности (ДН) вибратора сильно зависят от угла  $\beta$ . На рис. 4 приводятся ДН для двух значений угла  $\beta=0^\circ$  и  $\beta=40^\circ$  на двух частотах  $\nu=0,7$  и  $\nu=1$ . ДН нормированы таким образом, что в заданном направлении дают квадратный корень из коэффициента усиления. Сплошными кривыми показаны ДН в **E**-плоскости, штриховыми — в **H**-плоскости. Хорошо видно, что ширина ДН в двух плоскостях для  $\beta=0^\circ$  сильно различается, в то время как для  $\beta=40^\circ$  различие заметно слабее. Это обстоятельство становится особенно важным при построении двухканального турникетного излучателя, работающего в нескольких поляризационных режимах.

Распределение токов на одиночной антенне на двух частотах дано на рис. 5. Очевидно, что распределение должно быть симметричным. Кроме того, на опорных стойках наблюдается очень близкая к предсказываемой теорией длинных линий стоячая волна с максимумом амплитуды тока на экране.

бесконечным идеально проводящим экраном. Плоскости вибраторов повернуты на угол  $\gamma$  относительно координатной плоскости  $Oxz$  (см. рис. 1).

Первоначально проводились исследования одиночной антенны, целью которых было определить варианты геометрий, пригодных для последующего анализа и оптимизации в составе решетки.

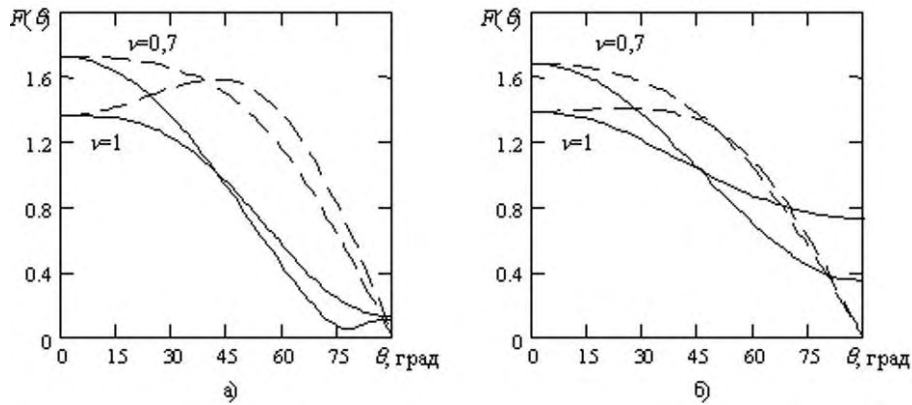


Рис. 4. ДН одиночной вибраторной антенны: а) для случая  $\beta=0^\circ$ ; б) для случая  $\beta=40^\circ$

В решетке главным параметром, определяющим общее время расчетов, является число  $M$  (см. (4)). Представление о сходимости входного импеданса излучателя в решетке по параметру  $M$  дает рис. 6. Сплошными линиями представлены результаты прямых вычислений, пунктирными — сглаженные результаты, полученные путем взвешивания с гауссовым ядром. Штриховые горизонтальные прямые отображают усредненные данные, которые могут трактоваться как предел при  $M \rightarrow \infty$ . Здесь и в дальнейшем рассматривается решетка с квадратной сеткой, расстояние между излучателями  $d_1=d_2=0,52$  м, плоскости вибраторов развернуты на угол  $\gamma=45^\circ$  (рис. 1).

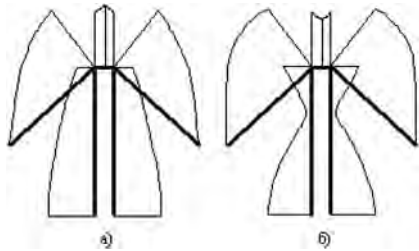


Рис. 5. Распределение токов на одиночной вибраторной антенне: а) на частоте  $\nu=0,7$ ; б) на частоте  $\nu=1$

Как показывает детальный анализ, в большинстве случаев сходимость результатов достигается при  $M=25-30$ . Если это не так, можно воспользоваться сглаженными результатами или усредненными данными. В отдельных случаях сходимость может отсутствовать. Как правило, это свидетельствует о наличии достаточно сильной взаимной связи, которая приводит к определенной неустойчивости характеристик в решетке конечных размеров.

Распределение токов на антенне в составе решетки приведено на рис. 7. Обратим внимание, что при сканировании в сечении, ортогональном плоскости излучателя ( $\varphi_0=135^\circ$ ), распределение токов является симметричным и по форме мало отличается от аналогичного распределения на одиночной антенне. В то же время при сканировании в других сечениях (в частности,  $\varphi_0=45^\circ$ ) распределение токов является перекошенным. Это касается как самого вибратора (его плеч), так и опорных стоек, которые уже нельзя даже приблизительно рассматривать как неизлучающую двухпроводную линию. В конечном счете, излучение опорных стоек может привести к резонансному ослеплению ФАР.

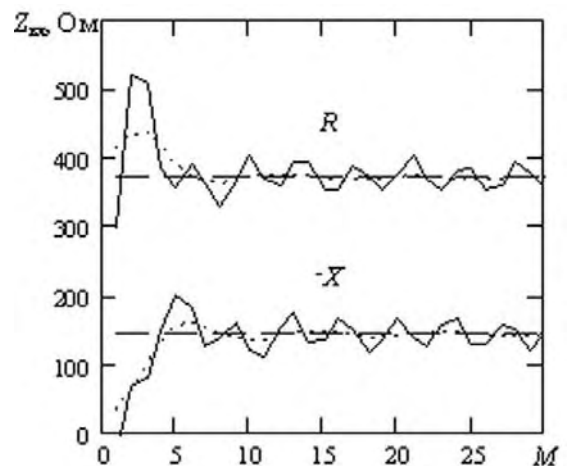


Рис. 6. Сходимость входного импеданса вибраторной антенны в составе ФАР по параметру  $M$  (частота  $\nu=1$ ; направление фазирования  $\theta_0=54^\circ$ ,  $\varphi_0=135^\circ$ )

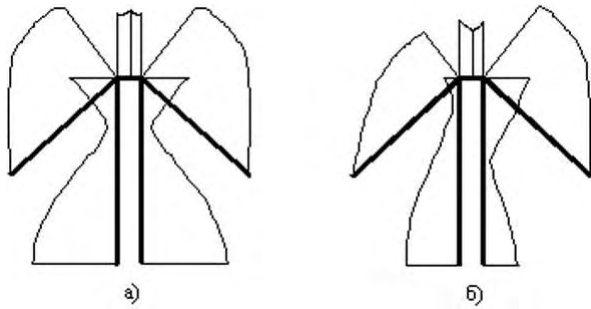


Рис. 7. Распределение токов на вибраторной антенне в составе ФАР на частоте  $\nu=1$  при отклонении луча на угол  $\theta_0=54^\circ$ : а) в сечении  $\varphi_0=135^\circ$ ; б) в сечении  $\varphi_0=45^\circ$

вибраторной антенны на некотором расстоянии от точки питания (рис. 2,б). При этом несколько увеличивается действительная часть входного импеданса и уменьшается модуль мнимой части (кривые 2 на рис. 9), что в целом улучшает согласование излучателей ФАР.

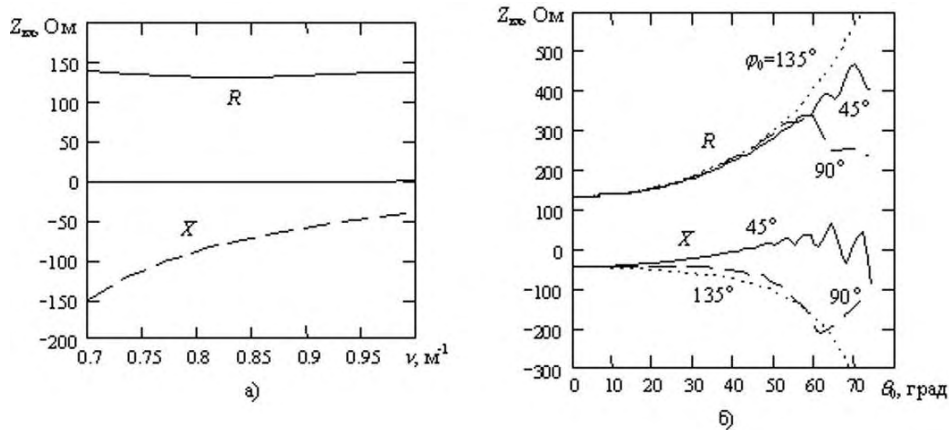


Рис. 8. Входной импеданс вибраторной антенны в составе ФАР: а) частотная зависимость при фазировании по нормали к плоскости решетки; б) угловые зависимости в трех характерных сечениях на частоте  $\nu=1$

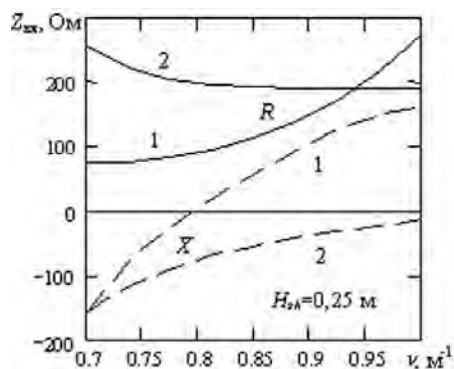


Рис. 9. Частотные зависимости входного импеданса вибраторной антенны с шунтом (1 — одиночной антенны; 2 — в составе ФАР при фазировании по нормали к плоскости решетки)

Рельеф коэффициента отражения вибраторной антенны с шунтом в составе ФАР на двух частотах приведен на рис. 10. В целом многочисленные расчеты показывают, что на основе вибраторов V-типа может быть построена ФАР, работающая в полосе частот до 40% и секторе углов до  $60^\circ$ .

На рис. 8 показано поведение входного импеданса вибраторной антенны в составе ФАР. На рис. 8,а приводятся частотные зависимости при фазировании по нормали к плоскости решетки, а на рис. 8,б — угловые зависимости в трех характерных сечениях. Отметим, что действительная часть входного импеданса практически не зависит от частоты, а мнимая часть смещена в отрицательную область. С другой стороны, входной импеданс достаточно стабилен в секторе углов вплоть до  $\theta_0=40-50^\circ$ .

Для компенсации отрицательной мнимой части импеданса шунтируем металлической перемычкой опорные стойки

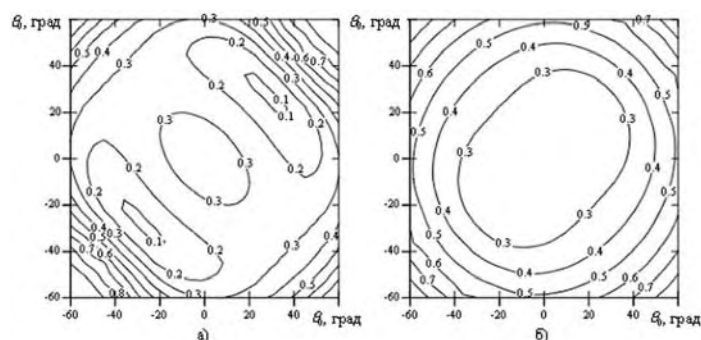


Рис. 10. Рельеф коэффициента отражения вибраторной антенны с шунтом в составе ФАР: а) на частоте  $\nu=0,8$ ; б) на частоте  $\nu=0,9$

### Заключение

В данной работе проведен подробный численный анализ вибраторных излучателей V-типа с опорными стойками в составе плоской ФАР. Для расчетов использовался метод интегральных уравнений в сочетании с поэлементным способом учета вклада соседних излучателей. Установлено, что плоская ФАР на основе вибраторов V-типа может функционировать в диапазоне частот до 40% и секторе углов до  $60^\circ$ .

## THE PLANAR PHASED ARRAY OF V-DIPOLES

V.P. KUDZIN

### Abstract

The detailed numeric investigation of V-type dipole radiators in infinite phased array is performed. Integral equation method is used for calculation and piecewise sinusoidal basis and weight functions (Galerkin method) are applied. These functions automatically satisfy a continuity equation at wire ends and junctions, according to the Kirchoff's current law. The influence of the neighbor radiators is accounted by means of element-by-element summation, which allows obtaining results simultaneously for several phasing. It was shown that phased array of V-type dipole radiators may functioning in frequency bandwidth up to 40 % and scan angles up to  $60^\circ$ .

### Литература

1. Вендик О.Г., Парнес М.Д. Антенны с электрическим сканированием (Введение в теорию) / Под ред. Л.Д. Бахраха. М., 2002.
2. Сканирующие антенные системы СВЧ: Пер. с англ. / Под ред. Г.Т. Маркова. Т. 2. М., 1969.
3. Воскресенский Д.И., Степаненко В.И., Филиппов В.С. и др. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток / Под ред. Д.И. Воскресенского. М., 2003.
4. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М., 1988.
5. Pave Paws Radar Facts. — Mode of access: [http://www.pavepaws.com/Pave\\_Paws\\_Radar\\_Facts.htm](http://www.pavepaws.com/Pave_Paws_Radar_Facts.htm). — Date of access: 04.01.2006.
6. Богомяков А.И., Бодров В.В., Марков Г.Т., Старостенко Б.А. // Сборник научно-методических статей по прикладной электродинамике. М., 1980. Вып. 4. С. 164–207.
7. Schuman H.K., Pflug D.R., Thompson L.D. // IEEE Transactions. 1984. Vol. AP-32, N 4. P. 364–377.
8. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митры. М., 1977.
9. Кудин В.П. // Докл. БГУИР. 2005. Т. 3, № 1. С. 43–47.
10. Кудин В.П. // Антенны. 2005. Вып. 4 (95). С. 3–6.
11. Амтей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М., 1974.
12. Кудин В.П., Рубан А.П. // Изв. вузов, сер. Радиоэлектроника. 1986. Т. 29, № 8. С. 10–15.