

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Исследование применимости метода измерения ЭПР протяженных тел, основанного на разложении поля в ближней зоне по функциям Слепяна методом математического моделированияН. П. Балабуха,^{1,а} Д. А. Коняев,^{1,2,б} Н. Е. Шапкина,^{1,2,в} К. М. Шитикова^{2,г}¹ *Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13.*² *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 27.12.2020, после доработки 10.01.2021, принята к публикации 11.01.2021.

В работе исследуются методы измерения двухпозиционных ЭПР объектов при помощи сканирования в ближней зоне и расчета электромагнитного поля в дальней зоне методом математического моделирования на основании полученных данных в ближней зоне. Рассматривается модельная двумерная задача дифракции на протяженных рассеивателях. Используется цилиндрический сканер. Важным вопросом при этом является возможность сканирования не на полной, а на усеченной поверхности для сокращения затрат на измерения. При таких условиях результаты классического метода становятся плохо предсказуемыми и требуется использование адаптированного метода. Проводится сравнение двух методов, основанных на разложении по цилиндрическим волнам в случае сканирования по усеченной поверхности: классического, применяемого для измерения диаграмм направленности антенн (поле вне области сканирования предполагается равным нулю) [1], и метода, предложенного К. Т. Кимом (Kim), который позволяет строго учесть усеченность поверхности сканирования по углу [2]. Сравнение результатов расчетов подтверждает перспективность использования второго метода.

Ключевые слова: двухпозиционные ЭПР, пересчет поля из ближней зоны в дальнюю, сканирование в ближней зоне, цилиндрический сканер.

УДК: 537.872.32. PACS: 84.40.Xb.

ВВЕДЕНИЕ

Для разработки и модернизации радарных систем, а также создания различных летательных аппаратов, не регистрируемых радарными комплексами, требуется информация, включающая электродинамические характеристики различного рода рассеивателей. Одна из основных характеристик рассеивателей — эффективная площадь рассеяния (ЭПР) [1–15].

На сегодняшний день наиболее распространенной является однопозиционная схема радар-детектирования (приемная и передающая антенны находятся в одной точке пространства) [8, 10, 15]. Поэтому обычно измерительные стенды (компактные полигоны) позволяют измерять однопозиционную (моностатическую) ЭПР, также называемую диаграммой обратного рассеяния (ДОР) [15]. Однако в последние годы исследователей все больше интересует двухпозиционная схема радарной установки (приемная и передающая антенны разнесены в пространстве) [1–15]. Эта схема, в частности, позволяет обнаруживать объекты, недоступные для обнаружения при помощи однопозиционного радара. Поэтому интерес к способам измерения двухпозиционных (бистатических) ЭПР, также называемых двухпозиционными диаграммами рассеяния (ДДР), в последние десятилетия существенно возрос [1–15].

В связи с этим остро стоит вопрос о модернизации существующих компактных полигонов для осуществления измерения двухпозиционных ЭПР.

Как правило, компактный полигон состоит из безэховой камеры помещения, стены, пол и потолок которого покрыты радиопоглощающим материалом, и размещенного в ней оборудования: источника излучения, коллиматора устройства, преобразующего сферическую волну источника в плоскую волну, а также опорно-поворотного устройства, предназначенного для установки и позиционирования измеряемого объекта. Пример схемы измерительного стенда на основе рупорной безэховой камеры (РБЭК) с коллиматором в виде линзы представлен на рис. 1.

Для измерения однопозиционной ЭПР используется антенна, расположенная в вершине рупора, которая является одновременно передающей и приемной. Нетрудно заметить, что прямое измерение двухпозиционной ЭПР при помощи этого стенда невозможно

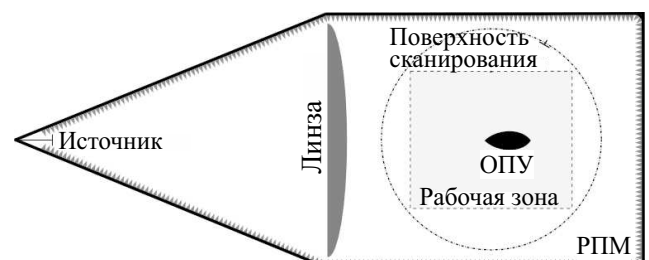


Рис. 1. Пример конфигурации измерительного стенда на основе рупорной безэховой камеры (РБЭК)

^а E-mail: n_bala@mail.ru

^б E-mail: konyaev@physics.msu.ru

^в E-mail: neshapkina@mail.ru

^г E-mail: shitikova.ks@gmail.com

в силу невозможности размещения приемной антенны на достаточном расстоянии от рассеивателя (либо размещения дополнительного коллиматора) в направлении, отличном от направления обратного рассеяния. Для преодоления этой трудности можно прибегнуть к измерениям рассеянного поля в ближней зоне с последующим расчетом поля в дальней зоне на основании полученных значений. Для измерений электромагнитного поля в ближней зоне исследуемого объекта в компактных полигонах применяются плоские, цилиндрические или сферические сканеры [1, 10, 12], по результатам этих измерений рассеянное поле и ЭПР вычисляются с использованием специальных алгоритмов. Такой подход уже много лет применяется при измерении диаграмм направленности антенн [1, 7]. Очевидное преимущество сферического сканера — возможность измерения электромагнитного поля на всей сферической поверхности. В случаях же цилиндрического и плоского сканера неизбежно приходится ограничиться сканированием на поверхности конечного размера. Однако конструктивно сферический сканер является наиболее сложным и дорогостоящим в изготовлении. Кроме того, размещение сканирующей антенны (зонда) нежелательно в области между источником и исследуемым объектом, поэтому даже в случае сферического сканирования невозможно получить поле на всей поверхности сканирования.

Исследователей часто интересует не полная двухпозиционная ЭПР (для всех возможных положений приемной и передающей антенн), а лишь ее небольшой сегмент бистатических углов между направлениями на приемную и передающую антенны. При этом важной является задача уменьшения времени сканирования. В связи с вышесказанным необходимо рассмотреть, возможно ли сканирование на усеченных поверхностях с целью получить небольшой сегмент двухпозиционной ЭПР, а также какого размера поверхность нужно использовать для получения ЭПР с требуемой точностью в заданном диапазоне бистатических углов.

Частично ответы на поставленные вопросы в случае использования цилиндрического сканирования даются в работе [6]. Выводы работы [6] подтверждаются экспериментально в работе [9]. Однако результаты работы [6] справедливы лишь для достаточно больших радиусов цилиндрической поверхности сканирования [2, 6]. Последнее требование не всегда удается выполнить на практике.

В серии работ К. Кима [2–5] предложен перспективный подход к применению сканирования на усеченных поверхностях. Данная работа посвящена анализу этого подхода и более детальной проверке его применимости в случае протяженных рассеивателей (скалярный двумерный случай) при сканировании на усеченной по угловой переменной цилиндрической поверхности.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим модельную задачу о получении электромагнитного поля в дальней зоне, рассеянного бесконечным идеально проводящим цилиндром конечного сечения, при помощи значений электромагнитного поля, заданных в ближней зоне.

Задачу дифракции на бесконечном цилиндре можно свести к двум скалярным задачам для поиска компонент поля E_z и H_z , где OZ — ось декартовой системы координат, направленная вдоль образующей цилиндрического тела [16, 17]. Используя временную зависимость $e^{-i\omega t}$, запишем следующие стационарные задачи дифракции для поиска компонент E_z и H_z :

$$\begin{cases} \Delta E_z(M) + k^2 E_z(M) = 0, & M \in \mathbb{R}^2 \setminus \bar{D}, \\ E_z|_S = 0, \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial(E_z - E_z^0)}{\partial r} - ik(E_z - E_z^0) \right] \sqrt{r} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \Delta H_z(M) + k^2 H_z(M) = 0, & M \in \mathbb{R}^2 \setminus \bar{D}, \\ \frac{\partial H_z}{\partial n} \Big|_S = 0, \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial(H_z - H_z^0)}{\partial r} - ik(H_z - H_z^0) \right] \sqrt{r} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число, S — граница области D , $\bar{D} = D + S$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. $\{E^0, H^0\}$ — падающая плоская волна, распространяющаяся с положительного направления оси OX . Остальные компоненты рассеянного поля выражаются через компоненты E_z и H_z . Конфигурация рассматриваемой задачи представлена на рис. 2.

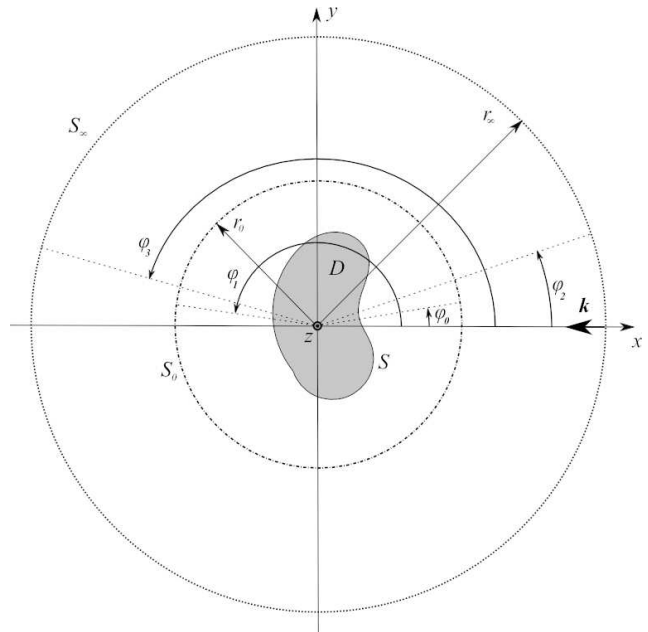


Рис. 2. Конфигурация задачи

Для краткости ограничимся рассмотрением вертикально поляризованной падающей волны, то есть $H_z = 0$. Случай горизонтальной поляризации описывается аналогично.

Перейдем непосредственно к постановке задачи: по известным значениям поля E_z на круге радиуса r_0 в секторе $\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_1$ найти ЭПР рассеивателя в диапазоне бистатических углов: $\varphi_0 \leq \varphi_2 \leq \varphi \leq \varphi_3 \leq \varphi_1$.

Для вычисления ЭПР необходимо рассчитать рассеянное поле в дальней зоне.

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ ПО ИЗВЕСТНЫМ ЗНАЧЕНИЯМ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ В СЛУЧАЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ТЕЛ

Решение задачи дифракции вне области рассеивателя можно представить в виде ряда по расходящимся цилиндрическим волнам [2, 16]:

$$E_z(r, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m H_m^{(1)}(kr) e^{im\varphi}. \quad (3)$$

Кроме того, опираясь на известные свойства сходимости этого ряда, можно приближенно заменить ряд его частичной суммой. Введем обозначение: $M = [ka] + M_0$, где операция $[\cdot]$ — целая часть аргумента, a — минимальный радиус круга, в котором содержится область D , а M_0 — некоторое целое число. Хорошим выбором для M_0 считается $[ka]$, тогда $M = 2[ka]$.

Если значения поля E_z известны на всей окружности радиуса r_0 , то коэффициенты b_n можно найти как коэффициенты ряда Фурье:

$$b_n = \frac{1}{2\pi H_n^{(1)}(kr_0)} \int_0^{2\pi} E_z(r_0, \varphi) e^{-in\varphi} d\varphi. \quad (4)$$

Тогда, подставляя (4) в (3), можно получить решение исходной задачи дифракции в любой точке пространства вне окружности радиуса r_0 .

Для получения поля в дальней зоне необходимо заменить функции Ханкеля их асимптотическими представлениями при $r \rightarrow \infty$ [18]:

$$E_z(r, \varphi) \approx \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m (-i)^{n+0.5} e^{im\varphi}, \quad \text{при } r \rightarrow +\infty. \quad (5)$$

Перейдем к случаю, когда значения решения задачи (1) известны лишь внутри сектора $\varphi \in [\varphi_0; \varphi_1]$ круга радиуса r_0 . Задача состоит в отыскании значений поля в дальней зоне на секторе $\varphi \in [\varphi_2; \varphi_3]$ при $r \rightarrow \infty$ при условии, что $\varphi_2 \geq \varphi_0$ и $\varphi_1 \geq \varphi_3$. Пример указанных секторов представлен на рис. 2.

В классическом подходе к решению таких задач, развитом в антенной технике [1], предполагается, что поле вне зоны сканирования можно заменить тождественным нулем. В работе [6] показано, что такой подход имеет место при сканировании поля на достаточно больших радиусах: $r_0 > 25\lambda$ в трехмерном векторном случае. Используя этот метод, коэффициенты разложения по цилиндрическим волнам можно рассчитать следующим образом:

$$b_n = \frac{1}{2\pi H_n^{(1)}(kr_0)} \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} E_z(r_0, \varphi) e^{-in\varphi} d\varphi. \quad (6)$$

Из-за ограничений реальных размеров компактного полигона требования, описанные в работе [6], часто невыполнимы.

Как отмечено в работе [2], фундаментальная причина ошибки восстановления поля в дальней зоне состоит в том, что базисные функции $(H_m^{(1)}(kr) e^{im\varphi})$, по которым раскладывается решение, не ортогональны на секторе $\varphi \in [\varphi_0; \varphi_1]$ круга радиуса r_0 . Поэтому (6) дает неправильное значение коэффициентов b_n разложения поля по цилиндрическим волнам. В связи с этим в работе [2] предлагается искать альтернативное представление поля исходя из данных сканирования, используя набор базисных функций, которые являются ортогональными на данном секторе.

С математической точки зрения метод, представленный в работе [2], можно интерпретировать следующим образом. Обозначим $b_m H_m^{(2)}(kr_0) \sqrt{2\pi} = \alpha_m$, тогда формула (5) примет вид

$$E_z(r_0, \varphi) = \sum_{-M}^{+M} \alpha_m \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}.$$

Обозначим область сканирования за L_{sc} и будем рассматривать функции аргумента φ как элементы пространства $L_2(L_{sc})$. Умножим скалярно $E_z(r_0, \varphi)$ на $e^{-in\varphi}/\sqrt{2\pi}$:

$$\int_{L_{sc}} E_z(r_0, \varphi) \frac{e^{-in\varphi}}{\sqrt{2\pi}} d\varphi = \sum_{-M}^{+M} \alpha_m \int_{L_{sc}} \frac{e^{i(m-n)\varphi}}{2\pi} d\varphi.$$

Введем обозначения:

$$\beta_n = \int_{L_{sc}} E_z(r_0, \varphi) \frac{e^{-in\varphi}}{\sqrt{2\pi}} d\varphi, \quad (7)$$

$$\sum_{-M}^{+M} \alpha_m \int_{L_{sc}} \frac{e^{i(m-n)\varphi}}{2\pi} d\varphi = \sum_{-M}^{+M} \alpha_m K_{n,m}.$$

То есть коэффициенты α_m определяются как решение системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Запишем (7) в матричном виде:

$$K\alpha = \beta.$$

Рассмотрим вспомогательную задачу на собственные вектора и собственные значения:

$$Kv = \lambda V.$$

Так как матрица K симметричная, то найдется $2M + 1$ собственных значений (считая s кратные s раз) и столько же собственных векторов, образующих базис в рассматриваемом $(2M + 1)$ -мерном пространстве столбцов, которому принадлежит α .

Обозначим матрицу перехода к базису из ортонормированных собственных векторов как

$$V = (v_1, v_2, \dots, v_{2M+1}).$$

Эта матрица ортогональная, а матрица оператора в новом базисе — диагональная матрица с собственными значениями на главной диагонали. Обозначим эту матрицу как Λ . Не ограничивая общности, будем считать, что собственные значения упорядочены

по убыванию. Кроме того, из определения матрицы следует, что

$$1 \geq \lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_{2M+1} > 0.$$

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} \alpha^v &= V^{-1}\alpha = V^T\alpha, \\ \beta^v &= V^{-1}\beta = V^T\beta. \end{aligned}$$

Тогда СЛАУ для отыскания коэффициентов разложения в новом базисе примет вид

$$\Lambda\alpha^v = \beta^v. \quad (8)$$

Поскольку матрица Λ диагональная, то Λ^{-1} — диагональная матрица со значениями $1/\lambda_n$ на диагонали. В таком случае решение СЛАУ (8) легко выписать:

$$\alpha^v = \Lambda^{-1}\beta^v.$$

Возвращаясь к исходному базису, получим

$$\begin{aligned} V^T\alpha &= \Lambda^{-1}V^T\beta, \\ \alpha &= V\Lambda^{-1}V^T\beta, \\ b &= H^{-1}V\Lambda^{-1}V^T\beta, \end{aligned}$$

где H^{-1} — диагональная матрица со значениями $1/\left(H_m^{(2)}(kr_0)\sqrt{2\pi}\right)$, а b — столбец, составленный из искоемых коэффициентов разложения.

Заметим, что при сканировании сектора в 360° матрица Λ — единичная. Если сектор сканирования меньше 360° , то часть собственных значений, стоящих на диагонали Λ , будут меньше 1, а некоторые значительно (на несколько порядков) меньше 1 [2].

СЛАУ с такой матрицей является плохо обусловленной. Поэтому будем искать наилучшее приближение к решению СЛАУ (8) на подпространстве, являющемся линейной оболочкой $(L(v_1, v_2, \dots, v_P))$ собственных векторов v_n , соответствующих собственным значениям, большим наперед заданного ε . Пусть $\lambda_P > \varepsilon$, а $\lambda_{P+1} \leq \varepsilon$. Тогда $\{v_1, v_2, \dots, v_P\}$ — ортонормированный базис в инвариантном подпространстве $L(v_1, v_2, \dots, v_P)$.

Будем искать приближенное решение в виде

$$\alpha_P = V_P\alpha_P^v.$$

Тогда

$$K\alpha_P = KV_P\alpha_P^v,$$

то есть получаем переопределенную СЛАУ:

$$(KV_P)\alpha_P^v = \beta.$$

Будем решать эту систему с использованием метода наименьших квадратов: потребуем, чтобы невязка была ортогональна подпространству $L(v_1, v_2, \dots, v_P)$, то есть

$$V_P^T((KV_P)\alpha_P^v - \beta) = \theta_P,$$

где θ_P — нулевой столбец размера P . Заметим, что в силу определения V_P

$$KV_P = V_P \begin{pmatrix} \lambda_1 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \lambda_P \end{pmatrix} = V_P\Lambda_P.$$

Тогда, так как $V_P^T V_P = I_P$, получим

$$\begin{aligned} \Lambda_P\alpha_P^v &= V_P^T\beta, \\ \alpha_P^v &= \Lambda_P^{-1}V_P^T\beta, \\ \alpha_P &= V_P\Lambda_P^{-1}V_P^T\beta, \\ b &= H^{-1}V_P\Lambda_P^{-1}V_P^T\beta. \end{aligned}$$

Итак, метод, предложенный в работе [2], можно интерпретировать как специальный метод приближенного решения СЛАУ, матрица которой обладает собственными значениями, отличающимися друг от друга на несколько порядков, то есть плохо обусловлена.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Случай бесконечного идеально проводящего цилиндра кругового сечения

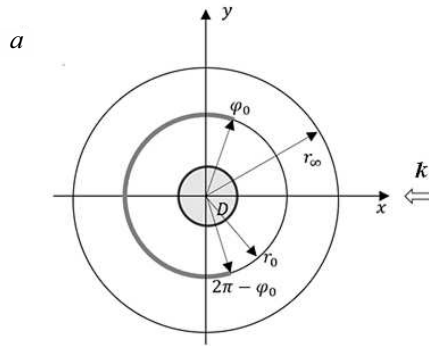
Рассмотрим бесконечный идеально проводящий цилиндр кругового сечения. На рис. 3,а и 4,а представлена рассматриваемая конфигурация сканера, плоская волна с длиной волны λ , где λ — длина волны падающего излучения частоты 400 МГц, распространяется влево и рассеивается на идеально проводящем цилиндре с сечением в виде круга, т. е. $D = \{(x, y) : x^2 + y^2 < a^2\}$, где радиус $a = 1$ м. В качестве сектора сканирования выбран диапазон углов $\varphi_0 \leq \varphi \leq 2\pi - \varphi_0$. В статье представлены результаты для $\varphi_0 = 120^\circ$ и $\varphi_0 = 140^\circ$. Радиус сканирования $r_0 = 2.5$ м.

Решение задачи (1) в случае кругового сечения цилиндра известно [19] и имеет вид

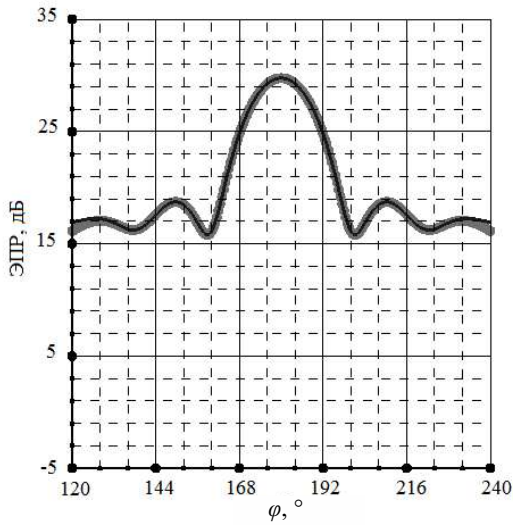
$$E_z(r, \varphi) = E_z^0 + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-(-i)^n J_n(ka)) \frac{H_n^{(1)}(kr)}{H_n^{(1)}(ka)} e^{-in\varphi}.$$

С помощью данного аналитического решения получены значения поля в ближней зоне в заданном секторе, а также значения поля в дальней зоне для получения диаграммы ЭПР.

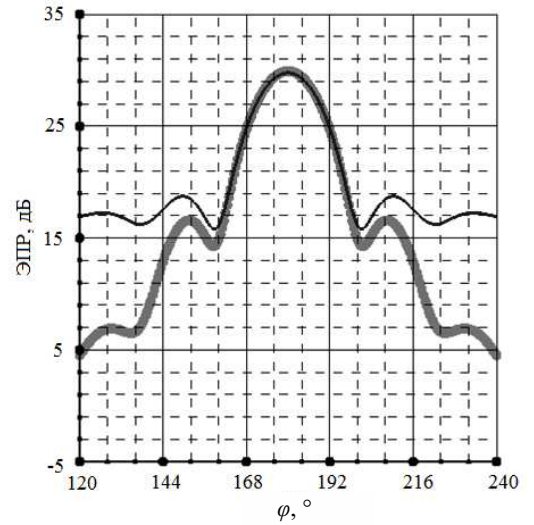
На рис. 3 представлены конфигурация сканирования для цилиндра кругового сечения и симметричной области сканирования (а) и результаты, полученные для секторов сканирования, соответствующих: $\varphi_0 = 140^\circ$ (б, в) и $\varphi_0 = 120^\circ$ (г, д). На рис. 3,б и г представлено сравнение ЭПР, вычисленной аналитически и с помощью метода, представленного в работе [2]. На рис. 3,в и д — ЭПР, вычисленной аналитически и с помощью классического метода. Из рисунков видно, что метод, представленный в работе [2], позволяет рассчитывать больший сектор двухпозиционной ЭПР по сравнению с классическим методом, при использовании одинакового набора исходных данных.



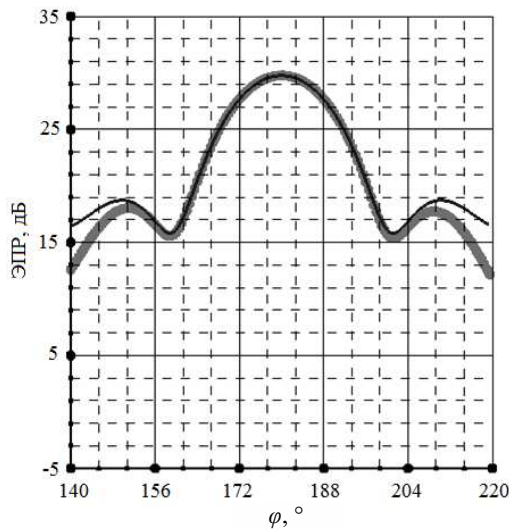
б — ЭПР, полученная при помощи аналитического решения
 ● ЭПР, полученная на основе метода, предложенного в работе [2]



в — ЭПР, полученная при помощи аналитического решения
 ● ЭПР, полученная при помощи классического метода



г — ЭПР, полученная при помощи аналитического решения
 ● ЭПР, полученная на основе метода, предложенного в работе [2]



д — ЭПР, полученная при помощи аналитического решения
 ● ЭПР, полученная при помощи классического метода

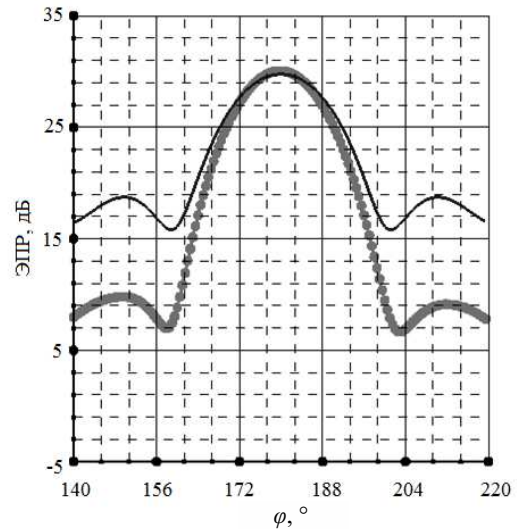


Рис. 3. а — Конфигурация сканирования для цилиндра кругового сечения и симметричной области сканирования; б — сравнение диаграмм ЭПР, полученных на основе метода, предложенного в работе [2], и аналитически при $\varphi_0 = 120^\circ$; в — сравнение диаграмм ЭПР, полученных классическим методом и аналитически при $\varphi_0 = 120^\circ$; г — сравнение диаграмм ЭПР, полученных на основе метода, предложенного в работе [2], и аналитически при $\varphi_0 = 140^\circ$; д — сравнение диаграмм ЭПР, полученных классическим методом и аналитически при $\varphi_0 = 140^\circ$

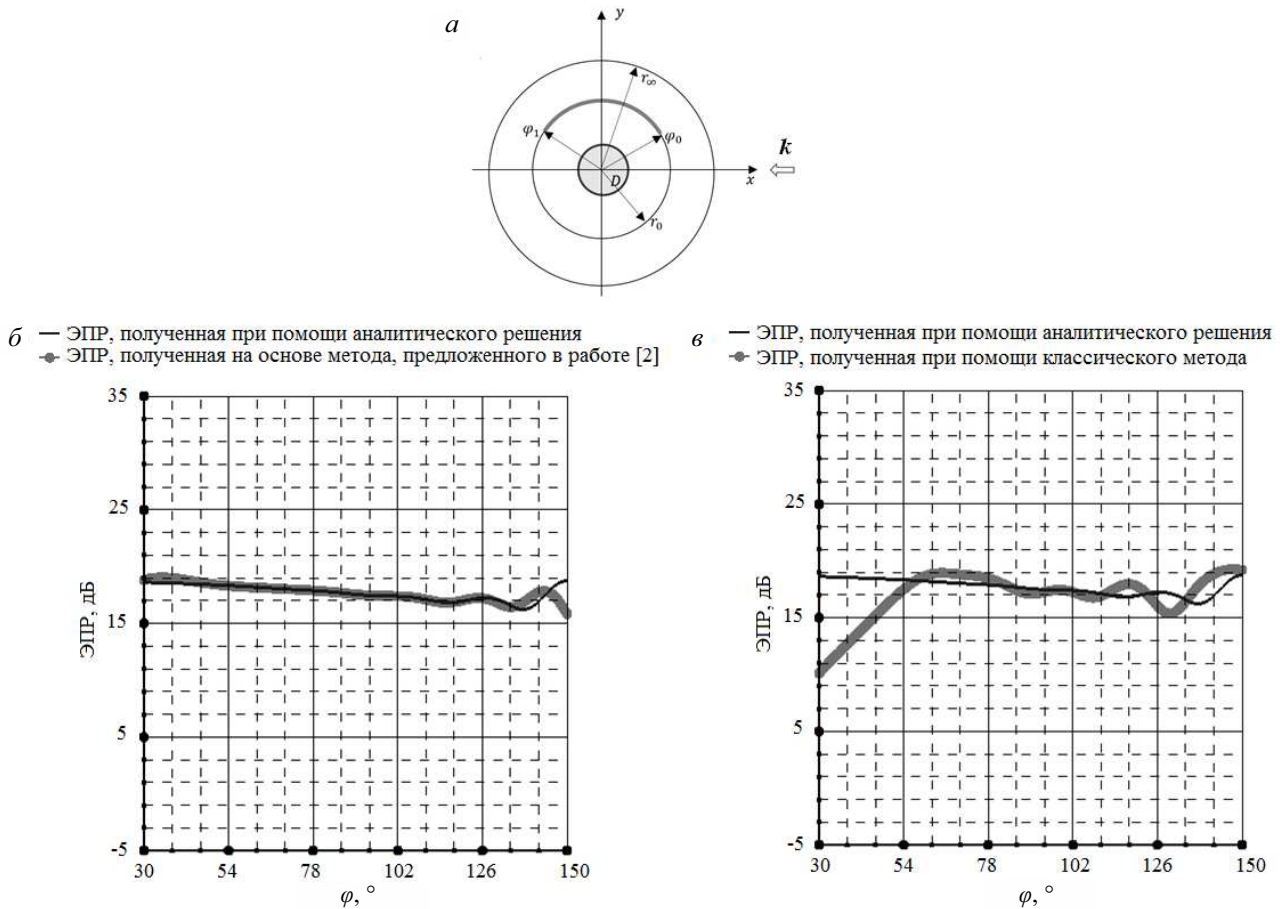


Рис. 4. *a* — Конфигурация сканирования для цилиндра кругового сечения и несимметричной области сканирования; *б* — сравнение диаграмм ЭПР, полученных на основе метода, предложенного в работе [2], и аналитически при $\varphi_0 = 30^\circ, \varphi_1 = 150^\circ$; *в* — сравнение диаграмм ЭПР, полученных классическим методом и аналитически при $\varphi_0 = 30^\circ, \varphi_1 = 150^\circ$

Также рассмотрим случай сканера, расположенного несимметрично относительно направления падения волны, конфигурация области данного сканирования и полученные результаты представлены на рис. 4. В качестве сектора сканирования выбран диапазон углов $\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_1$, где $\varphi_0 = 30^\circ$, а $\varphi_1 = 150^\circ$.

Результаты применения метода получения ЭПР, представленного в работе [2], в сравнении с аналитическим решением показаны на рис. 4, б, а сравнение аналитического решения с классическим методом — на рис. 4, в. Как и в предыдущем случае, из рисунков видно, что метод, представленный в работе [2], позволяет рассчитывать больший сектор двухпозиционной ЭПР по сравнению с классическим методом при использовании одинакового набора исходных данных.

3.2. Случай бесконечного идеально проводящего цилиндра квадратного сечения

Рассмотрим бесконечный идеально проводящий цилиндр квадратного сечения. На рис. 5 представлены рассматриваемая конфигурация области сканирования и полученные результаты. Плоская волна распространяется влево и рассеивается на идеально проводящем цилиндре с сечением в виде квадрата

(область D) со стороной $a = 1$ м, повернутого относительно оси x на угол $\pi/3$. Значения поля в ближней зоне, на заданном секторе сканирования, и опорные значения поля в дальней зоне получены с помощью численного решения задачи дифракции с заданным рассеивателем [18]. Использовалась подпрограмма, предложенная в работе [20].

На рис. 5, б представлено сравнение ЭПР, рассчитанной численным методом (методом моментов) и с помощью метода, представленного в [2] при использовании данных в секторе, соответствующем $\varphi_0 = 120^\circ$. А на рис. 5, в — сравнение ЭПР, рассчитанной численным методом (методом моментов) и с помощью классического метода. Из рисунков видно, что метод, представленный в работе [2], также позволяет рассчитывать больший сектор двухпозиционной ЭПР по сравнению с классическим методом при использовании одинакового набора исходных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные расчеты демонстрируют, что двухпозиционная диаграмма ЭПР для диапазона бистатических углов, отличных от 360° , может быть получена путем пересчета поля, измеренного в ближней зоне рассеивателя на участке цилиндрической

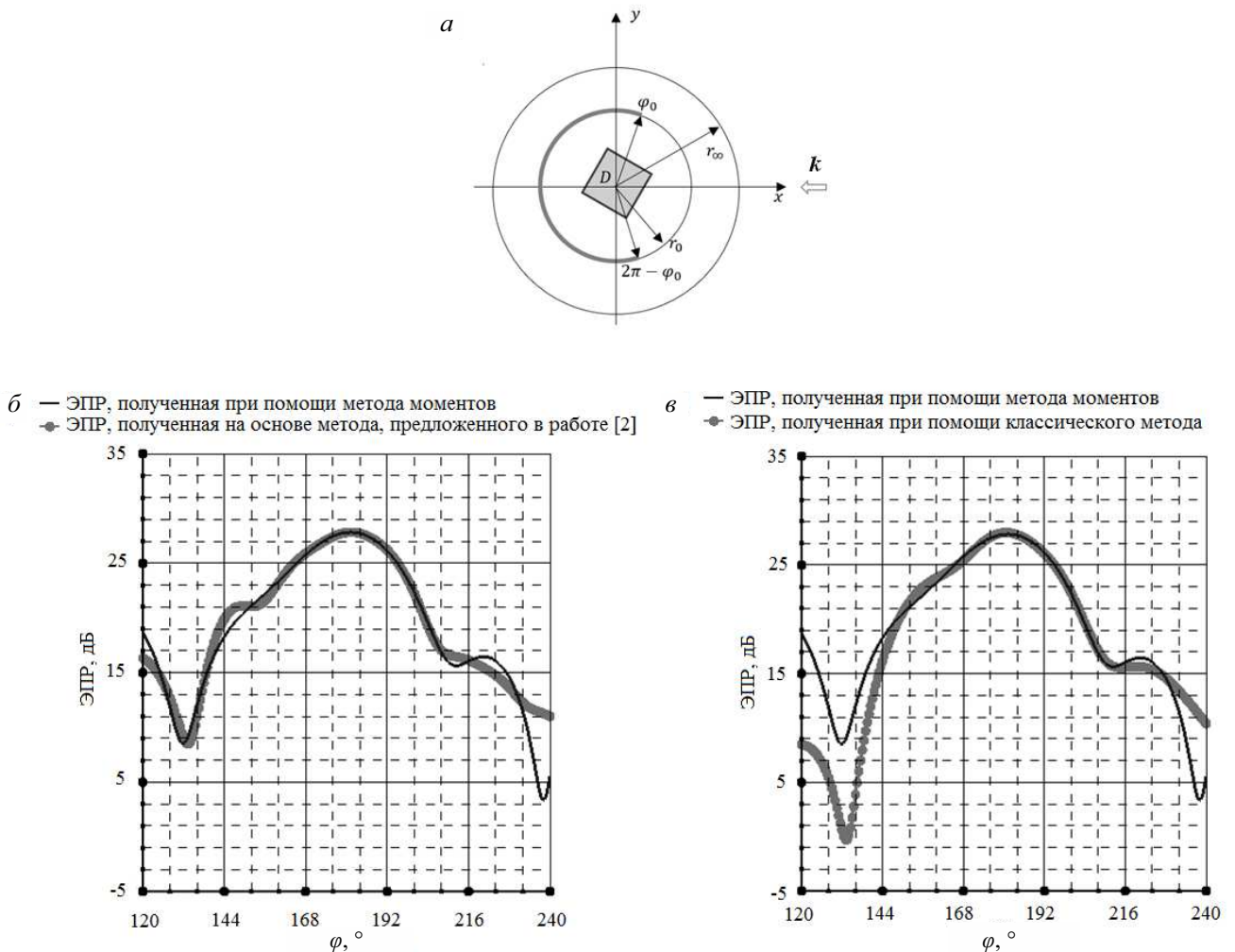


Рис. 5. а — Конфигурация сканирования для цилиндра квадратного сечения; б — сравнение диаграмм ЭПР, полученных на основе метода, предложенного в работе [2], и методом моментов при $\varphi_0 = 120^\circ$; в — сравнение диаграмм ЭПР, полученных классическим методом и методом моментов при $\varphi_0 = 120^\circ$

поверхности, при отсечении остальной цилиндрической поверхности в случае малого (порядка 3 длин волн) радиуса поверхности сканирования в случае протяженных тел. Метод, представленный в работе [2], дает результат более точный, чем классический метод, при применении которого поле вне области сканирования предполагается равным нулю. В случае рассеяния на бесконечных идеально проводящих цилиндрах кругового и квадратного сечений диаграмма ЭПР может быть восстановлена в секторах, близких по размерам к области сканирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахрах Л.Д. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. Наука, Ленинградское отделение, 1985.
2. Kim K. T. // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 2010. **58**, N 6. P. 2153.
3. Kim K. T. // IEEE Tran. on Antennas and Propagation. 2011. **59**, N 8. P. 2813.
4. Kim K. T. // 2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI). IEEE, 2011. P. 2138.
5. Kim K. T. // Proceedings of the 2012 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation. IEEE, 2012. P. 1.
6. Hansen T. B., Marr R. A., Lammers U. H. W. et al. // IEEE trans. on Antennas and Propagation. 2006. **54**, N 12. P. 3846.
7. Leach W. M. Probe Compensated Near-Field Measurements on a Cylinder Ph.D. dissertation, School of Electrical Engineering, Georgia Institute of Technology, USA, 1972.
8. Knott E. F. Radar cross section measurements. Springer Science & Business Media, 2012.
9. Marr R. A., Lammers U. H. W., Hansen T. B. et al. // IEEE trans. on Antennas and Propagation. 2006. **54**, N 12. P. 3857.
10. Borkar V. G., Ghosh A., Singh R. K., Chourasia N. // Defence Science Journal. 2010. **60**, N 2. P. 204.
11. Ohmi S., Uno T., Arima T., Fujii T. // International Symposium on Antennas and Propagation (ISAP). IEEE, 2014.
12. Bouzidi A., Aguilu T. // Progress in Electromagnetics Research. 2012. **22**. P. 41.
13. Gente R., Jansen Ch., Geise R. et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2012. **2**, N 4. P. 424.

14. *Gennarelli C., Capozzoli A., Foged L.J. et al. // International Journal of Antennas and Propagation. 2012.*
15. *Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. Наука, 2007.*
16. *Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики [Учеб. пособие для вузов]. Высш. шк. 1991.*
17. *Галишишникова Т.Н., Ильинский А.С. Численные методы в задачах дифракции. МГУ, 1987.*
18. *Стреттон Дж. Теория электромагнетизма. т. 1. М.: Гостехиздат. 1948.*
19. *Хенл К., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964.*
20. *Хлебников Ф.Б., Боголюбов А.Н., Коняев Д.А., Шапкина Н.Е. // Физические основы приборостроения. 2018. № 2. С. 54.*

Investigation of the Applicability of a Method for Measuring the RCS of Extended Bodies Based on the Expansion of the Near-Field in Terms of Slepian's Functions by Mathematical Modeling

N. P. Balabukha^{1,a}, D. A. Konyaev^{1,2,b}, N. E. Shapkina^{1,2,c}, K. M. Shitikova^{2,d}

¹*Institute of Theoretical and Applied Electrodynamics of the Russian Academy of Sciences. Moscow 125412, Russia.*

²*Department of mathematics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia. E-mail: ^an_bala@mail.ru, ^bkonyaev@physics.msu.ru, ^cneshapkina@mail.ru, ^dshitikova.ks@gmail.com.*

Methods for measuring the bistatic RCS of objects using near-field scanning and near-field to far-field transformation by mathematical modeling are analyzed. A model two-dimensional problem of diffraction by extended scatterers is considered. A cylindrical scanner is used. One important issue in this case is the possibility of scanning on a truncated surface rather than on the full scanning surface in order to reduce the cost of measurements. Under such conditions the results of the classical method become poorly predictable and an adapted method is required. Two methods based on the expansion in cylindrical waves when scanning on a truncated surface are compared: the classical one, used to measure antenna radiation patterns (the field outside the scanning area is assumed to be zero) [1] and the method proposed by Kim, which allows one to strictly take the truncation of the scanning surface by angle into account [2]. Comparison of the obtained results of both methods confirms the prospects of using the second method.

Keywords: bistatic RCS, near-field to far-field transformation, near-field scanning, cylindrical scanner.

PACS: 84.40.Xb.

Received 27 December 2020.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2021. 76, No. 1. Pp. 1–8.*

Сведения об авторах

1. Балабуха Николай Павлович — канд. тех. наук, доцент, зав. лабораторией; тел.: (495) 483-23-62, e-mail: n_bala@mail.ru.
2. Коняев Денис Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник, вед. инженер; тел.: (495) 939-13-51, e-mail: konyaev@physics.msu.ru.
3. Шапкина Наталья Евгеньевна — канд. физ.-мат. наук, доцент, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-13-51, e-mail: shapkina@physics.msu.ru.
4. Шитикова Ксения Михайловна — студентка магистратуры; e-mail: shitikova.ks@gmail.com.