Труды МАИ. 2026. № 150.

Trudy MAI. 2026. No. 150. (In Russ.)

Научная статья
УДК 621.396.67
URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=189693
EDN: https://www.elibrary.ru/KDFVJE

КРУТИЗНА ПЕЛЕНГАЦИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВБЛИЗИ УГЛОВ ОСЛЕПЛЕНИЯ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Н.В. Анютин✉, И.В. Мокров, А.А. Семенов

Публичное акционерное общество «Научно-производственное объединение «Алмаз», имени академика А. А. Расплетина, г. Москва, Россия

✉ anyutinnv@mail.ru

Цитирование: Анютин Н.В., Мокров И.В., Семенов А.А. Крутизна пеленгационной характеристики вблизи углов ослепления фазированной антенной решетки // Труды МАИ: электрон. журнал. № 150. URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=189693

Аннотация. В статье описано явление возрастания систематической погрешности измерений угловых координат целей моноимпульсными радиолокационными системами вблизи углов ослепления фазированной антенной решетки. Для его объяснения был предложен метод расчета диаграмм сканирования фазированных антенных решеток с помощью теоремы о перемножении и последующего расчета коэффициента направленного действия. В рамках такого подхода явление ослепления фазированных антенных решеток объясняется оттоком части излученной мощности в широкий дифракционный лепесток, лежащий в плоскости решетки. Интерференционные максимумы диаграмм направленности суммарного и разностного каналов пересекают границу области мнимых углов не одновременно, вследствие чего ширина и глубина провала в их диаграммах сканирования не совпадают. Изменение отношения усилений в суммарном и разностном каналах моноимпульсной радиолокационной системы влечет за собой изменение крутизны линейного участка пеленгационной характеристики, которое не учитывается в модели измерений.

Были проведены экспериментальные исследования явления изменения крутизны пеленгационной характеристики вблизи углов ослепления фазированной антенной решетки из 256 элементов. Расчет коэффициента направленного действия по измеренному сечению 8 диаграмм направленности суммарного канала совпал с измеренной в том же сечении диаграммой сканирования с погрешностью не больше ±0,5 дБ. Рассчитанная по измеренным сечениям диаграмм направленности суммарного и разностного каналов крутизна пеленгационной характеристики увеличивается на 20 % перед углом ослепления и уменьшается на 15 % в нем. Рассчитанная с помощью предложенного метода расчета диаграмм сканирования крутизна пеленгационной характеристики имеет максимум на 19 % больше и минимум на 16 % меньше относительно значения по нормали к плоскости фазированной антенной решетки. Таким образом, предложенный метод расчета диаграмм сканирования позволил описать явление возрастания систематической погрешности измерений угловых координат целей моноимпульсными радиолокационными системами вблизи углов ослепления фазированной антенной решетки.

Ключевые слова: моноимпульсная радиолокация; пеленгационная характеристика; фазированная антенная решетка; диаграмма направленности; диаграмма сканирования.

THE MONOPULSE RATIO SLOPE CLOSE TO THE BLINDING ANGLES OF PHASED ARRAY ANTENNA

N.V. Anyutin✉, I.V. Mokrov, A.A. Semenov

Public Joint-Stock Company “Research and Production Corporation “Almaz”, Named by Academician A.A. Raspletin Moscow, Russia

✉ anyutinnv@mail.ru

Citation: Anyutin N.V., Mokrov I.V., Semenov A.A. The monopulse ratio slope close to the blinding angles of phased array antenna // Trudy MAI. 2026. No. 150. (In Russ.). URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=189693

Abstract. In the article the phenomenon of increasing systematic measurement error of target angular coordinates by monopulse radar systems near the blinding angles of a phased array antenna is described. To explain this phenomenon, a method for calculating phased array antenna scanning patterns using the multiplication theorem and subsequent calculation of the directivity is proposed. Within this approach, the phenomenon of phased array antenna blinding is explained by the outflow of a portion of the radiated power into a wide diffraction lobe in the direction of the array plane. The diffraction maxima of the sum and difference channel radiation patterns do not intersect the boundary of the imaginary angle region simultaneously. This leads to misaligning widths and depths of the nulls in their scanning patterns. A change in the gain of sum and difference channels of a monopulse radar system entails a change in the slope of the linear area of monopulse ratio, which is not taken into account in the measurement model.

Experimental studies were conducted to examine the change in the monopulse ratio slope near the blinding angles of a 256-element phased array antenna. The calculation of the directivity based on the measured cross-section of 8 radiation patterns of the sum channel coincided with the scanning pattern measured in the same cross-section with an error less than ±0.5 dB. The monopulse ratio slope calculated based on the measured cross-sections of the radiation patterns of the sum and difference channels increases by 20 % before the blinding angle and decreases by 15 % within it. The monopulse ratio slope calculated using the proposed method for calculating scanning patterns is a maximum of 19 % higher and a minimum of 16 % lower relative to the value normal to the plane of the phased array antenna. Thus, the proposed method for calculating scanning patterns made it possible to describe the phenomenon of increasing systematic measurement error of target angular coordinates by monopulse radar systems near the blinding angles of a phased array antenna.

Keywords: monopulse radar; monopulse ratio; phased array antenna; radiation pattern; scanning pattern.

Введение

Радиолокационные системы (РЛС) решают задачи поиска, сопровождения и наведения на цели. Во всех случаях РЛС измеряют координаты целей. Погрешность измерений координат целей имеет случайную и систематическую составляющие. Если все требуемые для решения задачи координаты измеряет РЛС, то систематическая погрешность их измерений, как правило, несущественно отличается между целями, поэтому вычитается друг из друга и не влияет на результат. Такая ситуация реализуется, например, при командном наведении ракеты на движущуюся цель. Однако, если координаты какой-либо цели РЛС не измеряет, то систематическая погрешность измерений относительно координат других целей может оказывать существенное влияние на результат. Примером тому служит то же командное наведение ракеты, но на неподвижную цель по ее заданным координатам.

В процессе эксплуатации моноимпульсных РЛС с фазированными антенными решетками (ФАР) [1-3] было обнаружено явление возрастания систематической погрешности измерений координат целей, которое не подходит под описание известных источников погрешности [4-8]. Для его исследования был проведен эксперимент, схема которого приведена на рисунке 1.

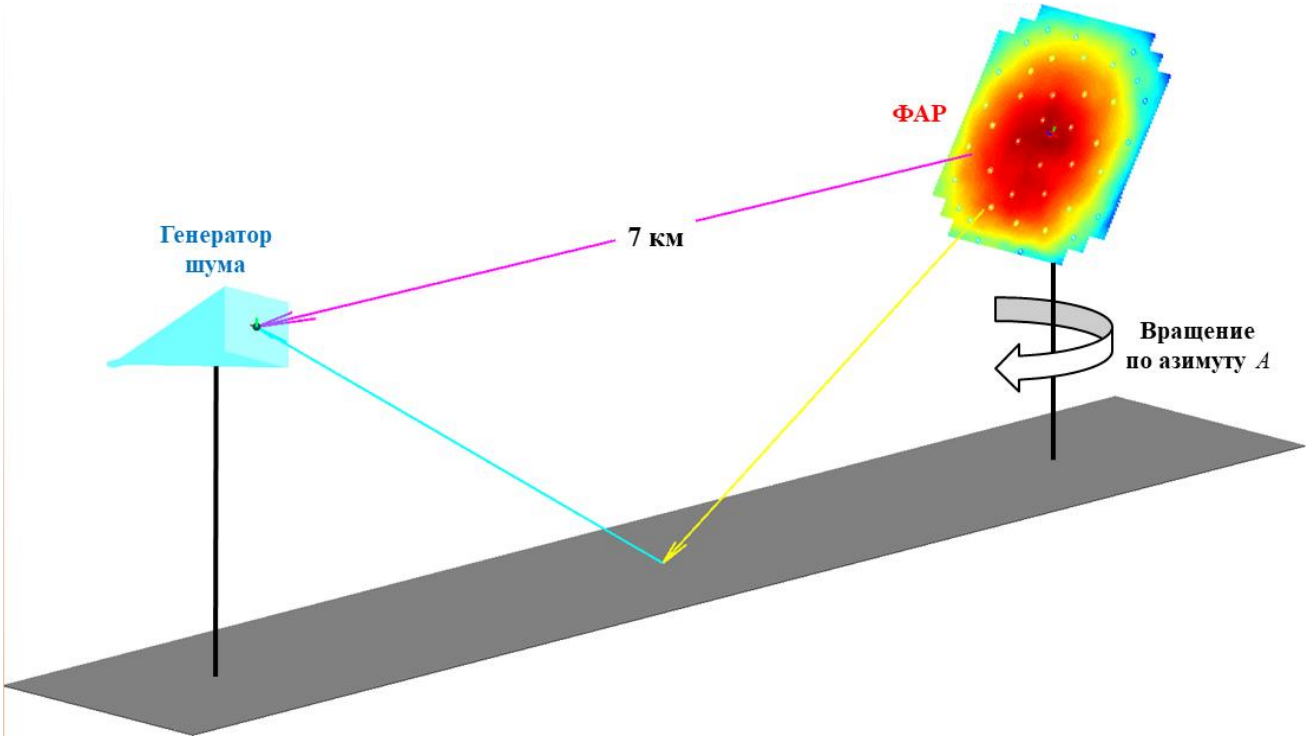


Рисунок 1 – Схема эксперимента по исследованию погрешности измерений координат

Многоэлементная ФАР из состава РЛС вращалась относительно вертикальной оси по углу азимута A. На расстоянии около 7 км от нее на мачте была установлена рупорная антенна с подключенным генератором шума. В процессе вращения ФАР, главный лепесток ее диаграммы направленности (ДН) направлялся на рупорную антенну с некоторым постоянным смещением, чтобы измерять постоянное ненулевое значение пеленгационной характеристики (ПХ).

Результаты эксперимента по схеме на рисунке 1 приведены на рисунке 2. На нем видно, что ПХ в разностном канале проекционной координаты u при повороте ФАР на угол A изменяется случайно в соответствие с известными источниками погрешности [4-8]. Применение фильтров, например, скользящего среднего, позволяет уменьшить случайную погрешность измерений ПХ, а, значит, и координат целей. Однако, вблизи значения азимута $A = 20°$ наблюдается существенное возрастание до 2 раз систематической погрешности измерений ПХ на отрезке порядка ширины главного лепестка ДН ФАР, которая к тому же изменяет свой знак на противоположный.

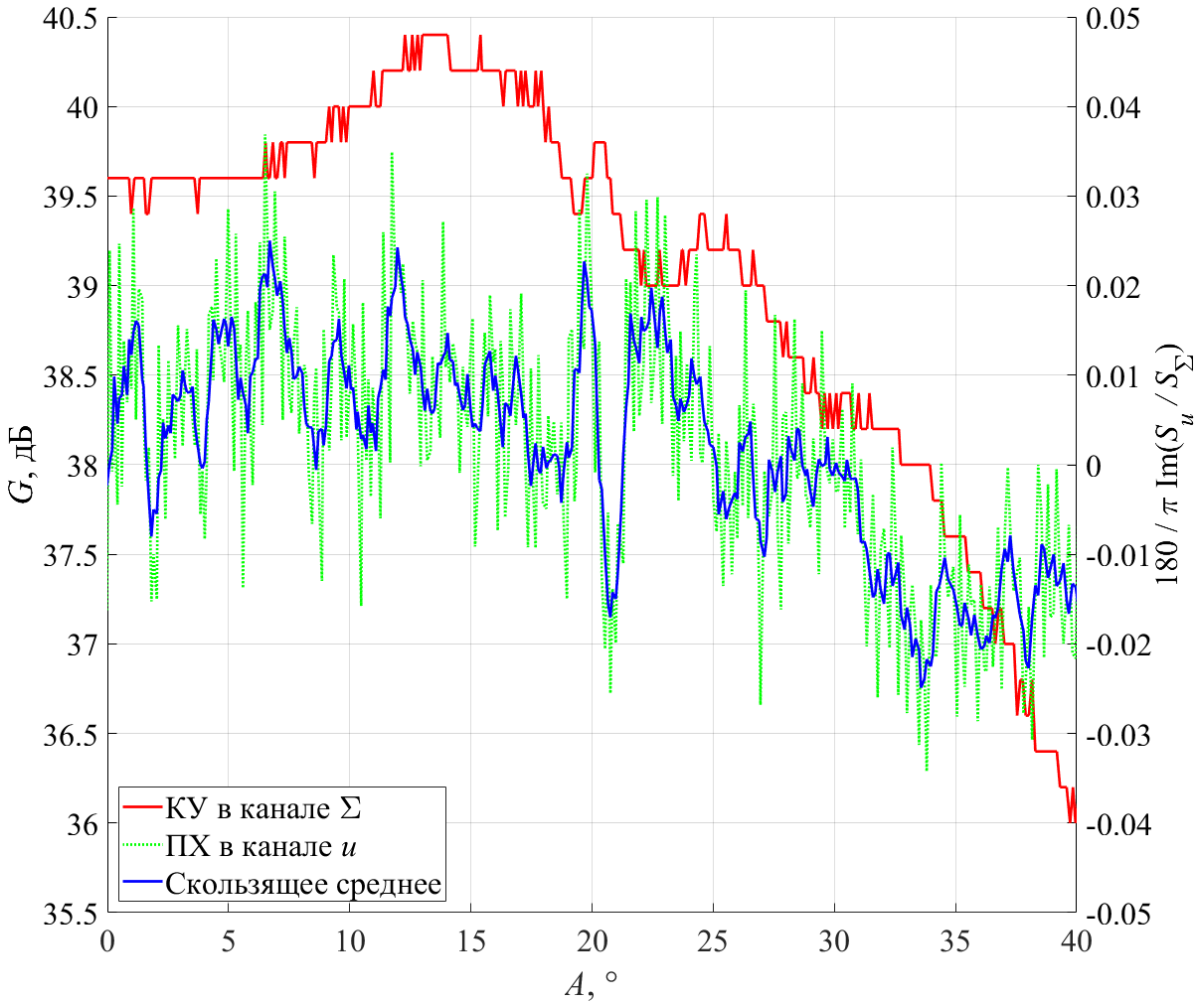


Рисунок 2 – Амплитуда сигнала в канале Σ и ПХ в канале u

Погрешность измерений РЛС пространственных координат целей прямо пропорциональна расстоянию до цели и погрешности измерений угловых координат или ПХ. Существенное возрастание систематической погрешности измерений ПХ, на первый взгляд, не должно влиять на решение задачи наведения на неподвижную цель по ее заданным координатам. Однако, на предельных дальностях работы РЛС систематическая погрешность измерений ПХ на рисунке 2 становится основным фактором, который приводит к промаху.

Цель работы – уменьшение систематической погрешности измерений угловых координат целей моноимпульсными РЛС с ФАР. Для ее достижения решается задача исследования явления резкого возрастания систематической погрешности измерений ПХ и поиска методов борьбы с ним. Сначала будут исследованы факторы, которые связаны с явлением резкого возрастания систематической погрешности измерений ПХ, и выдвинута гипотеза о механизме его возникновения. Далее эта гипотеза будет проверена с помощью специально проведенного эксперимента. В конце предложены методы борьбы с явлением резкого возрастания систематической погрешности измерений ПХ моноимпульсными РЛС вблизи углов ослеплений ФАР.

Углы ослепления ФАР

Точность измерений координат целей повышается с увеличением частоты электромагнитного излучения антенн РЛС. Данное обстоятельство подталкивает разрабатывать ФАР с максимально высокими частотами электромагнитного излучения, которые можно достичь с помощью имеющейся элементной базы [9]. Так ФАР на рисунке 1 работает в X диапазоне СВЧ электромагнитного излучения. При этом ее элементы располагаются на плоскости *Oxy* в узлах треугольной сетки с векторами трансляции $\mathbf{a} = \{0{,}758\lambda, 0\}$ и $\mathbf{b} = \{-0{,}379\lambda, 0{,}676\lambda\}$, где λ –длины волны.

Превышение расстояния между элементами ФАР значения $\lambda / 2$ приводит к появлению нескольких интерференционных максимумов в ее ДН. Все они эквивалентны, однако интерференционный максимум в желаемом направлении принято называть главным лепестком, а прочие – дифракционными лепестками.

Сдвиг элементов ФАР в прямоугольной сетке на половину расстояния между ними вдоль оси *Ox* или *Oy* позволяет для всех значений азимутального угла φ максимально расширить по полярному углу θ область однолучевого сканирования, т.е. область без дифракционных лепестков [10].

На рисунке 3 приведена сумма из 86 ДН ФАР, которые описывают траекторию главного лепестка в эксперименте на рисунке 1. Белыми линиями обозначены границы появления дифракционных лепестков. Траектории дифракционных лепестков хорошо видны и, после пересечения границы области однолучевого сканирования, повторяют часть траектории главного лепестка, только параллельно перенесены на некоторый вектор. На рисунке 2 область однолучевого сканирования располагается на отрезке значений *A* от 12° до 21°. Таким образом, явление резкого возрастания систематической погрешности измерений ПХ возникло при пересечении одной из границ области однолучевого сканирования.

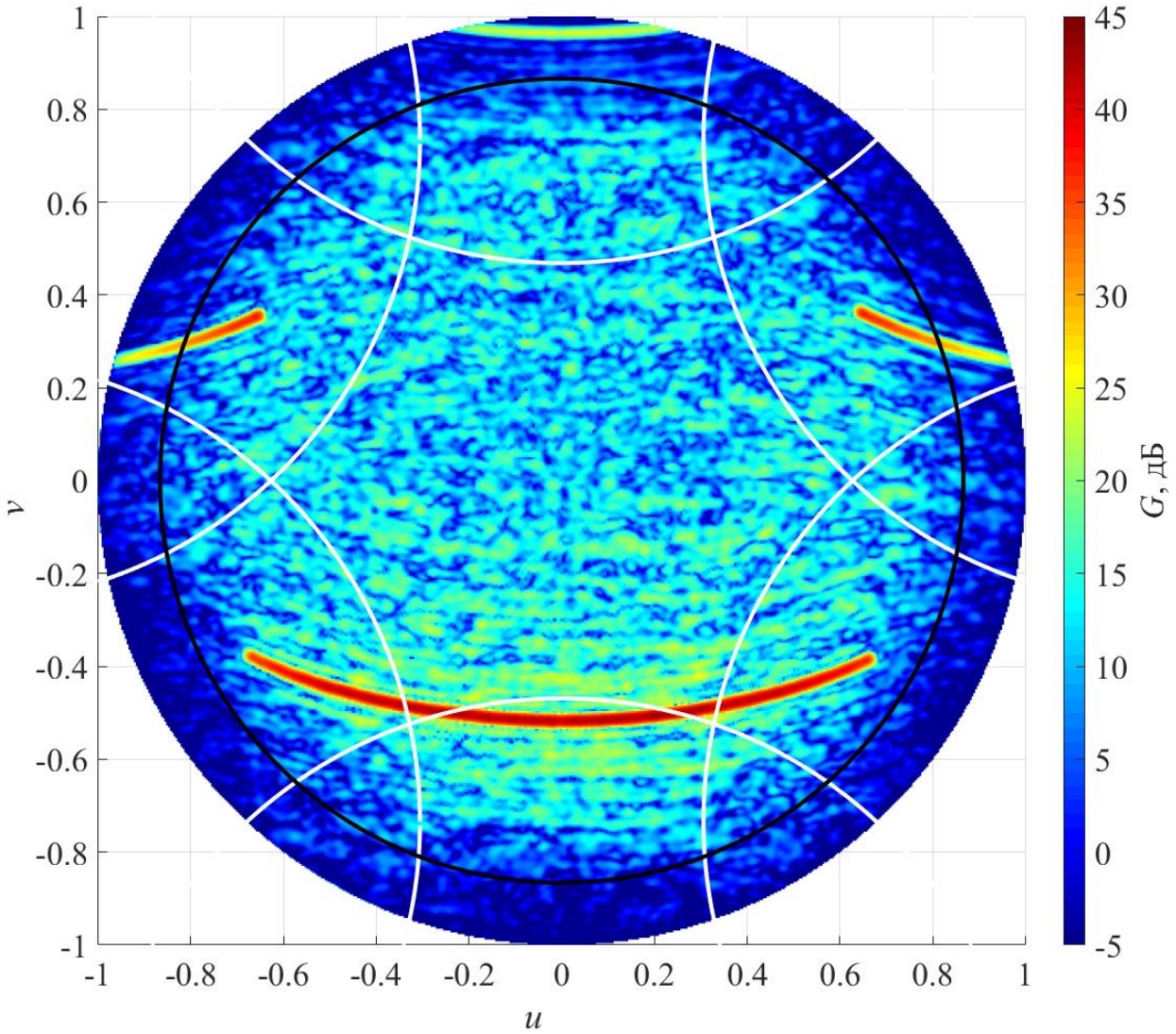


Рисунок 3 – Сумма 86 рассчитанных ДН ФАР

Границы области однолучевого сканирования в теории ФАР известны как углы ослепления [11]. Простейшая модель ДН **T** ФАР получается после применения теоремы о перемножении к ДН $\mathbf{T}_e$ ее элемента [10]:

$$\mathbf{T}(u,v,u_0,v_0)=\mathbf{T}_e(u,v)F(u,v,u_0,v_0), \quad (1)$$

$$F(u,v,u_0,v_0)=\sum_{p=1}^{P}\sum_{q=1}^{Q}\mathrm{E}_{p,q}e^{ik\left((u-u_0)(pa_x+qb_x)+(v-v_0)(pa_y+qb_y)\right)}, \quad (2)$$

где u_0 и v_0 – проекционные координаты направления главного лепестка;

p и q – целые числа трансляции элемента ФАР на векторы **a** и **b**;

P и Q – число элементов ФАР в направлениях **a** и **b**;

$\mathrm{E}_{p,q}$ – амплитуда возбуждения элемента с номерами p и q;

$k = \omega / c$ – волновое число, циклическая частота и скорость света, соответственно.

Формула (1) получена для гармонического электромагнитного поля с зависимостью от времени t как $e^{i\omega t}$ в предположении, что ДН $\mathbf{T}_{p,q}$ всех элементов ФАР совпадают и равны $\mathbf{T}_e$. Согласно классической теории ФАР, ДН $\mathbf{T}_e$ ее элемента соответствует возбуждению только одного элемента, когда к другим подключена согласованная нагрузка [10]. Таким образом, ДН $\mathbf{T}_e$ элемента формируется распределением токов на всей ФАР. В больших ФАР большая часть элементов находится в одинаковом ближайшем окружении, поэтому их ДН $\mathbf{T}_e$ отличаются несущественно, и формула (1) хорошо описывает экспериментальные результаты.

Формулу (1) можно интерпретировать как суперпозицию $P \times Q$ решений уравнений Максвелла с граничными условиями при поочередном возбуждении каждого элемента ФАР. По-отдельности, эти решения не зависят от амплитуд и фаз возбуждения всей ФАР. С этой точки зрения уровень диаграммы сканирования (ДС) ФАР $\mathbf{T}(u_0, v_0, u_0, v_0)$ должен совпадать с ДН $\mathbf{T}_e(u_0, v_0)$ ее элемента с точностью до некоторой константы, в которую обращается множитель ФАР $F(u_0, v_0, u_0, v_0)$ в направлении главного лепестка u_0 и v_0. Однако, при возбуждении всех элементов ФАР, условия согласования их электромагнитного излучения со свободным пространством изменяются [12].

Классическая теория ФАР основана на решении интегральных уравнений в ячейке Флоке [13]. В этом приближении ФАР считается бесконечно большой $P,Q \to \infty$, а ее множитель F равен дельта-функции Дирака δ:

$F(u,v,u_0,v_0) \to \delta(u-u_0,v-v_0)$.

Изменение условий согласования со свободным пространством электромагнитного излучения элемента бесконечно большой ФАР объясняется взаимными связями между ее элементами. При возбуждении одного элемента ФАР, в направлении генератора распространяется единственная электромагнитная волна, которая отразилась от выхода антенны. При возбуждении всей ФАР в том же направлении распространяются электромагнитные волны, которые излучили соседние элементы. Когда главный лепесток попадает на границу области однолучевого сканирования, в плоскости ФАР появляется дифракционный лепесток. В направлении дифракционного лепестка электромагнитные волны от окружающих элементов ФАР суммируются синфазно, существенно увеличивая распространяющуюся в направлении генератора электромагнитную волну. Это приводит к существенному возрастанию стоячей волны и, следовательно, уменьшению излученной мощности.

Ограничения известных методов расчета ДН ФАР

Несмотря на то, что ДН $\mathbf{T}_e$ элемента бесконечно большой ФАР получается с помощью строгих методов вычислительной электродинамики, она подставляется в асимптотическую формулу (1). Наиболее строгий метод расчета ДН $\mathbf{T}$ ФАР подразумевает получение ДН $\mathbf{T}_{p,q}$ каждого ее элемента с помощью строгих методов вычислительной электродинамики [14] с последующим вычислением матрицы взаимных связей с помощью теории цепей [15]. Он подходит для небольших ФАР, однако для ФАР из тысяч элементов в настоящее время реализуем только на суперкомпьютерах [16]. Для больших ФАР можно использовать асимптотическую формулу (1), а ДН $\mathbf{T}_{p,q}$ каждого ее элемента заменить на ДН $\mathbf{T}_e$ элемента в бесконечной большой ФАР или усредненную ДН $\mathbf{T}_a$, которая равна отношению ДН $\mathbf{T}$ ФАР и ее множителя F [14].

В отличие от остальных, усредненная ДН $\mathbf{T}_a$ элемента зависит от множителя ФАР F, а, значит, и возбуждающих ее амплитуд и фаз [17]:

$$\mathbf{T}_a(u,v,u_0,v_0) = \mathbf{T}(u,v,u_0,v_0)/F(u,v,u_0,v_0).$$

В предельном переходе к бесконечно большой ФАР, усредненная ДН $\mathbf{T}_a$ ее элемента будет стремиться к ДН $\mathbf{T}_f$ ячейки Флоке: $\mathbf{T}_a \to \mathbf{T}_f$, которая совпадает с ДН $\mathbf{T}_e$ элемента ФАР только в направлении главного лепестка u_0 и v_0. Таким образом, для бесконечно большой ФАР применение теоремы о перемножении к двум отличающимся ДН $\mathbf{T}_e$ и $\mathbf{T}_f$ приводит к одному и тому же результату. В первом случае ДН $\mathbf{T}_e$ формируется распределением токов на всей ФАР, во втором – ДН $\mathbf{T}_f$ формируется распределением токов только в объеме ячейки Флоке.

Вычисление матрицы взаимных связей требует обращения матрицы взаимных импедансов [15]. Для ФАР из тысяч элементов эта операция требует значительных вычислительных ресурсов, а ее результат несущественно отличается от модели бесконечно большой ФАР. По этой причине ДС больших ФАР рассчитываются в приближении бесконечно большой ФАР.

Применение строго решения для бесконечно больших ФАР к ФАР конечных размеров, как и любой асимптотический метод, имеет ряд ограничений. Вычисление разложения по конечному числу мод Флоке позволило описать ДН элементов на краях ФАР, а также уменьшение эффекта ослепления в небольших ФАР [18]. Однако, даже такой подход не учитывает влияние возбуждающих ФАР амплитуд и фаз на амплитуду стоячей волны, что особенно важно в случае ДН разностного канала. Более того, в приближении бесконечно большой ФАР ДН разностного канала не существует в принципе.

Классическая теория для больших ФАР опирается на строгое решение уравнений Максвелла в бесконечно большой ФАР, упрощая его до асимптотической формулы (1). При этом возможны два различных подхода: подстановка ДН $\mathbf{T}_e$ элемента ФАР или ДН $\mathbf{T}_f$ ячейки Флоке. В обоих случаях взаимные связи считаются такими же как в бесконечно большой ФАР. В отсутствие единственного асимптотического решения, а также строгого решения, к которому бы сходилась ДН разностного канала бесконечно большой

ФАР, актуальна разработка асимптотического метода расчета ДН многоэлементных ФАР, который учитывает зависимость амплитуды стоячей волны от возбуждающих амплитуд и фаз.

Непропорциональное изменение усиления в суммарном и разностном каналах

В строгих методах вычислительной электродинамики решение уравнений Максвелла дает всю информацию о моделируемой системе. Поскольку закон сохранения энергии является линейной комбинацией уравнений Максвелла, его проверка может служить лишь для оценки точности полученного строгого решения. В асимптотических методах, напротив, энергия может не сохраняться. Применение закона сохранения энергии к асимптотическим решениям позволяет их уточнить.

В рамках классической теории больших ФАР, закон сохранения энергии выполняется только для равно амплитудного возбуждения в асимптотической формуле (1), потому что в нее подставляется строгое решение для ДН $\mathbf{T}_e$ элемента ФАР, а взаимными связями можно пренебречь. При этом, нормированная ДН $\mathbf{T}_e$ элемента ФАР не зависит, а излученная мощность, напротив, зависит от направления главного лепестка u_0 и v_0. Если ДН $\mathbf{T}_e$ элемента ФАР получена не строгими методами, а возбуждающие амплитуды не равны, то асимптотическую формулу (1) следует дополнить законом сохранения энергии.

Рассмотрим простейшую модель электромагнитного излучения ФАР на основе асимптотической формулы (1) и закона сохранения энергии. Пусть в отсутствии идеально проводящего экрана ДН одного элемента является единичным вектором $\mathbf{I}$. На расстоянии $\lambda / 4$ над идеально проводящим экраном суперпозиция точечного источника изотропного электромагнитного излучения и его зеркального отражения описывается приближенно следующей ДН $\mathbf{T}_0$ элемента ФАР:

$$\mathbf{T}_0 = \mathbf{I}\sqrt{1-u^2-v^2} = \mathbf{I}\cos\theta. \qquad (3)$$

Рассмотрим теперь электромагнитное излучение двух подрешеток на рисунке 4, которые составлены из элементов с ДН (3). Множители обеих

подрешеток равны F_0, а фазовые центры равноудалены от начала системы координат Oxy на расстояние d и лежат с ним на одной прямой. Если обе подрешетки возбуждаются синфазно, то по теореме о перемножении получаем ДН $\mathbf{T}_\Sigma$ суммарного канала ФАР:

$$\mathbf{T}_\Sigma = \mathbf{I}\cos\theta F_0\left(e^{ikud} + e^{-ikud}\right). \quad (4)$$

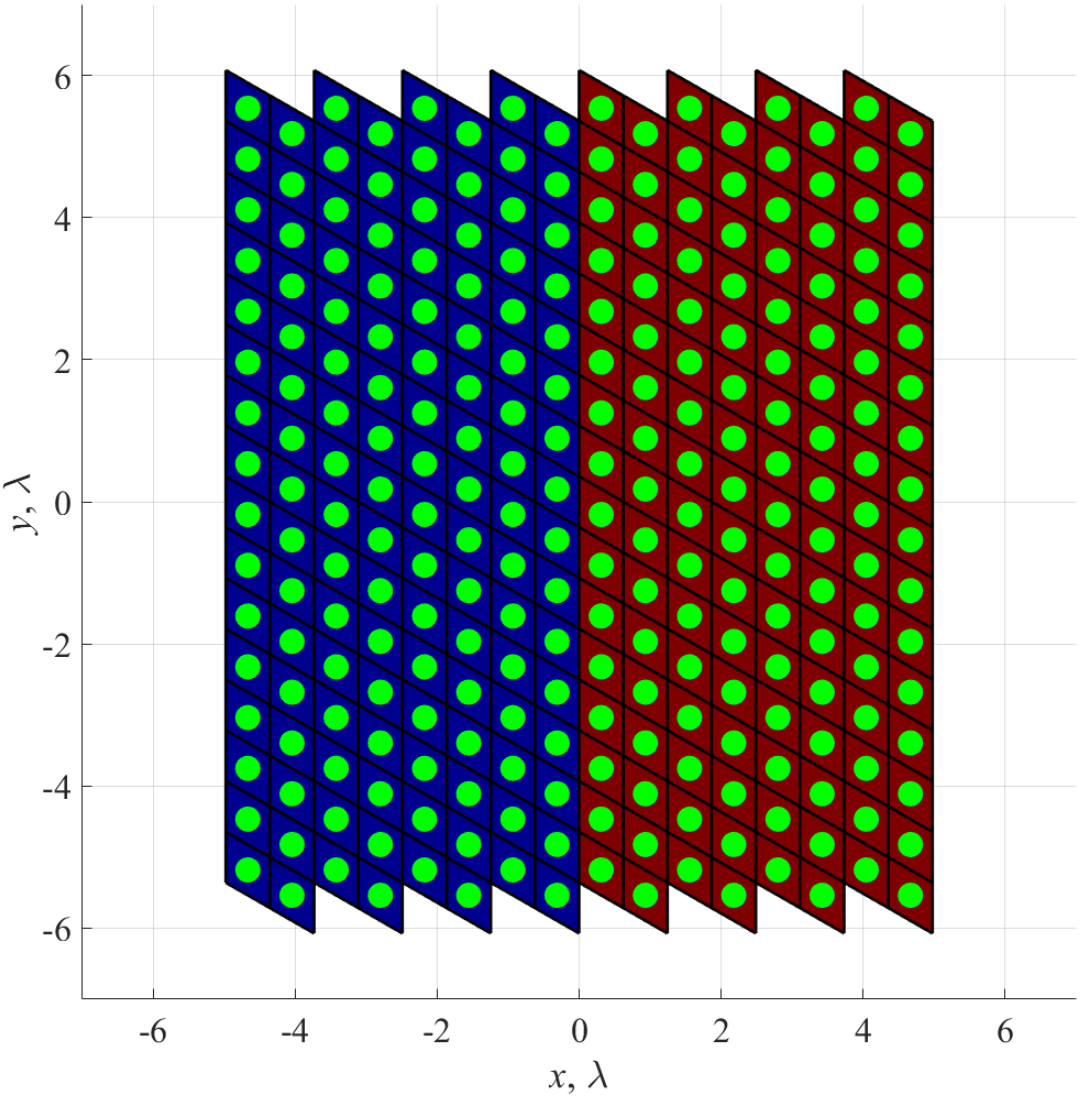


Рисунок 4 – Геометрическая модель подрешетки ФАР

Применим к формуле (4) закон сохранения энергии, вычислив коэффициент направленного действия (КНД) с помощью оператора $\hat{D}$. Будем считать, что излученная мощность делится между N_Σ главными интерференционными максимумами, которые расширяются обратно пропорционально $\cos\theta_n$ [19]:

$$\hat{D}\mathbf{T}_\Sigma = \mathbf{I}\cos\theta F_0\left(e^{ikud} + e^{-ikud}\right)\Big/\sqrt{\sum_{n=1}^{N_\Sigma}\frac{F_0^2\cos^2\theta_n}{\cos\theta_n}} = \mathbf{I}\cos\theta\frac{e^{ikud} + e^{-ikud}}{\sqrt{\sum_{n=1}^{N_\Sigma}\cos\theta_n}}. \quad (5)$$

Рассмотрим теперь возбуждение подрешеток в противофазе, что по теореме о перемножении дает ДН $\mathbf{T}_u$ разностного канала ФАР:

$$\mathbf{T}_u = \mathbf{I}\cos\theta F_0\left(e^{ikud} - e^{-ikud}\right). \tag{6}$$

Применим к формуле (4) оператор КНД $\hat{D}$ по аналогии с формулой (5):

$$\hat{D}\mathbf{T}_u = \mathbf{I}\cos\theta F_0\left(e^{ikud} - e^{-ikud}\right)\Big/\sqrt{\sum_{n=1}^{N_u}\frac{2F_0^2\cos^2\theta_n}{\cos\theta_n}} = \mathbf{I}\cos\theta\frac{e^{ikud} - e^{-ikud}}{\sqrt{0{,}5\sum_{n=1}^{N_u}\cos\theta_n}}. \tag{7}$$

Дополнительный множитель 0,5 в формуле (7) появился потому, что число N_u главных интерференционных максимумов в ДН $\mathbf{T}_u$ разностного канала в 2 раза больше в сравнении с ДН $\mathbf{T}_\Sigma$ суммарного канала.

В моноимпульсной РЛС ПХ S вычисляется как мнимая часть отношения сигналов в разностном и суммарном каналах:

$$S(u) = \operatorname{Im}\frac{\mathbf{I}^*\cdot\hat{D}\mathbf{T}_u}{\mathbf{I}^*\cdot\hat{D}\mathbf{T}_\Sigma} = \sqrt{2\frac{\sum_{n=1}^{N_\Sigma}\cos\theta_n}{\sum_{n=1}^{N_u}\cos\theta_n}}kdu + \mathrm{o}(kdu), \quad kdu \to 0. \tag{8}$$

Согласно формуле (8), крутизна ПХ является постоянной, если сохраняется соотношение между количеством главных интерференционных максимумов ДН суммарного N_Σ и разностного N_u каналов. Такая ситуация реализуется в большей части углов сканирования ФАР за исключением углов ее ослепления.

Для наглядности рассуждений рассмотрим ДН элемента ФАР, которая вместо $\cos\theta$ в формуле (3) пропорциональна $\sqrt{\cos\theta}$. В этом случае крутизна ПХ будет описываться следующей простой формулой:

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}u} = \sqrt{2\frac{N_\Sigma}{N_u}}kd. \tag{9}$$

Внутри области однолучевого сканирования по формуле (9) крутизна ПХ равна следующему значению:

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}u} = \sqrt{2\frac{1}{2}}kd = kd.$$

При выходе за границы области однолучевого сканирования первым появляется один из двух интерференционных максимумов ДН разностного канала, вследствие чего крутизна ПХ уменьшается в $\sqrt{3/2}$ раза:

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}u} = \sqrt{2\frac{1}{3}}kd = \sqrt{\frac{2}{3}}kd\,.$$

Затем, появляется дифракционный лепесток ДН суммарного канала, вследствие чего крутизна ПХ увеличивается в $\sqrt{4/3}$ раза:

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}u} = \sqrt{2\frac{2}{3}}kd = \sqrt{\frac{4}{3}}kd\,.$$

Наконец, после появления второго интерференционного максимума ДН разностного канала крутизна ПХ возвращается к прежнему значению:

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}u} = \sqrt{2\frac{2}{4}}kd = kd\,.$$

В реальности крутизна ПХ изменяется значительно меньше 22 %. Согласно формуле (8), относительное изменение крутизны ПХ составляет порядка $\sqrt{\sin\Delta\theta/\cos\theta}$, где $\Delta\theta$ – ширина главного лепестка. Для ФАР на рисунке 1 относительное изменение крутизны ПХ вблизи углов ослепления оценивается не более 10 %. На рисунке 2 экспериментально измеренная ПХ также качественно согласуется с приведенными оценками. Однако, метод расчета ДН ФАР по асимптотической формуле (1) с последующим применением закона сохранения энергии, а также существенное различие в числе интерференционных максимумов ДН суммарного и разностного каналов вблизи углов ослепления ФАР требуют дополнительной экспериментальной проверки.

Измерение ДН ФАР вблизи углов ослепления

Расчет ДН ФАР по асимптотической формуле (1) с последующим расчетом КНД позволил объяснить явление возрастания систематической погрешности измерений угловых координат моноимпульсной РЛС вблизи углов ослепления ФАР. Хотя расчет КНД и используется для оценки потерь излученной мощности [20], он не применяется для расчета ДС ФАР [4]. Таким образом, связь КНД с ДС ФАР требует проверки в эксперименте.

Измерение ДН ФАР на рисунке 1 является чрезвычайно сложной задачей в виду ее больших размеров и массы. По этой причине экспериментальные исследования были проведены для имеющейся в доступности подрешетки

из 256 элементов другой ФАР (рисунок 4) с векторами трансляции $\mathbf{a} = \{0{,}622\lambda, -0{,}357\lambda\}$ и $\mathbf{b} = \{0, 0{,}714\lambda\}$. Подрешетка ФАР была размещена на опорно-поворотном устройстве, которое обеспечивает вращение по полярному θ и азимутальному углу φ связанной с ней сферической системы координат. На расстоянии 420λ в безэховой экранированной камере на мачте располагалась коническая рупорная антенна, которая передавала сигнал на подрешетку ФАР. Уровень переданного сигнала измерялся с помощью векторного анализатора цепей.

Программное обеспечение описанного антенного измерительного комплекса дальней зоны позволяет управлять не только опорно-поворотным устройством и векторным анализатором цепей, но и возбуждающими фазами элементов подрешетки ФАР. Благодаря этому была измерена ДС подрешетки ФАР в сечении $\varphi_0 = 0°$ и интервале $-60° < \theta_0 < 60°$, а также по 8 ДН суммарного и разностного каналов при $\theta_0 = 0°, -35°, -40°, -45°, -50°, -55°, -60°$ и интервале $-110° < \theta < 110°$.

На рисунке 5 приведено измеренное сечение ДС суммарного канала подрешетки ФАР. На нем при углах ослепления $\theta_0 = \pm 40°$ отчетливо видны небольшие провалы в отличие от ДС большой ФАР на рисунке 2.

Также на рисунке 5 приведены 8 сечений ДН суммарного канала, уровни которых относительно ДН при $\theta_0 = 0°$ рассчитаны по КНД. Хотя расчет КНД проводился приближенно только по единственному измеренному сечению ДН, получившиеся уровни главных лепестков отличаются от уровней ДС не больше чем на 0,5 дБ. Таким образом, даже приближенная оценка ДС подрешетки ФАР по ее КНД хорошо согласуется с прямыми измерениями, что подтверждает возможность расчета ДС ФАР с помощью асимптотической формулы (1) и последующего расчета КНД.

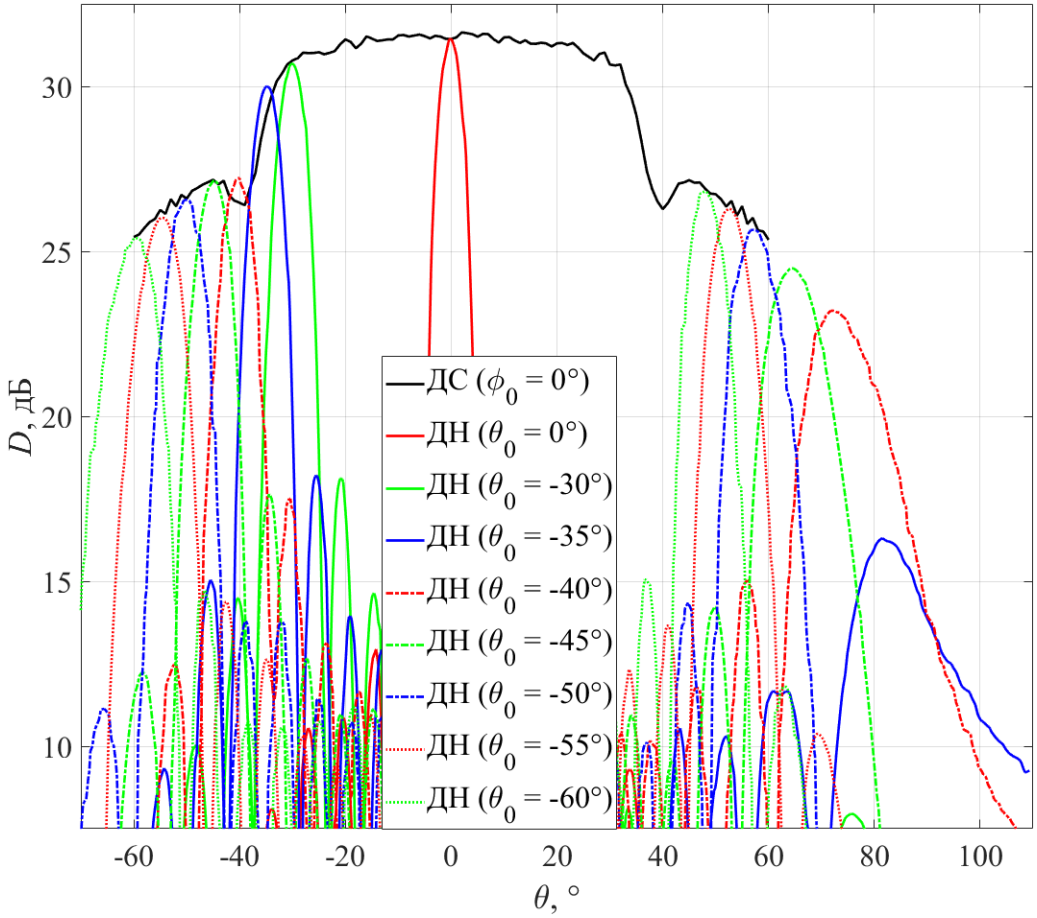


Рисунок 5 – ДН и ДС подрешетки ФАР в канале Σ ($\varphi_0 = 0°$)

На рисунке 5 хорошо прослеживается появление дифракционного лепестка в области $\theta > 0°$. При этом, для направлений главного лепестка $\theta_0 = -35°$ и $\theta_0 = -40°$ относительный уровень ДН в плоскости подрешетки ФАР $\theta = 90°$ составляет −17 и −14 дБ, соответственно, что соизмеримо с уровнем первого бокового лепестка. Однако, в отличие от него ширина дифракционного лепестка в направлении, близком к $\theta = 90°$, в разы больше. Благодаря этому в нем сосредотачивается часть излученной мощности, которой достаточно для появления небольшого провала в ДС подрешетки ФАР в направлении угла ослепления $\theta_0 = -40°$.

Проанализируем теперь появление главных интерференционных максимумов ДН суммарного и разностного каналов. На рисунке 6 приведены сечения при $\varphi = 0°$ соответствующих ДН для направления главного лепестка $\theta_0 = -35°$. На нем виден только один из двух интерференционных максимумов ДН разностного канала. Дифракционный лепесток ДН суммарного канала также наблюдается, только его уровень на 4,5 дБ ниже. Таким образом, на рисунке 6 наблюдается ситуация, когда в ДН разностного канала уже появился

первый интерференционный максимум, а дифракционный лепесток ДН суммарного канала еще полностью не вышел из области мнимых углов.

На рисунке 7 приведены сечения при $\varphi = 0°$ ДН суммарного и разностного каналов для направления главного лепестка $\theta_0 = -40°$, т.е. угла ослепления подрешетки ФАР. На нем также виден только один интерференционный максимум ДН разностного канала. При этом, дифракционный лепесток ДН суммарного канала, как и положено, несколько выше, что свидетельствует о его полном пересечении границы области мнимых углов. Второй интерференционный максимум ДН разностного канала на рисунке 7 ниже первого на 12,5 дБ.

По количеству и уровню главных интерференционных максимумов в ДН суммарного и разностного каналов можно ожидать, что в направлении главного лепестка $\theta_0 = -35°$ на рисунке 6 крутизна ПХ ниже значения при $\theta_0 = 0°$, а в направлении $\theta_0 = -40°$ на рисунке 7, наоборот, выше. Количественно это проверить можно, рассчитав ПХ по имеющимся ДН суммарного и разностного каналов.

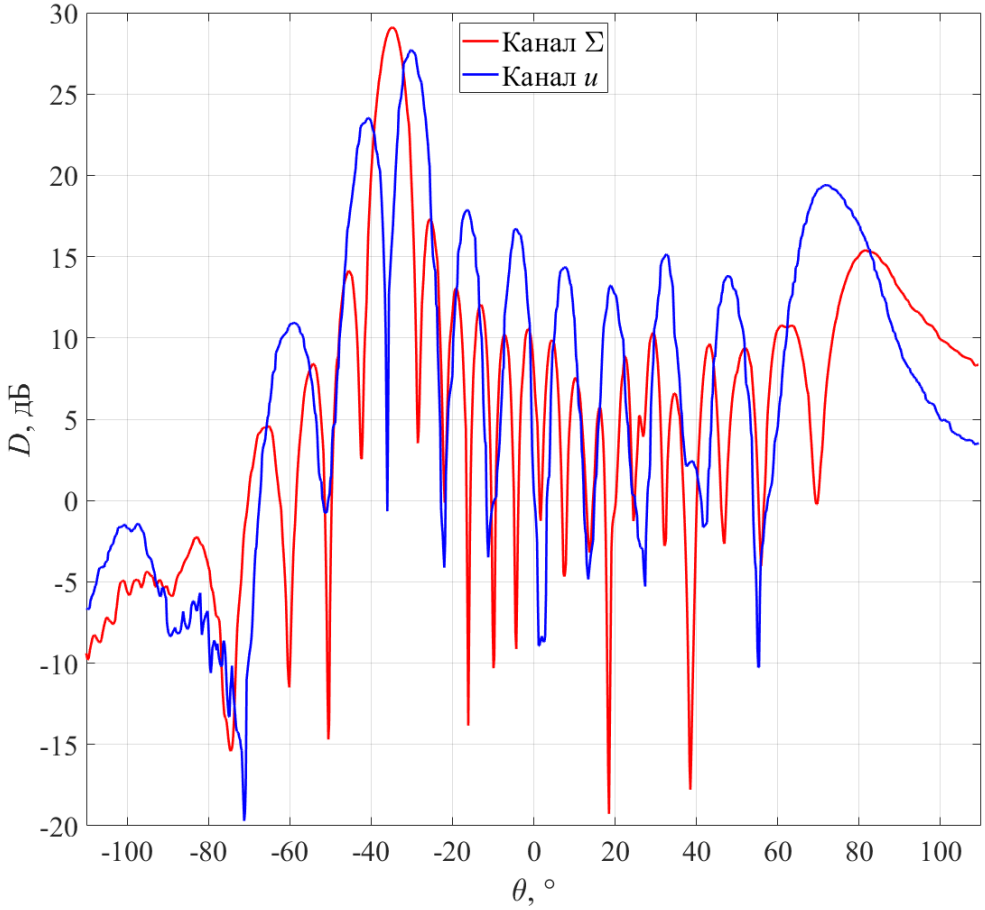


Рисунок 6 – Сечение ДН подрешетки ФАР в каналах Σ и *и* ($\theta_0 = -35°$ и $\varphi_0 = 0°$)

В рассчитанной таким образом ПХ будет не определено положение ее нуля, а также возможный систематический сдвиг на постоянное значение, которые обычно устраняются в процессе настройки ФАР. По этой причине ПХ S в каждом из 8 направлений u_0 главного лепестка ДН аппроксимировалась на отрезке $|u - u_0| < 0{,}07$ следующей функцией:

$$S(u-u_0) = a\,\mathrm{tg}\big(b(u-u_0)+c\big)+d\,. \qquad (10)$$

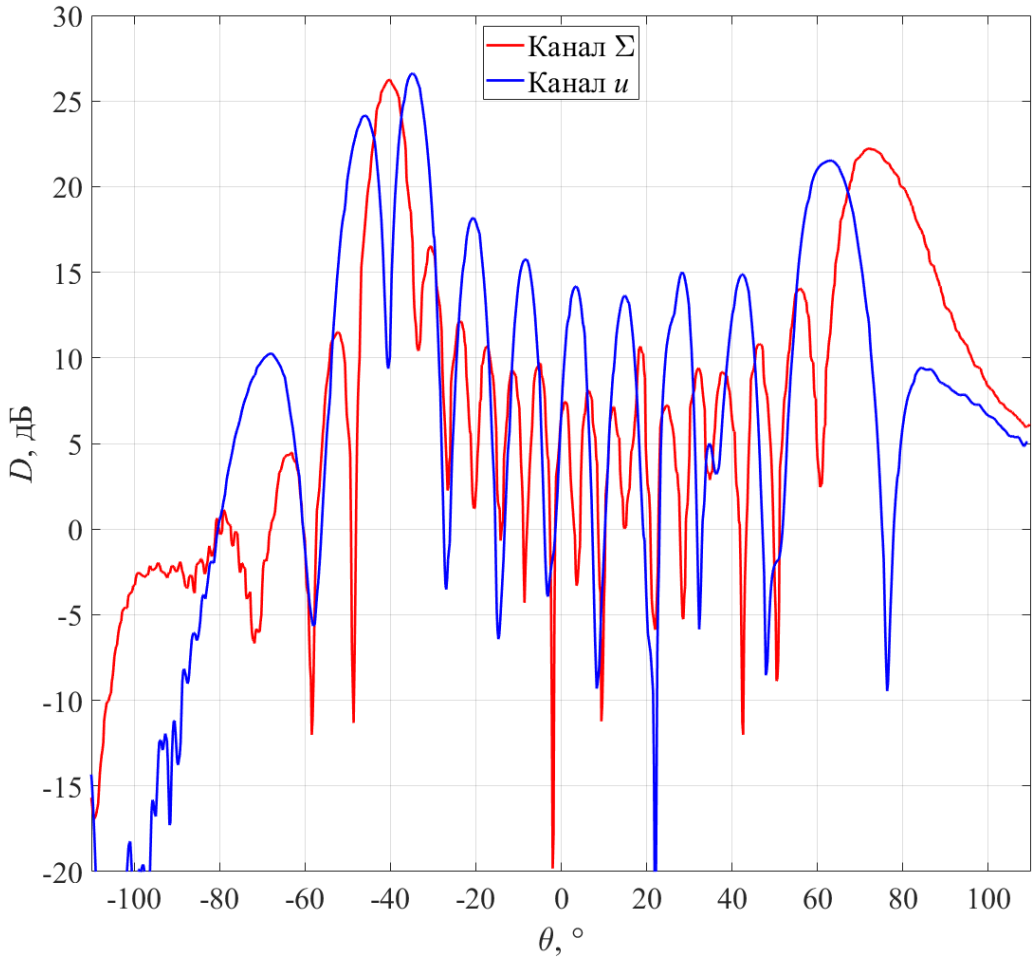


Рисунок 7 – Сечение ДН подрешетки ФАР в каналах Σ и u ($\theta_0 = -40°$ и $\varphi_0 = 0°$)

После определения параметров аппроксимации на указанном отрезке, крутизна линейного участка ПХ вычислялась по следующей формуле:

$$\left.\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}u}\right|_{u=u_0} = ab\,. \qquad (11)$$

Значения крутизны ПХ, рассчитанные по формулам (10) и (11), приведены на рисунке 8. В полном соответствии с предложенным объяснением явления возрастания систематической погрешности измерений координат моноимпульсными РЛС с ФАР, а также измеренными ДН суммарного и разностного каналов на рисунках 6 и 7, крутизна ПХ в точке $\theta_0 = -35°$ перед углом

ослепления сначала уменьшилась на 20 %, а затем в нем увеличилась на 15 % относительно значения в точке $\theta_0 = 0°$.

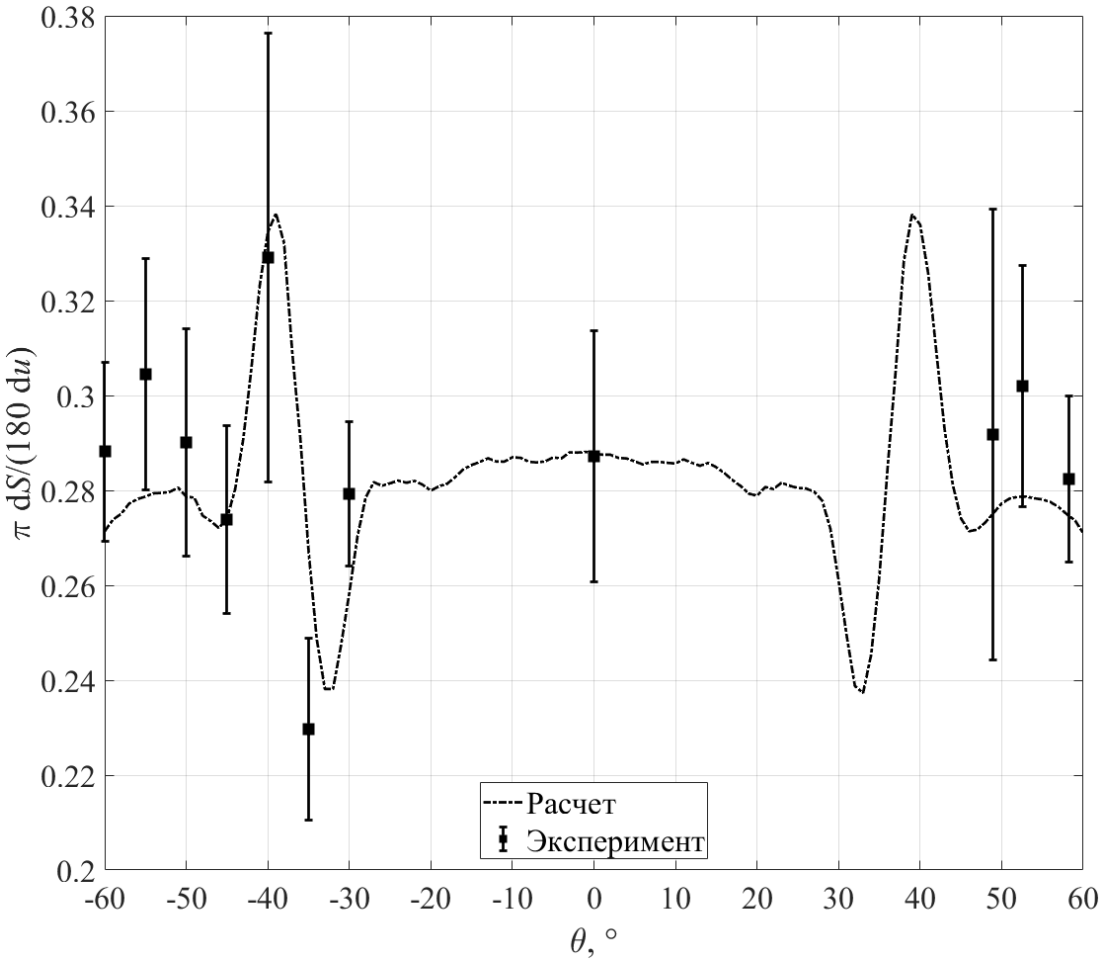


Рисунок 8 – Крутизна ПХ подрешетки ФАР в канале *u* ($\varphi_0 = 0°$)

На том же рисунке 8 приведены результаты расчета крутизны ПХ с использованием асимптотической формулы (1), ДН ячейки Флоке для направления главного лепестка $\theta_0 = 0°$ и $\varphi_0 = 0°$, а также последующего расчета КНД. Экспериментальные точки хорошо ложатся на расчетную кривую. Максимальное расчетное изменение крутизны ПХ вблизи угла ослепления подрешетки ФАР при $\theta_0 = -33°$ и $\theta_0 = -39°$ составляет 19 % и 16 %, соответственно, и отличается от значений в эксперименте не больше чем на 2 %.

Главный и дифракционные лепестки ДН ФАР отличаются лишь выбором интересующего направления. По этой причине на рисунке 8 помимо 8 точек, которые соответствуют направлениям главных лепестков, приведены еще 3 точки, которые соответствуют выбору дифракционных лепестков на отрезке $45° < \theta_0 < 60°$ рисунка 5 в качестве главных. Значения крутизны ПХ в этих точках хорошо согласуются с зеркально отраженными значениями на

отрезке $-60° < \theta_0 < -45°$. На краях обоих отрезков крутизна ПХ меньше, чем в центре по результатам измерений и моделирования. Это обстоятельство является еще одним подтверждением адекватности модели электромагнитного излучения ФАР на основе асимптотической формулы (1) и последующего расчета КНД.

Методы борьбы с систематической погрешностью измерений координат цели

Явление возрастания систематической погрешности измерений угловых координат цели моноимпульсной РЛС с ФАР в начале проведенных исследований наблюдалось по зависимости ПХ на рисунке 2 от угла поворота ФАР. Далее было установлено, что оно появляется исключительно вблизи углов ослепления ФАР. Предложенный метод расчета ДС ФАР с помощью асимптотической формулы (1) и последующего расчета КНД позволил объяснить отличия в ДС суммарного и разностного канала. Эти отличия вблизи углов ослепления ФАР приводят к изменению крутизны линейного участка ПХ, которая в моноимпульсной радиолокации считается постоянной. Таким образом, причиной возрастания систематической погрешности измерений угловых координат моноимпульсной РЛС вблизи углов ослепления ФАР является не систематическая погрешность измерений ПХ, а изменение ее крутизны.

Крутизна ПХ считается постоянной входной величиной в модели измерений координат целей моноимпульсной РЛС. Измерение крутизны ПХ для всех возможных направлений внутри сектора сканирования моноимпульсной РЛС с ФАР чрезвычайно затруднено. Намного проще избегать работы моноимпульсной РЛС по целям вблизи углов ослепления ФАР, если требуется обеспечение наивысшей точности измерений угловых координат. Для этого достаточно сделать следующее:

1. Повернуть плоскость ФАР, чтобы в ее системе координат цель оказалась дальше от углов ослепления. Для ФАР на рисунке 1, например, достаточно поворота на угол 10°.

2. Сменить частоту электромагнитного излучения ФАР, чтобы углы ее ослепления оказались дальше от углов цели. Для ФАР на рисунке 1, например, достаточно изменения частоты на 10 %. У антенн СВЧ диапазона, однако, далеко не всегда рабочая полоса частот позволяет это сделать.

Если избежать работы моноимпульсной РЛС по целям вблизи углов ослепления ФАР невозможно, то повысить точность измерений угловых координат можно следующими способами:

1.Направлять главный лепесток ФАР прямо на цель. Согласно модели измерений (8), угловые координаты цели являются суммой углов главного лепестка и отношения ПХ к ее крутизне. Чем меньше ПХ, тем меньше вклад соответствующего слагаемого и, соответственно, погрешность измерений угловых координат цели.

2. Вместо измерения, крутизну ПХ вблизи углов ослепления ФАР можно рассчитать. Согласие между результатами измерений и моделирования зависимости крутизны ПХ от направления главного лепестка ФАР на рисунке 8 свидетельствует о такой возможности.

Технические ограничения, которые имеются в реальных моноимпульсных РЛС с ФАР, зачастую не позволяют эффективно применять ни один из предложенных методов. По этой причине для борьбы с явлением возрастания систематической погрешности измерений угловых координат цели моноимпульсной РЛС вблизи углов ослепления ФАР их необходимо комбинировать.

Заключение

Явление возрастания систематической погрешности измерений координат цели моноимпульсными РЛС вблизи углов ослепления ФАР объясняется отличиями в ДС суммарного и разностного каналов. Эти отличия невозможно оценить в рамках строгого решения уравнений Максвелла в ячейке Флоке, поскольку не существует ДН разностного канала бесконечной ФАР. Был предложен метод расчета ДС ФАР с помощью теоремы о перемножении и последующего расчета КНД. Полученные с помощью этого метода результаты

отличаются от экспериментальных не больше чем на 0,5 дБ и объясняют появление углов ослепления в ФАР оттоком части излученной мощности в широкие дифракционные лепестки в направлении, близком к плоскости ФАР. В ДН суммарного и разностного каналов интерференционные максимумы переходят границу области мнимых углов не одновременно, отчего крутизна линейного участка ПХ изменяется до 22 % в зависимости от ширины главного лепестка множителя ФАР и ДН ее элемента.

Изменение крутизны ПХ вблизи углов ослепления ФАР приводит к появлению систематической погрешности измерений угловых координат цели. Для ее уменьшения было предложено поворачивать плоскость ФАР, изменять частоту электромагнитного излучения, направлять главный лепесток ДН прямо на цель или рассчитывать изменение крутизны ПХ предложенным методом расчета ДС ФАР с помощью теоремы о перемножении и последующего расчета КНД.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interest

The authors declare no conflict of interest.

Список источников

1. Сучков А. В. Моноимпульсная волноводно-щелевая антенная решетка с частотным сканированием // Труды МАИ электрон. журн. 2016. №. 86. URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=66408

2. Шмачилин П. А., Шумилов Т. Ю. Матричная диаграммообразующая схема цифровой антенной решётки // Труды МАИ электрон. журн. 2019. №. 109. URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=111382 DOI 10.34759/trd-2019-109-12

3. Орешкин В. И., Мелёшин Ю. М., Цветков В. К. Повышение точности пеленга сигнала в цифровой антенной решётке // Труды МАИ электрон. журн. 2021. №. 120. URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=161424 DOI 10.34759/trd-2021-120-10

4. Sherman S. M., Barton D. K. Monopulse principles and techniques. Artech House, 2011.

5. Nickel U. Overview of generalized monopulse estimation // IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine. 2006. Vol. 21. no. 6. P. 27-56. DOI 10.1109/MAES.2006.1662039

6. Dunn J. H., Howard D. D. The effects of automatic gain control performance on the tracking accuracy of monopulse radar systems // Proceedings of the IRE. 1959. Vol. 47. no. 3. P. 430-435. DOI 10.1109/JRPROC.1959.287179

7. Barton D. K. Low-angle radar tracking // Proceedings of the IEEE. 1974. Vol. 62. no. 6. P. 687-704. DOI 10.1109/PROC.1974.9509

8. Seifer A. D. Monopulse-radar angle tracking in noise or noise jamming // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems. 2002. Vol. 28. no. 3. P. 622-638. DOI 10.1109/7.256285

9. Мелёшин Ю. М. Исследование и разработка антенны X-диапазона частот для формирования волн с ненулевым орбитальным угловым моментом // Труды МАИ электрон. журн. 2024. №. 135. URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=179687

10. Hansen R. C. Phased Array Antennas. 2009.

11. Ястребцова О. И. Условия отсутствия «ослепления» у микрополосковых антенных решеток // Труды МАИ электрон. журн. 2017. №. 97. URL: https://trudymai.ru/published.php?ID=87318

12. Hannan P. The element-gain paradox for a phased-array antenna // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1964. Vol. 12. no. 4. P. 423-433. DOI: 10.1109/TAP.1964.1138237

13. Galindo V., Wu C. Integral equations and variational expressions for arbitrary scanning of regular infinite arrays // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1966. Vol. 14. no. 3. P. 392-394. DOI: 10.1109/TAP.1966.1138686

14. Kelley D. F., Stutzman W. L. Array antenna pattern modeling methods that include mutual coupling effects // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1993. Vol. 41. no. 12. P. 1625-1632. DOI: 10.1109/8.273305

15. Warnick K. F., Davidson D. B., Buck D. Embedded element pattern loading condition transformations for phased array modeling // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020. Vol. 69. no. 3. P. 1769-1774. DOI: 10.1109/TAP.2020.3027593

16. Marinović T. et al. Comparison of CBFM-enhanced iterative methods for MoM-based finite antenna array analysis // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2021. Vol. 70. no. 5. P. 3538-3548. DOI: 10.1109/TAP.2021.3137484

17. Виниченко Ю. П., Туманская А. Е. Теорема умножения для фазированной антенной решетки // Антенны. 2008. №. 5. С. 16-21.

18. Bhattacharyya A. K. An accurate model for finite array patterns based on Floquet modal theory // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2015. Vol. 63. no. 3. P. 1040-1047. DOI: 10.1109/TAP.2015.2389249

19. Vosoogh A., Kildal P. S. Simple Formula for Aperture Efficiency Reduction Due to Grating Lobes in Planar Phased Arrays // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2016. Vol. 64. no. 6. P. 2263-2269. DOI: 10.1109/TAP.2016.2551259

20. Исаков М. А. и др. Метод статистического фазового синтеза диаграмм направленности на основе формирования эффективных апертур, имитирующих поворот физических апертур антенных решеток // Вестник Концерна ВКО «Алмаз-Антей». 2024. №. 4. С. 55-63. DOI: 10.38013/2542-0542-2023-4-55-63

References

1. Suchkov A. V. *Trudy MAI: electron. zhurn,* 2016. no. 86. Available at: https://trudymai.ru/published.php?ID=66408

2. Shmachilin P. A., Shumilov T. Y. *Trudy MAI: electron. zhurn,* 2019. no. 109. Available at: https://trudymai.ru/published.php?ID=111382 DOI 10.34759/trd-2019-109-12

3. Oreshkin V. I., Meleshin Y. M., Tsvetkov V. K. *Trudy MAI: electron. zhurn,* 2021. no. 120. Available at: https://trudymai.ru/published.php?ID=161424 DOI 10.34759/trd-2021-120-10

4. Sherman S. M., Barton D. K. Monopulse principles and techniques. Artech House, 2011.

5. Nickel U. Overview of generalized monopulse estimation *IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine,* 2006, vol. 21, no. 6, pp. 27-56. DOI: 10.1109/MAES.2006.1662039

6. Dunn J. H., Howard D. D. The effects of automatic gain control performance on the tracking accuracy of monopulse radar systems *Proceedings of the IRE,* 1959, vol. 47, no. 3, pp. 430-435. DOI: 10.1109/JRPROC.1959.287179

7. Barton D. K. Low-angle radar tracking *Proceedings of the IEEE,* 1974, vol. 62, no. 6, pp. 687-704. DOI: 10.1109/PROC.1974.9509

8. Seifer A. D. Monopulse-radar angle tracking in noise or noise jamming *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems,* 2002, vol. 28, no. 3, pp. 622-638. DOI: 10.1109/7.256285

9. Meleshin Y. M. *Trudy MAI: electron. zhurn,* 2024. no. 135. Available at: https://trudymai.ru/published.php?ID=179687

10. Hansen R. C. Phased Array Antennas. 2009.

11. Yastrebtsova O. I. *Trudy MAI: electron. zhurn,* 2017. no. 97. Available at: https://trudymai.ru/published.php?ID=87318

12. Hannan P. The element-gain paradox for a phased-array antenna *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* 1964, vol. 12, no. 4, pp. 423-433. DOI: 10.1109/TAP.1964.1138237

13. Galindo V., Wu C. Integral equations and variational expressions for arbitrary scanning of regular infinite arrays *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* 1966, vol. 14, no. 3, pp. 392-394. DOI: 10.1109/TAP.1966.1138686

14. Kelley D. F., Stutzman W. L. Array antenna pattern modeling methods that include mutual coupling effects *IEEE Transactions on antennas and propagation,* 1993, vol. 41, no. 12, pp. 1625-1632. DOI: 10.1109/8.273305

15. Warnick K. F., Davidson D. B., Buck D. Embedded element pattern loading condition transformations for phased array modeling *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* 2020, vol. 69, no. 3, pp. 1769-1774. DOI: 10.1109/TAP.2020.3027593

16. Marinović T. et al. Comparison of CBFM-enhanced iterative methods for MoM-based finite antenna array analysis *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* 2021, vol. 70, no. 5, pp. 3538-3548. DOI: 10.1109/TAP.2021.3137484

17. Vinichenko YU. P., Tumanskaya A. E. *Antenny,* 2008, no. 5, pp. 16-21.

18. Bhattacharyya A. K. An accurate model for finite array patterns based on Floquet modal theory *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* 2015, vol. 63, no. 3, pp. 1040-1047. DOI: 10.1109/TAP.2015.2389249

19. Vosoogh A., Kildal P. S. Simple Formula for Aperture Efficiency Reduction Due to Grating Lobes in Planar Phased Arrays *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* 2016, no. 64, vol. 6, pp. 2263-2269. DOI: 10.1109/TAP.2016.2551259

20. Isakov M. A. et al. *Vestnik Koncerna VKO "Almaz-Antey",* 2023, no. 4, pp. 55–63. DOI: 10.1109/TAP.2021.3137484

Информация об авторах

Николай Викторович Анютин, кандидат технических наук, заместитель начальника отдела, ПАО «НПО «Алмаз», г. Москва, Россия; e-mail: anyutinnv@mail.ru

Илья Владимирович Мокров, заместитель начальника специального конструкторского бюро, ПАО «НПО «Алмаз», г. Москва, Россия

Андрей Александрович Семенов, кандидат технических наук, начальник научно-исследовательского отделения, ПАО «НПО «Алмаз», г. Москва, Россия

Information about the authors

Nikolai V. Anyutin, Candidate of Technical Sciences (PhD in Engineering), Deputy Head of Department, NPO Almaz JSC, Moscow, Russia; e-mail: anyutinnv@mail.ru

Ilya V. Mokrov, Deputy Head of the Special Design Bureau, NPO Almaz JSC, Moscow, Russia

Andrei A. Semenov, Candidate of Technical Sciences (PhD in Engineering), Head of Research Department, NPO Almaz JSC, Moscow, Russia

Получено 09 июня 2026 ● Принято к публикации 29 июня 2026 ● Опубликовано 28 октября 2026
Received 09 June 2026 ● Accepted 29 June 2026 ● Published 28 October 2026