

Радиолокация и радионавигация

УДК 621.396.06

Оригинальная статья

<https://doi.org/10.32603/1993-8985-2021-24-4-48-56>

Усечение падающего поля в задаче рассеяния электромагнитных волн на случайных поверхностях конечной длины

В. В. Леонтьев, М. А. Бородин[✉]

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

[✉] boroda84@gmail.com

Аннотация

Введение. При анализе рассеяния радиоволн на случайных поверхностях часто используют интегральные уравнения, решаемые численными методами, работоспособными лишь при ограничении размеров поверхности. Указанное ограничение приводит к появлению краевых токов, которые, в свою очередь, вызывают существенные ошибки в расчетах эффективной площади рассеяния (ЭПР), особенно при скользких углах облучения. Для снижения влияния краевых токов обычно используют функцию усечения падающего поля, которая должна удовлетворять совокупности требований – обеспечивать малое подавление поля по всей площади поверхности конечного размера между ее краями и одновременно снижение амплитуды поля до пренебрежимо малых значений при приближении к этим краям. Падающее поле с используемой функцией усечения должно удовлетворять волновому уравнению с минимальной погрешностью. Известны различные функции усечения падающей волны (гауссовская, Торсога, интегральная), однако ни одна из них полностью не удовлетворяет предъявляемым требованиям.

Цель работы. Предложить новую функцию усечения амплитуды электромагнитной волны, падающей на возмущенную поверхность ограниченного размера, для расчета ее ЭПР. По сравнению с известными функциями усечения новая функция должна удовлетворять всей совокупности предъявляемых требований.

Материалы и методы. Выполнено сравнение предложенной функции усечения амплитуды падающего поля с известными функциями усечения, в том числе проведена оценка погрешности удовлетворения волновому уравнению. Для доказательства применимости предложенной функции усечения в среде MatLab выполнено математическое моделирование бистатической диаграммы рассеяния двумерной морской поверхности конечной длины с пространственным спектром Эльфохейли методом Монте-Карло.

Результаты. Установлено, что предложенная функция усечения амплитуды падающего поля удовлетворяет предъявляемым требованиям лучше известных функций. Результаты математического моделирования показали, что новая функция обеспечивает приемлемую точность оценки ЭПР случайных поверхностей конечной длины.

Заключение. Получена новая функция усечения амплитуды падающего поля для уменьшения влияния краевых токов на точность оценки ЭПР двумерных случайных поверхностей конечной длины, которая рекомендуется к использованию при решении задачи рассеяния.

Ключевые слова: функция усечения амплитуды падающего поля, эффективная площадь рассеяния, морская поверхность, рассеяние радиоволн, скользкий угол облучения

Для цитирования: Леонтьев В. В., Бородин М. А. Усечение падающего поля в задаче рассеяния электромагнитных волн на случайных поверхностях конечной длины // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2021. Т. 24, № 4. С. 48–56. doi: 10.32603/1993-8985-2021-24-4-48-56

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 20.04.2021; принята к публикации после рецензирования 25.05.2021; опубликована онлайн 29.09.2021



Tapering the Incident Field When Solving Problems of Electromagnetic Wave Scattering Over Finite-Size Random Surfaces

Viktor V. Leont'ev, Mikhail A. Borodin✉

Saint Petersburg Electrotechnical University, St Petersburg, Russia

✉ boroda84@gmail.com

Abstract

Introduction. An analysis of radio wave scattering over random surfaces frequently involves integral equations, which are solved by numerical methods. These methods are feasible only provided limited dimensions of the surface. The requirement of surface limitation leads to the appearance of edge currents, resulting in significant errors when calculating the radar cross section (RCS), particularly for grazing incident angles. The influence of edge currents is reduced by a function tapering the incident field amplitude. This function should satisfy the following requirements: to provide a low suppression of the field along the entire finite-size surface between its edges at the same time as decreasing the incident field amplitude to negligible values when approaching the edges. The incident field under the application of the tapering function should satisfy the wave equation with a minimum error. Although various tapering functions are applied for incident field amplitude (i.e. Gaussian, Thorsos, integral), none of them satisfies the aforementioned requirements.

Aim. To suggest a novel function for tapering the amplitude of an electromagnetic wave incident on a perturbed finite-size surface when calculating RCS. In comparison with the known functions, the proposed function must satisfy the entire set of requirements.

Materials and methods. A comparison of the proposed tapering function for incident field amplitude with the known tapering functions was performed, including the estimation of the error of satisfying the wave equation. To prove the applicability of the proposed tapering function, a mathematical modeling of the bistatic scatter diagram of a two-dimensional sea-like finite surface with a spatial Elfouhaily spectrum was carried out using Monte Carlo calculations in the Matlab environment.

Results. Compared to the known tapering functions, the proposed tapering function satisfies the entire set of requirements. The results of mathematical modeling showed that the proposed function for tapering the incident field amplitude provides acceptable accuracy of estimating the RCS of finite-size random surfaces.

Conclusion. A novel function for tapering the incident field amplitude was derived. This function reduces the influence of edge currents on the accuracy of RCS estimation of two-dimensional finite-size random surfaces, thus being instrumental for solving scattering problems.

Keywords: tapering function for incident field amplitude, radar cross section, sea surface, radio wave scattering, grazing incident angle

For citation: Leont'ev V. V., Borodin M. A. Tapering the Incident Field When Solving Problems of Electromagnetic Wave Scattering Over Finite-Size Random Surfaces. Radioelectronics. 2021, vol. 24, no. 4, pp. 48–56. doi: 10.32603/1993-8985-2021-24-4-48-56

Conflict of interest. The authors declare no conflicts of interest.

Submitted 20.04.2021; accepted 25.05.2021; published online 29.09.2021

Введение. Одной из основных задач анализа распространения электромагнитных волн является задача их рассеяния на различных поверхностях. Рассмотрим такую задачу в плоскости, проходящей через точки расположения источника излучения и отражения от поверхности, считая последнюю шероховатой, т. е. имеющей различные

отклонения z точек поверхности для различных координат поверхности x : $z = z(x)$ (рис. 1). Будем считать поверхность идеально проводящей шероховатой, представляющей собой реализацию случайной морской волны. Начало O декартовой прямоугольной системы координат Oxz размещено в точке зеркального отражения, имеющей $z = 0$.

Усечение падающего поля в задаче рассеяния электромагнитных волн на случайных поверхностях конечной длины
Tapering the Incident Field When Solving Problems of Electromagnetic Wave Scattering Over Finite-Size Random Surfaces

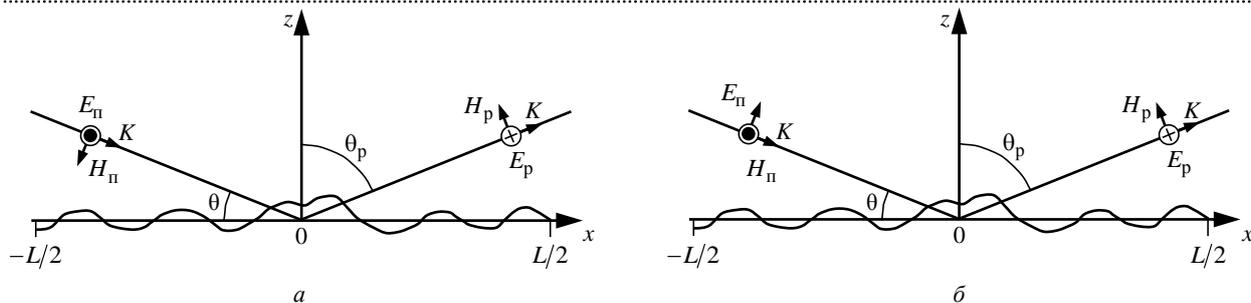


Рис. 1. Геометрия задачи рассеяния: *a* – при горизонтальной поляризации (TE); *b* – при вертикальной поляризации (TM)

Fig. 1. Geometry of scattering problem: *a* – with horizontal polarization (TE); *b* – with vertical polarization (TM)

В эту точку электромагнитная волна падает под углом θ , отражение происходит под углом θ_p . Углы отсчитываются от осей $0x$ и $0z$ соответственно в положительном направлении оси x по часовой стрелке. В частном случае зеркального отражения (или рассеяния вперед) $\theta_p \equiv \theta_{отр} = \pi/2 - \theta$. Направление обратного отражения, важное для однопозиционных радиолокационных систем, определит угол $\theta_p = \theta - \pi/2$.

Задачи рассеяния решаются с помощью интегральных уравнений. В случае бесконечной поверхности в качестве падающего поля рассматривают плоскую волну

$$\Psi_{\Pi}(x, z, t) = \Psi_0 \exp(-i\omega t) \exp[ik(x \cos \theta - z \sin \theta)], \quad (1)$$

где x и z – координаты точек поверхности; t – время; Ψ_0 – амплитуда; ω – круговая частота; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число (λ – длина электромагнитной волны); θ – угол скольжения. Далее множитель $\exp(-i\omega t)$, учитывающий зависимость поля от времени, опускается.

В рассматриваемом двумерном случае в зависимости от поляризации удобнее работать с напряженностью электрического поля E либо с напряженностью магнитного поля H . При горизонтальной (TE) поляризации (рис. 1, *a*) выбирают напряженность электрического поля [1] и в (1) $\Psi_{\Pi} \equiv E_{\Pi}$, при вертикальной (TM) – работают с напряженностью магнитного поля и в (1) $\Psi_{\Pi} \equiv H_{\Pi}$ (рис. 1, *b*).

На практике интегральные уравнения приходится решать численными методами, в силу чего любую поверхность необходимо ограничивать. Так, на рис. 1 введено ограничение длины поверхности в пределах $\pm L/2$ относительно начала координат. Ограничение поверхности ведет к появлению краевых токов, которые, в свою очередь,

приводят к существенным ошибкам в расчетах эффективной площади рассеяния (ЭПР). Особенно эта проблема актуальна при скользких углах облучения. Для снижения влияния краевых токов обычно используют усечение падающей волны. Цель усечения – посредством взвешивания функцией усечения обеспечить уменьшение ее амплитуды при приближении к краям поверхности конечного размера до пренебрежимо малых значений, оптимально – до нуля. В этом случае в качестве падающего поля рассматривают волну [1]:

$$\Psi_{\Pi}(x, z) = \Psi_0 T(x, z) \exp[ik(x \cos \theta - z \sin \theta)], \quad (2)$$

где $T(x, z)$ – функция усечения.

Из (2) следует, что падающее поле больше не является плоской волной, а его энергия распределена в узком луче, сосредоточенном около среднего угла скольжения θ .

Требования к функции усечения предъявляются не только с учетом изменения амплитуды падающей волны (2) на краях поверхности. Необходимо, чтобы она обеспечивала малое подавление поля по всей длине поверхности между ее краями. Кроме того, поле (2) с используемой функцией усечения должно удовлетворять волновому уравнению (по крайней мере, с малой погрешностью).

Цель настоящей статьи – предложить новую функцию усечения амплитуды электромагнитной волны, падающей на возмущенную поверхность ограниченного размера при расчете ее ЭПР. По сравнению с известными функциями усечения новая функция должна удовлетворять всей совокупности предъявляемых требований.

Первой и часто используемой функцией усечения является гауссовская функция [2–5]:

$$T_{\Gamma}(x, z) = \exp\left[-\frac{(x + z \operatorname{ctg} \theta)^2}{g^2}\right], \quad (3)$$

где g – параметр, контролирующий ширину луча. Торсос показал [2], что поле (2) с усечением (3) представляет собой грубое приближение решения волнового уравнения Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi_{\Pi}(x, z) = 0, \quad (4)$$

где $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$ – оператор Лапласа.

В силу того, что поле (2) с усечением (3) является грубой аппроксимацией реального падающего поля, Торсос предложил функцию (3) модернизировать [2]:

$$T_T(x, z) = \exp\left[-\frac{(x + z \operatorname{ctg} \theta)^2}{g^2} - i \frac{k(x \cos \theta - z \sin \theta)}{(kg \sin \theta)^2} U(x, z)\right], \quad (5)$$

где $U(x, z) = \left[\frac{2(x + z \operatorname{ctg} \theta)^2}{g^2} - 1\right]$.

Функцию (5) принято называть функцией усечения Торсоса [1]. Из сравнения (3) и (5) следует, что гауссовская функция и функция Торсоса совпадают по амплитуде, а суть усечения Торсоса состоит в коррекции фазового сдвига облучающего поля.

Падающее поле (2) с функцией усечения Торсоса (5) удовлетворяет волновому уравнению (4) более точно, чем поле (2) с гауссовской функцией усечения (3).

Поле (2) с функцией усечения Торсоса (5) является аппроксимацией интегрального представления падающего поля [2]:

$$\Psi_{\Pi}(x, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \theta} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left[-\frac{(\theta_1 - \theta)^2}{(\Delta \theta)^2} + ik(x \cos \theta_1 - z \sin \theta_1)\right] d\theta_1, \quad (6)$$

где $\Delta \theta = 2/(kg \sin \theta)$. Будучи суперпозицией плоских волн, поле (6) удовлетворяет волновому уравнению (4), однако, как будет показано далее, обеспечивает при прочих равных условиях существенно меньшее уменьшение амплитуды на краях, чем усечение (5) Торсоса.

Оценке значения контролирующего ширину луча параметра g для представленных моделей в литературе уделено значительное внимание. Обычно рекомендуют выбирать его из диапазона от $L/10$ до $L/4$ [5].

Сравнив рассмотренные модели при одних и тех же условиях задачи, можно заключить, что ни

одна из них полностью не удовлетворяет предъявляемым требованиям. Модель (6) удовлетворяет волновому уравнению, но меньше двух других моделей уменьшает амплитуду падающей волны на краях и сильно уменьшает ее по координате x между краями ("внутри") поверхности. Модель поля с гауссовской функцией усечения очень плохо удовлетворяет волновому уравнению. По сравнению с ней модель с функцией усечения Торсоса удовлетворяет уравнению лучше, вызывает такое же уменьшение амплитуды волны на краях, но сильно уменьшает ее по координате x "внутри" поверхности.

Синтез новой функции усечения. Введем новую функцию усечения, которая будет лучше удовлетворять сформулированным требованиям. Расчет ЭПР морской поверхности базируется на методе Монте-Карло, при котором ее случайные реализации генерируют математическим моделированием. Так как профиль поверхности априори неизвестен, сравнивать функции усечения принято на плоской поверхности (при $z = 0$). В связи с этим сначала запишем выражение для новой функции усечения в зависимости только от координаты x :

$$T_S(x) = \frac{\sin(x/g)}{x/g}. \quad (7)$$

Для гарантированного уменьшения амплитуды падающей волны до нуля на краях поверхности примем $g = L/(2\pi)$. Тогда (7) примет следующий вид:

$$T_S(x) = \frac{\sin(2\pi x/L)}{2\pi x/L} = \operatorname{sinc}(2\pi x/L). \quad (8)$$

Рис. 2 иллюстрирует влияние типа модели падающей волны на характер изменения ее амплитуды вдоль координаты x для плоской поверхности ($z = 0$). Линия 1 соответствует падающему полю (2) с предложенной функцией усечения (8), линия 2 – с функцией усечения Торсоса (5), линия 3 – интегральному представлению (6). Для всех трех моделей поля параметр, контролирующий ширину луча, одинаков и определен как $g = L/(2\pi)$. Значения остальных параметров задачи: $L = 10$ м; $\theta = 2^\circ$; $\lambda = 0.03$ м.

Убывание значений рассмотренных функций усечения (рис. 2) от центра к краям поверхности различно и носит нелинейный характер. Значения предложенной функции усечения (8) в большинстве точек "внутри" рассматриваемой поверхности превышают значения функций усечения (5) и (6).

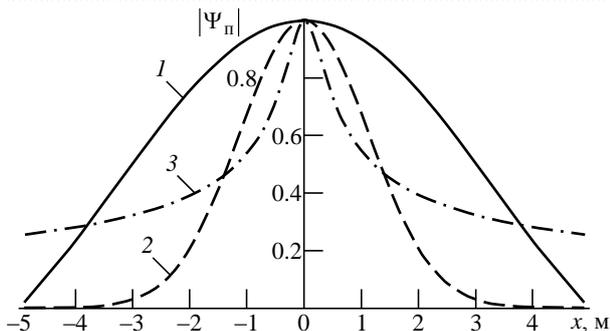


Рис. 2. Модуль падающего поля с функцией усечения:

1 – (8); 2 – (5); 3 – (6)

Fig. 2. Absolute value incident wave of the tapering function:
 1 – (8); 2 – (5); 3 – (6)

На краях поверхности при $|x|=5$ м амплитуда волны принимает следующие значения: для интегрального представления (6) $|\Psi_{\Pi}|=0.244$, при функции усечения Торсосо (5) $|\Psi_{\Pi}|=5 \cdot 10^{-5}$. Согласно определению (8) значения предложенной функции усечения на краях рассматриваемой поверхности равны нулю, что, в отличие от известных функций, обеспечивает значения $|\Psi_{\Pi}|=0$ в этих точках.

Таким образом, по критериям уменьшения амплитуды волны на краях до нуля и меньшего ее подавления "внутри" поверхности функция усечения (8) является наилучшей из рассмотренных.

Попутно отметим, что, хотя волна с функцией усечения Торсосо (5) и хуже, чем волна (6), удовлетворяет волновому уравнению, по сравнению с последней она обеспечивает лучшее подавление амплитуды на краю. По этой причине ранее во многих работах (см., например, [5–9]) в качестве функции усечения использовали функцию Торсосо.

Следует обратить внимание на еще один важный факт. При аппроксимации интегрального представления падающего поля, в результате которой получена функция усечения Торсосо, введен ряд ограничений [1]:

$$g > \frac{(3 \dots 4)\sqrt{2}}{k\theta \sin \theta}; \quad (9)$$

$$kg \sin \theta \geq 1; \quad (10)$$

$$|x + z \operatorname{ctg} \theta| \ll \pi g; \quad (11)$$

$$\frac{|z - x \operatorname{ctg} \theta|}{g} \ll \frac{kg \sin \theta}{2}. \quad (12)$$

Эти ограничения не позволяют выбирать параметры задачи произвольно. Они устанавливают

жесткие связи между параметром g , углом скольжения θ , длиной волны электромагнитного поля λ , параметрами поверхности.

Современные радиолокационные станции (РЛС) имеют высокое разрешение по дальности. В этом случае необходим расчет ЭПР поверхностей малой длины. Особенно актуален такой расчет при разработке алгоритмов обработки сигналов в РЛС, предназначенных для экологического мониторинга морской поверхности с целью обнаружения разливов нефти [10]. Морские судовые навигационные РЛС сантиметрового диапазона длин волн облучают поверхность моря под малыми углами скольжения. Анализ показывает, что для таких РЛС удовлетворить требованиям (9)–(12) сложно, что ограничивает область применения функции усечения Торсосо.

Проверка на удовлетворение волновому уравнению. Проверим представление падающего поля (2) с функцией усечения (8) на соответствие волновому уравнению. Подставив (2) с (8) в (4), получим:

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi_{\Pi}(x, z) = k^2 \delta_s, \quad (13)$$

где δ_s – некий параметр. Поясним его физический смысл и приведем для него аналитическое выражение. Очевидно, что $k^2 > 0$ и правая часть выражения (13) стремится к нулю только при условии стремления к нулю δ_s . По этой причине параметр δ_s можно назвать погрешностью, с которой волна не удовлетворяет волновому уравнению. Для волны (2) с функцией усечения (8) погрешность определяется следующей формулой:

$$\delta_s = |(A_1 + iB_1)\Psi_{\Pi}(x, z)|, \quad (14)$$

где

$$A_1 = \frac{2}{(xk)^2} - \frac{4\pi^2}{(kL)^2} - \frac{4\pi \cos(x/g)}{xk^2 L \sin(x/g)};$$

$$B_1 = \frac{4\pi \cos(\theta) \cos(x/g)}{kL \sin(x/g)} - \frac{2 \cos(\theta)}{xk}.$$

Аналогичная погрешность для волны (2) с функцией усечения Торсосо (5) имеет вид [4]:

$$\delta_T = |(A_2 + iB_2)\Psi_{\Pi}(x, z)|, \quad (15)$$

где $A_2 = -W^2 - \frac{16x^4 \cos^2 \theta}{k^4 g^8 \sin^6 \theta};$

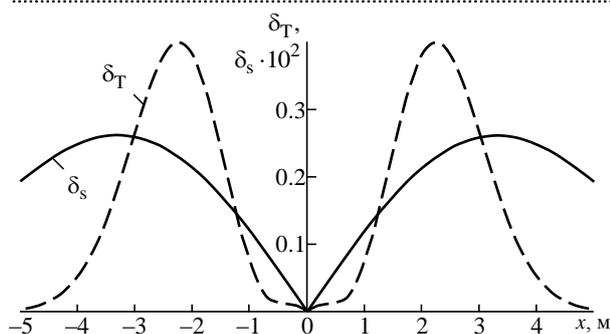


Рис. 3. Оценка погрешности удовлетворения волновому уравнению

Fig. 3. Estimation of the error of satisfying the wave equation

$$B_2 = \frac{4kx \cos \theta}{(kg \sin \theta)^4} \left(1 - \frac{4x^2}{g^2} \right); \quad W = \frac{2(x/g)^2 - 1}{(kg \sin \theta)^2}.$$

Сравним погрешности (14) и (15). При этом будем полагать, что параметр, контролирующий ширину луча, для указанных моделей поля одинаков и определяется как $g = L/(2\pi)$. Другие параметры определены так же, как при расчете кривых на рис. 2.

Изменение погрешностей по оси x показано на рис. 3. Штриховая линия соответствует погрешности для волны с функцией усечения Торсоса, сплошная – умноженной на 100 погрешности для волны с предложенной функцией усечения (8). Масштабирование второй зависимости выполнено для отображения обеих зависимостей на одном рисунке. Максимальное значение погрешности для волны с функцией усечения Торсоса $\delta_{T \max} = 0.4$, для волны с функцией усечения (8) – $\delta_{s \max} = 0.0026$.

Сравнение показывает, что волна с предложенной функцией усечения (8) удовлетворяет волновому уравнению существенно лучше, чем волна с функцией усечения Торсоса.

Обобщим введенную функцию усечения с учетом координаты z поверхности. Каждая реализация поверхности при моделировании случайна, и значения ее ординат на краях априори не известны. В этих условиях функция усечения должна обеспечивать на краях равную нулю амплитуду падающей волны, поэтому приобретает сложный вид:

$$T_s(x, z) = \begin{cases} \text{sinc} U_1(x, z), & -L/2 \leq x \leq 0; \\ \text{sinc} U_2(x, z), & 0 < x \leq L/2, \end{cases} \quad (16)$$

$$\text{где } U_{1, 2} = \frac{x \pm z(x) \text{ctg} \theta}{\mp L/2 \pm z(\mp L/2) \text{ctg} \theta},$$

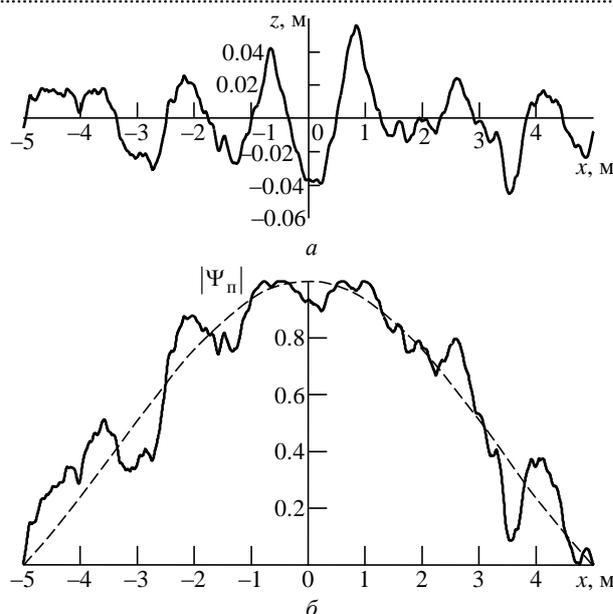


Рис. 4. Реализация морской поверхности (а) и функции усечения (б)

Fig. 4. Realization of the sea surface (a) and tapering function (b)

причем $z(\mp L/2)$ – значения функции $z = z(x)$ при $x = \mp L/2$.

На рис. 4, а представлена реализация волнового профиля случайной морской волны, полученная с помощью спектральной модели [11–13]. В качестве пространственного спектра моря использован спектр Эльфохейли [14–15], лучше других спектров описывающий как гравитационные, так и гравитационно-капиллярные волны. Моделирование выполнено при следующих значениях параметров: $L = 10$ м; скорость ветра на высоте 19.5 м $v_B = 2$ м/с; среднеквадратическое отклонение ординат волнового профиля $\sigma_z = 0.02$ м.

На рис. 4, б сплошной линией изображена реализация функции усечения (16), соответствующая реализации волнового профиля морской волны, представленной на рис. 4, а. Штриховой линией на рис. 4, б соответствует функция усечения (8).

Расчет бистатической диаграммы рассеяния. Определение плотности поверхностного тока (ППТ), наведенного падающим полем (2) с функцией усечения (16), базируется на решении интегрального уравнения для электрического поля (EFIE) [1], [5]. По ППТ вычисляется напряженность электрического поля рассеянной электромагнитной волны и бистатическая диаграмма рассеяния (ДР) – зависимость модуля коэффициента

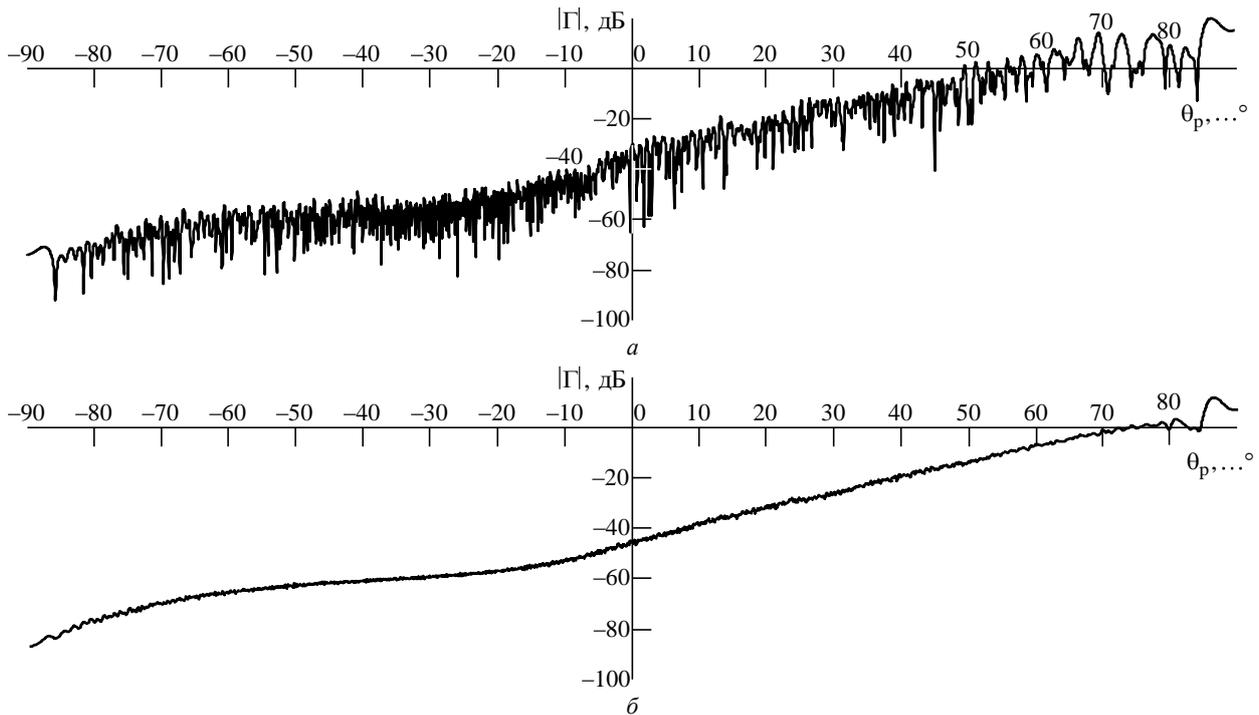


Рис. 5. Бистатическая диаграмма рассеяния реализации морской поверхности:
 а – по одной реализации; б – усредненная по 100 реализациям

Fig. 5. A bistatic scatter diagram of the realization of the sea surface: a – one realizations at a time; б – averaged over 100 realizations

рассеяния Γ от угла рассеяния θ_p при фиксированном угле скольжения θ :

$$|\Gamma(\theta_p)| = |\Gamma(\theta_p, \theta)|_{\theta=\text{const}}. \quad (17)$$

Бистатическая ДР для реализации волнового профиля морской волны, представленной на рис. 4, а, изображена на рис. 5, а.

Численный расчет ДР (17) является приближенным. В [7] предложен критерий оценки точности приближенных численных решений дифракционных задач:

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} |\Gamma(\theta_p)| d\theta_p = 1. \quad (18)$$

Степень отклонения от 1 в (18) служит мерой погрешности всех вычислений. Для представленной на рис. 5, а случайной реализации бистатической ДР значение интеграла в (18) равно 1.1, что соответствует погрешности расчета 10 %.

На рис. 5, б представлена бистатическая ДР, полученная усреднением 100 ДР для различных реализаций волнового профиля случайной морской волны.

Моделирование волнового профиля случайной морской волны выполнено при тех же значениях па-

раметров, что и для рис. 4, а. Средняя (по 100 реализациям) погрешность расчета ЭПР равна 11.8 %.

Критерий (18) является необходимым, но не достаточным. В качестве достаточного критерия справедливости расчета ДР может служить ее соответствие физическим представлениям. По критерию Рэлея моделируемая поверхность близка к гладкой, и при скользком облучении следует ожидать сильного отражения в зеркальном направлении.

Из рис. 5, б следует, что при угле скольжения $\theta = 2^\circ$ большая часть рассеянной энергии сосредоточена в области зеркального отражения в лепестке ДР шириной 2.6° вокруг угла зеркального отражения $\theta_{\text{отр}} = \pi/2 - \theta = 88^\circ$. Максимум ДР $|\Gamma(\theta_p)| = 11.5$ дБ наблюдается при $\theta_p = 86.3^\circ$. Для угла зеркального отражения $\theta_{\text{отр}} = 88^\circ$ модуль коэффициента рассеяния равен 8.35 дБ, в то время как для направления обратного отражения (при угле $\theta_p = \theta - \pi/2 = -88^\circ$) $|\Gamma(\theta_p)| = -84.9$ дБ.

Заключение. Предложенная функция усечения (16) не только лучше других удовлетворяет предъявляемым к ним требованиям, но и обеспечивает приемлемую точность оценки ЭПР случайных поверхностей ограниченной длины.

Список литературы

1. Toporkov J. V., Awadallah R. S., Brown G. S. Issues related to the Use of a Gaussian-like Incident Field for Low-grazing-angle Scattering // *J. Optical Society of America A*. 1999. Vol. 16, № 1. P. 176–187. doi: 10.1364/JOSAA.16.000176
2. Thorsos E. The validity of the Kirchhoff Approximation for Rough Surface Scattering using Gaussian Roughness Spectrum // *J. Acoustical Society of America*. 1988. Vol. 83, № 1. P. 78–92. doi: 10.1121/1.396188
3. Pan G., Zhang L. Closed Form Solution to the Incident Power of Gaussian-Like Beam for Scattering Problems // *IEEE Trans. on antennas and propagation*. 2019. Vol. 67, № 2. P. 1364–1367. doi: 10.1109/TAP.2018.2884851
4. Zhang Y., Wang Y., Zheng H. EM Scattering from a Simple Water Surface composed of Two Time-varying Sinusoidal Waves // *Proc. of IEEE Intern. Conf. on Computational Electromagnetics (ICCEM)*. 2020. Vol. 8. P. 200684–200694. doi: 10.1109/COMPEN.2019.8779021
5. Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulations / L. Tsang, J. A. Kong, K.-H. Ding, C. O. Ao. New York: John Wiley & Sons, 2001. 736 p. doi: 10.1002/0471224278
6. Ye H., Jin Y.-Q. Parameterization of the Tapered Incident Wave for Numerical Simulation of Electromagnetic Scattering from Rough Surface // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. 2005. Vol. 53, № 3. P. 1234–1237. doi: 10.1109/TAP.2004.842586
7. Borodin M. A., Leont'ev V. V. Analysis of the Accuracy of an Iterative Algorithm for Calculating the Field Scattered by a Rough Surface // *J. of Communications Technology and Electronics*. 2009. Vol. 54, № 9. P. 989–994. doi: 10.1134/S1064226909090034
8. Numerical Analysis of Microwave Scattering from Layered Sea Ice Based on the Finite Element Method / X. Xu, C. Brekke, A. P. Doulgeris, F. Melandso // *Remote sensing*. 2018. Vol. 10, № 9. P. 1–16. doi: 10.3390/rs10091332
9. Jun M., Guo L.-X., Zeng H. Study on 1D Large-scale Rough Surface EM scattering at Low Grazing Incident Angle by Parallel MOM based on PC Clusters // *Wave in Random and Complex Media*. 2009. Vol. 19, № 4. P. 585–599. doi: 10.1080/17455030903033190
10. Леонтьев В. В., Бородин М. А., Игнатъева О. А. Бистатистические диаграммы рассеяния морской поверхности, покрытой мономолекулярной пленкой нефти // *Радиотехника*. 2012. № 7. С. 39–44.
11. Toporkov J. V., Brown G. S. Numerical Simulations of Scattering from Time-varying Randomly Rough Surfaces // *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*. 2000. Vol. 38, № 4. P. 1616–1624. doi: 10.1109/36.851961
12. Johnson J. T., Toporkov J., Brown G. A Numerical Study of Backscattering from Time-evolving Sea Surfaces: Comparison of Hydrodynamic Models // *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*. 2001. Vol. 39, № 11. P. 2411–2420. doi: 10.1109/36.964977
13. Numerical Simulation of Backscatter from Linear and Nonlinear Ocean Surface Realization / C. L. Rino, T. L. Crystal, A. K. Koide, H. D. Ngo, H. Guthart // *Radio Science*. 1991. Vol. 26, № 1. P. 51–71. doi: 10.1029/90RS01687
14. A Unified Directional Spectrum for Long and Short Wind-driven Waves / T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, D. Vandemark // *J. of Geophysical Research. Oceans*. 1997. Vol. 102, № C7. P. 15781–15796. doi: 10.1029/97JC00467
15. Bourlier C., Saillard J., Berginc G. Intrinsic Infrared Radiation of the Sea Surface // *Progress in Electromagnetics Research*. 2000. Vol. 27. P. 185–335. doi: 10.2528/PIER99080103

Информация об авторах

Леонтьев Виктор Валентинович – доктор технических наук (2000), профессор (2003) кафедры радиотехнических систем Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина). Почетный работник высшего профессионального образования РФ. Автор более 140 научных и учебно-методических работ. Сфера интересов – радиолокация, распространение и рассеяние радиоволн, радиотехнические системы мониторинга окружающей среды.
Адрес: Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
E-mail: vtleontyev@mail.ru
<http://orcid.org/0000-0002-6800-7124>

Бородин Михаил Анатольевич – кандидат технических наук (2011), доцент кафедры радиотехнических систем Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина). Автор 29 научных работ. Сфера интересов – радиолокация, распространение и рассеяние радиоволн, радиотехнические системы мониторинга окружающей среды.
Адрес: Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
E-mail: boroda84@gmail.com
<http://orcid.org/0000-0002-5237-9118>

References

1. Toporkov J. V., Awadallah R. S., Brown G. S. Issues related to the Use of a Gaussian-like Incident Field for Low-grazing-angle Scattering. *J. Optical Society of America A*. 1999, vol. 16, no. 1, pp. 176–187. doi: 10.1364/JOSAA.16.000176
2. Thorsos E. The validity of the Kirchhoff Approximation for Rough Surface Scattering using Gaussian Roughness Spectrum. *J. Acoustical Society of America*. 1988, vol. 83, no. 1, pp. 78–92. doi: 10.1121/1.396188
3. Pan G., Zhang L. Closed Form Solution to the Incident Power of Gaussian-Like Beam for Scattering Problems. *IEEE Trans. on antennas and propagation*. 2019, vol. 67, no. 2, pp. 1364–1367. doi: 10.1109/TAP.2018.2884851
4. Zhang Y., Wang Y., Zheng H. EM Scattering from a Simple Water Surface composed of Two Time-varying Sinusoidal Waves. *Proc. of IEEE Intern. Conf. on Computational Electromagnetics (ICCEM)*. 2020, vol. 8, pp. 200684–200694. doi: 10.1109/COMPEN.2019.8779021
5. Tsang L., Kong J. A., Ding K.-H., Ao C. O. *Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulations*. New York, John Wiley & Sons, 2001, 736 p. doi: 10.1002/0471224278
6. Ye H., Jin Y.-Q. Parameterization of the Tapered Incident Wave for Numerical Simulation of Electromagnetic Scattering from Rough Surface. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. 2005, vol. 53, no. 3, pp. 1234–1237. doi: 10.1109/TAP.2004.842586
7. Borodin M. A., Leont'ev V. V. Analysis of the Accuracy of an Iterative Algorithm for Calculating the Field Scattered by a Rough Surface. *J. of Communications Technology and Electronics*. 2009, vol. 54, no. 9, pp. 989–994. doi: 10.1134/S1064226909090034
8. Xu X., Brekke C., Doulgeris A. P., Melandso F. Numerical Analysis of Microwave Scattering from Layered Sea Ice Based on the Finite Element Method. *Remote sensing*. 2018, vol. 10, no. 9, pp. 1–16. doi: 10.3390/rs10091332
9. Jun M., Guo L.-X., Zeng H. Study on 1D Large-scale Rough Surface EM scattering at Low Grazing Incident Angle by Parallel MOM based on PC Clusters. *Wave in Random and Complex Media*. 2009, vol. 19, no. 4, pp. 585–599. doi: 10.1080/17455030903033190
10. Leont'ev V. V., Borodin M. A., Ignatieva O. A. Bi-static scattering diagrams of the sea surface covered with a monomolecular film of oil. *Radio Engineering*. 2012, no. 7, pp. 39–44. (In Russ.)
11. Toporkov J. V., Brown G. S. Numerical Simulations of Scattering from Time-varying Randomly Rough Surfaces. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*. 2000, vol. 38, no. 4, pp. 1616–1624. doi: 10.1109/36.851961
12. Johnson J. T., Toporkov J., Brown G. A Numerical Study of Backscattering from Time-evolving Sea Surfaces: Comparison of Hydrodynamic Models. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*. 2001, vol. 39, no. 11, pp. 2411–2420. doi: 10.1109/36.964977
13. Rino C. L., Crystal T. L., Koide A. K., Ngo H. D., Guthart H. Numerical Simulation of Backscatter from Linear and Nonlinear Ocean Surface Realization. *Radio Science*. 1991, vol. 26, no. 1, pp. 51–71. doi: 10.1029/90RS01687
14. Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D. A Unified Directional Spectrum for Long and Short Wind-driven Waves. *J. of Geophysical Research. Oceans*. 1997, vol. 102, no. C7, pp. 15781–15796. doi: 10.1029/97JC00467
15. Bourlier C., Saillard J., Berginc G. Intrinsic Infrared Radiation of the Sea Surface. *Progress in Electromagnetics Research*. 2000, vol. 27, pp. 185–335. doi: 10.2528/PIER99080103

Information about the authors

Viktor V. Leont'ev, Dr. Sci. (Eng.) (2000), Professor (2003) of the Department of Radio Engineering System of Saint Petersburg Electrotechnical University. Honorable Worker of High Professional Education of the Russian Federation. The author of more than 140 scientific and teaching publications. Area of expertise: radiolocation, propagation and scattering of radio waves, radio engineering system for ecology monitoring.
Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov St., St Petersburg 197376, Russia
E-mail: vyleontyev@mail.ru
<http://orcid.org/0000-0002-6800-7124>

Mikhail A. Borodin, Cand. Sci. (Eng.) (2011), assistant professor of the Department of Radio Engineering System of Saint-Petersburg Electrotechnical University. The author of 29 scientific publications. Area of expertise: radiolocation, propagation and scattering of radio waves, radio engineering system for ecology monitoring.
Address: Saint Petersburg Electrotechnical University, 5 Professor Popov St., St Petersburg 197376, Russia
E-mail: boroda84@gmail.com
<http://orcid.org/0000-0002-5237-9118>