

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874.6;621.371.33

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА БАЗОВЫХ КОМПОНЕНТОВ
ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЭВРИСТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ
ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ НА ПОЛУПЛОСКОСТИ
С НЕИДЕАЛЬНЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

© 2019 г. М. В. Весник*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

**E-mail: vesnik@cplire.ru*

Поступила в редакцию 25.03.2019 г.

После доработки 25.03.2019 г.

Принята к публикации 17.04.2019 г.

Методом базовых компонентов получено эвристическое решение задачи дифракции на полупрозрачной полуплоскости. Проведена верификация эвристических формул с помощью численного решения. Получена “функция полупрозрачности”, описывающая трансформацию эвристических формул при изменении параметра прозрачности рассеивателя.

DOI: 10.1134/S003384941911024X

ВВЕДЕНИЕ

Ряд современных практических задач, таких, например, как создание и обнаружение объектов с малой радиолокационной заметностью, распространение радиоволн в городских условиях и т.п., требует наличия решений соответствующих задач дифракции. Строгих аналитических решений задач дифракции мало, и они сложные. Численные решения существуют, но имеют ограничения по размерам рассеивателя и нуждаются в физической интерпретации.

Для снятия описанных проблем при решении практических задач применяют эвристические подходы [1–3], которые основаны на интуиции и на физических особенностях решения. По сравнению со строгими аналитическими решениями эвристические более просты, а по сравнению с численными решениями эвристические обладают более высоким быстродействием и лучше подходят для физической интерпретации решения.

Для оценки точности эвристических подходов применяют верификацию – сравнение с решениями, точность которых известна – чаще всего, с численными. Если размер рассеивателя в практической задаче превышает возможности вычислителя, то верифицировать эвристическое решение можно на объекте меньшего размера. При увеличении размеров рассеивателя точность эвристического решения лишь возрастает.

До верификации эвристические формулы представляют собой гипотезу о поведении реше-

ния. После верификации становится известной точность эвристических формул, и в дальнейшем их можно применять без дополнительных проверок.

Известные эвристические подходы (геометрическая теория дифракции (ГТД) [4, 5] и метод краевых волн (МКВ) [6]) позволяют получать решения трехмерных задач на основе двумерных. Эти подходы представляют собой заданные наборы алгоритмов получения решения и не предполагают внесения поправок в решение в том случае, когда точность оказывается недостаточной.

1. МЕТОД БАЗОВЫХ КОМПОНЕНТОВ

Эвристические подходы ГТД и МКВ содержат заложенные методические погрешности, которые влияют на точность решения и которые не предполагается исправлять. В частности, к таким погрешностям относится отсутствие учета возмущения поля на концах кромки конечного размера. Кроме того, ГТД и МКВ не предполагают получения в случае необходимости эвристических аналитических формул, которые обладают автономностью от вычислителя соответствующей двумерной задачи.

В ряде недавних публикаций был предложен метод базовых компонентов (МБК), расширяющий область применения эвристических методов [3, 7]. В отличие от ГТД и МКВ, МБК позволяет устранять методические погрешности при помощи “на-

стройки” эвристического решения и добиваться именно той точности, которая требуется в практической задаче. При этом получаются простые по форме эвристические формулы, которые имеют высокое быстродействие, обладают автономностью от вычислителя двумерной задачи и позволяют осуществлять физическую интерпретацию численных решений.

Новый метод основан на ряде приемов и на наборе базовых компонентов [7]. Приемы позволяют экономить ресурсы компьютера и строить эффективные эвристические решения, повышающие быстродействие вычислителя. Базовые компоненты являются основой построения эвристических решений и могут быть основаны как на математически строгих решениях ряда простейших задач, так и на численных расчетах.

Необходимые условия применения метода базовых компонентов:

- 1) набор базовых компонентов для рассматриваемой задачи;
- 2) наличие готовой трассировки лучей;
- 3) наличие решений эталонных задач: 1D, 2D и 3D (аналитических или численных), а также численные расчеты фрагментов или целого 3D-рассеивателя из практической задачи (возможно — меньшего размера).

Преимущества формул МБК. В результате применения МБК можно построить простые и одновременно точные аналитические формулы, пригодные как для физической интерпретации численных решений задач дифракции, так и для создания быстродействующих вычислителей [3]. Скорость эвристических аналитических формул может превышать скорость численных решений на несколько порядков [8]. Это связано с тем, что применение эвристических формул, в отличие от строгих методов, не требует проведения сложных численных процедур. Простота формул МБК позволяет сравнительно легко получать аналитические преобразования перехода из частотной во временную область и обратно [3, 9], что дает преимущества при использовании МБК для исследования импульсных и сверхширокополосных сигналов.

2. ДИФРАКЦИОННЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Выделим из строгой математической формулы сингулярные дифракционные коэффициенты. Для этого рассмотрим интегральное представление $v(\psi)$, с помощью которого можно найти рассеянное поле на полубесконечном рассеивателе [3, 7]. Для случая дифракции электромагнитной

волны на клине с внешним углом раствора πl имеем

$$v(\psi) \cong \sum_{m=1,2} \frac{P(w_{sm})}{\sqrt{2\pi i k \frac{r r_0}{r+r_0} \cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\psi}{n}}} \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{n} \times \times \frac{2i\sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}}{\exp[iS(w_{sm}) - iS(\psi)]} \int_{\infty\sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}}^{\sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}} \exp(iq^2) dq. \quad (1)$$

Здесь (r_0, φ_0) и (r, φ) — координаты источника и точки наблюдения соответственно, $P(w_{sm})$ — поле источника в седловой точке w_{sm} (с геометрической точки зрения это соответствует ситуации, когда кромка находится на линии, соединяющей точку наблюдения с источником), а входящие в формулу эйконал $S(\psi)$ и эйконал в седловой точке $S(w_{sm})$ имеют вид:

$$S(\psi) = k\rho = k\sqrt{(r+r_0)^2 - 2rr_0[1 + \cos \psi]}, \quad (2)$$

$$S(w_{sm}) = k(r+r_0), \quad \psi = \varphi \mp \varphi_0.$$

Центр координат совпадает с вершиной клина. Область, внешняя по отношению к клину, занимает пространство углов $0 < \varphi < \pi l$.

Для определения рассеянного поля $V(\varphi)$ в случае поляризованной электромагнитной TH -волны применяем выражение

$$V(\varphi) = v(\varphi - \varphi_0) - v(\varphi + \varphi_0),$$

в случае TE -волны —

$$V(\varphi) = v(\varphi - \varphi_0) + v(\varphi + \varphi_0). \quad (3)$$

Рассмотрим интегральное представление задачи дифракции на клине в случае двух седловых точек (1). Каждое из двух слагаемых (стоящих под знаком суммы) в правой части выражения (1) состоит из четырех множителей.

Первый множитель не зависит от угловой переменной и представляет собой произведение значения поля в седловой точке (т.е. на границе тени) на фактор, определяющий зависимость решения от расстояний до источника и точки наблюдения:

$$\sqrt{i}P(w_{sm}) / \sqrt{2\pi k \frac{r r_0}{r+r_0}}. \quad (4)$$

Второй множитель представляет собой половину дифракционного коэффициента:

$$\frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\psi}{n}}. \quad (5)$$

Полный дифракционный коэффициент для определенного вида поляризации получится, ес-

ли сложить или вычесть значения этого сомножителя в точке наблюдения:

$$\frac{\sin \frac{\pi}{n} \left(\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\Phi - \Phi_0}{n}} \pm \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\Phi + \Phi_0}{n}} \right)}{n} \quad (6)$$

Произведение третьего и четвертого множителей

$$\frac{2i\sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}}{\exp[iS(w_{sm}) - iS(\psi)]} \int_{\infty\sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}}^{\sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}} \exp(iq^2) dq \quad (7)$$

представляет собой частное от деления интеграла Френеля на свою асимптотику и характеризует зависимость поля от углового расстояния до границы тени. Вдали от границы “свет–тень” произведение (7) равно 1. На границе “свет–тень” этот множитель равен нулю и компенсирует сингулярность половины дифракционного коэффициента (5). Такая компенсация приводит к тому, что на границе “свет–тень” у полубесконечного рассеивателя поле равно 0.5 от поля геометрической оптики.

Некоторые исследователи стремятся привести решение именно к такому виду, когда сингулярность дифракционного коэффициента скомпенсирована, а решение с нескомпенсированной сингулярностью считают неполноценным. Однако в [10–12] было показано, что для трехмерных рассеивателей конечного размера компенсировать сингулярность в общем случае неверно. При выполнении условия дальней зоны [3, 7] интегрирование сингулярных дифракционных коэффициентов по замкнутому контуру автоматически компенсирует все сингулярности, приводя к правильному результату [11].

Вдали от границы “свет–тень” сингулярные дифракционные коэффициенты (6) для идеально проводящей полуплоскости (т.е. при $n = 2$) принимают хорошо известную форму [3, 6]:

$$f(\Phi, \Phi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{-\cos \frac{\Phi - \Phi_0}{2}} - \frac{1}{-\cos \frac{\Phi + \Phi_0}{2}} \right), \quad (8)$$

$$g(\Phi, \Phi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{-\cos \frac{\Phi - \Phi_0}{2}} + \frac{1}{-\cos \frac{\Phi + \Phi_0}{2}} \right),$$

$$f^0(\Phi, \Phi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \frac{\Phi - \Phi_0}{2}}{-\cos \frac{\Phi - \Phi_0}{2}} - \frac{\sin \frac{\Phi + \Phi_0}{2}}{-\cos \frac{\Phi + \Phi_0}{2}} \right), \quad (9)$$

$$g^0(\Phi, \Phi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \frac{\Phi - \Phi_0}{2}}{-\cos \frac{\Phi - \Phi_0}{2}} + \frac{\sin \frac{\Phi + \Phi_0}{2}}{-\cos \frac{\Phi + \Phi_0}{2}} \right),$$

где f и g – дифракционные коэффициенты строгого решения, а f^0 и g^0 – дифракционные коэффициенты в приближении физической оптики.

Каждый дифракционный коэффициент в (8), (9) состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое имеет сингулярность, связанную с направлением “прямо вперед”, второе – сингулярность, связанную с направлением зеркального отражения. Вполне естественным шагом является построение эвристического решения с применением коэффициентов отражения и прохождения R и T для безграничной полупрозрачной полуплоскости:

$$fg(R, T, \Phi, \Phi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1 - T}{-\cos \frac{\Phi - \Phi_0}{2}} + \frac{R}{-\cos \frac{\Phi + \Phi_0}{2}} \right) \quad (10)$$

(назовем это эвристическое приближение обобщенным дифракционным коэффициентом, ОДК) и

$$fg^0(R, T, \Phi, \Phi_0) = \frac{1}{2} \left[(1 - T) \frac{\sin \frac{\Phi - \Phi_0}{2}}{-\cos \frac{\Phi - \Phi_0}{2}} + R \frac{\sin \frac{\Phi + \Phi_0}{2}}{-\cos \frac{\Phi + \Phi_0}{2}} \right] \quad (11)$$

(назовем это эвристическое приближение обобщенным дифракционным коэффициентом в приближении физической оптики, ФОДК).

Физический смысл эвристических выражений (10) и (11) заключается в следующем. Формула (10) описывает процесс дифракции на полупрозрачной полуплоскости с учетом возмущения поля кромкой, а формула (11) не учитывает это возмущение. Насколько правильным является тот или иной подход, станет ясно из дальнейшего изложения.

При $T = 0$, $R = -1$ получим выражения для сингулярных дифракционных коэффициентов идеально проводящей полуплоскости. В случае падения ТН- поляризованной электромагнитной волны это функция $f(\Phi, \Phi_0)$ из (8). Для ФОДК связь между (9) и (11) можно описать так: $fg^0(-1, 0, \Phi, \Phi_0) = f^0(\Phi, \Phi_0)$, $fg^0(1, 0, \Phi, \Phi_0) = g^0(\Phi, \Phi_0)$. Аналогичные выражения можно получить и для дифракционных коэффициентов строгого решения (8) и (10): $fg(-1, 0, \Phi, \Phi_0) = f(\Phi, \Phi_0)$, $fg(1, 0, \Phi, \Phi_0) = g(\Phi, \Phi_0)$.

Выражения (10) и (11), вместе с их частными случаями (8) и (9), а также вместе с коэффициентами R и T входят в набор базовых компонентов [7]. Комбинируя сомножители (4)–(7) или входящие в них параметры, можно построить множество эвристических решений: для рассеивателей двумерных или трехмерных, конечного или бесконечного размера, с выполнением или без выполнения условия дальней зоны, для разных видов граничных условий и профиля кромок.

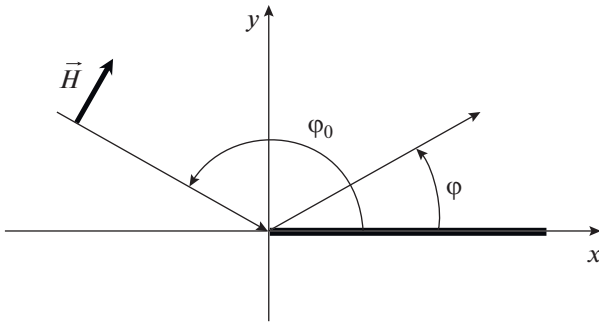


Рис. 1. Геометрия задачи дифракции на полупрозрачной полуплоскости.

3. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ТИПА ТОНКОГО СЛОЯ. КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ

Сравним эвристические зависимости (10) и (11) с численным решением. В данной работе мы приводим численное решение для граничных условий конкретного вида, но методику исследования процесса дифракции на структурах из тонких пленок можно распространить и на другие виды граничных условий.

Рассмотрим полупрозрачную полуплоскость с граничными условиями типа тонкого слоя [13] для случая дифракции электромагнитной волны ТН-поляризации:

$$\begin{cases} H_{x+} - H_{x-} = -Z^{-1} E_z \\ E_{z+} = E_{z-} = E_z \text{ при } y = 0 \end{cases}, \quad (12)$$

где импеданс $Z = iX$ (X – изменяемый параметр, от которого зависит коэффициент отражения, i – мнимая единица), знаки “+” и “–” соответствуют областям $y > 0$ и $y < 0$ (рис. 1).

На рис. 1 показана геометрия двумерной задачи дифракции для нормального падения электромагнитной волны на полупрозрачную кромку.

Если подставить в (12) выражения

$$\begin{aligned} E_{z+} &= E_{z0} + E_{zr}, & E_{z-} &= E_{zt}, \\ H_{x+} &= \frac{1}{ikW_0} \frac{\partial E_{z+}}{\partial y}, & H_{x-} &= \frac{1}{ikW_0} \frac{\partial E_{z-}}{\partial y}, \\ E_{z0} &= \exp[-ik(x \cos \varphi_0 + y \sin \varphi_0)], \\ E_{zr} &= R \exp[-ik(x \cos \varphi_0 - y \sin \varphi_0)], \\ E_{zt} &= T \exp[-ik(x \cos \varphi_0 + y \sin \varphi_0)], \end{aligned} \quad (13)$$

то можно получить в явном виде формулы для коэффициентов отражения и прохождения R и T в случае безграничной поверхности¹:

¹ Аналитические выражения (14) для коэффициентов R и T , соответствующие граничным условиям (12), и результаты численного расчета строгого решения (обозначим его $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$) были предоставлены С.Е. Банковым [14]. Численное решение основано на методе Винера–Хопфа [15, 16] и имеет форму сингулярного дифракционного коэффициента (как (10) или (11)).

$$R = \frac{W_0}{-2i \sin(\varphi_0) X - W_0}, \quad W_0 = 120\pi, \quad (14)$$

$$T = 1 + R. \quad (15)$$

По мере изменения параметра X от 0 до бесконечности коэффициент отражения R меняется от -1 до 0 , поэтому можно считать, что параметр X характеризует прозрачность рассеивателя: чем больше X , тем больше прозрачность.

Отметим, что при $X = 0$ выполняется $R = -1$, $T = 0$, что соответствует параметрам идеально проводящей полуплоскости при TE -поляризации падающей волны.

Результаты численного расчета $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ и эвристических расчетов по формулам (10) и (11) приведены на рис. 2, по вертикали отложены значения амплитуды решений. Масштаб графиков таков, что максимальное значение амплитуды равно $4|R|$. Такой масштаб позволяет сохранять неизменным расположение кривых ОДК и ФОДК в границах графиков.

Поскольку мы “отстраиваемся” от сингулярности, от конкретных значений R и T и от эффектов, вызванных кромкой, можно утверждать, что с помощью функции полупрозрачности получаем возможность исследовать тонкие физические эффекты более высокого порядка. В данном конкретном случае таким эффектом является постепенное изменение формулы решения (т.е. переход ее формы от ОДК к ФОДК) в зависимости от прозрачности рассеивателя. Для удобного представления результатов максимальная амплитуда на вертикальной оси каждого графика изменяется в зависимости от значения X и равна $4|R|$.

Другие базовые компоненты и приемы МБК позволяют отделить друг от друга не только эффекты на поверхности и кромке, но и эффекты, связанные с формой рассеивателя в целом [3, 7, 17–20], что дает возможность выявлять поверхностные эффекты на экспериментальных образцах пленок конечного размера.

4. ФУНКЦИЯ ПОЛУПРОЗРАЧНОСТИ

С помощью выражений (14) и (15), дифракционных коэффициентов (10) и (11) и методики “настройки”, предлагаемой в МБК, можно построить эвристическое аналитическое решение задачи дифракции на такой “полупрозрачной полуплоскости” с граничными условиями (12).

Для рассматриваемого рассеивателя “настройки” эвристического решения в соответствии с МБК состоит в сравнении численного решения с формулами ОДК (10) и ФОДК (11) для разных значений X , φ_0 и φ и последующей коррекции этих формул.

Относительное взаимное расположение графиков ОДК и ФОДК остается неизменным, в то

время как график численного решения $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ проходит между графиками ОДК и ФОДК, причем его относительное положение зависит от параметра X . В процессе сравнения эвристического и численных решений выяснилось, что частное от деления $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)/fg(R, T, \varphi, \varphi_0)$ не зависит от значений φ_0 и по мере увеличения параметра X меняется от 1 к $\sin(\varphi/2)$.

При исследовании поведения численного решения было установлено, что при малых значениях параметра “прозрачности” X решение $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ больше похоже на ОДК, а при больших значениях параметра “прозрачности” решение $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ больше похоже на ФОДК. С учетом этих свойств можно ввести такое новое физическое понятие, как “функция полупрозрачности”. Эта функция, которую обозначим $cx(X, \varphi)$, описывает постепенный переход решения задачи дифракции на полупрозрачной полуплоскости от формулы ОДК к ФОДК по мере увеличения параметра “прозрачности” X :

$$cx(X, \varphi) = 1 - x(X) \left\{ 1 - \cos \left[\frac{\pi - \varphi}{1 + x(X)} \right] \right\}, \quad (16)$$

$$x(X) = 1 - \exp(-0.003|X|).$$

При $X \rightarrow 0$ имеет место $x \rightarrow 0$, $cx(X, \varphi) \rightarrow 1$, при $X \rightarrow \infty$ имеем $x \rightarrow 1$, $cx(X, \varphi) \rightarrow \sin(\varphi/2)$. В результате можно построить эвристическую формулу

$$fg(R, T, \varphi, \varphi_0) \frac{cx(X, \varphi_s)}{cx(X, \varphi)} \cong fr(\varphi, \varphi_0, R, T). \quad (17)$$

Функция полупрозрачности описывает постепенный переход от (10) к (11) и обратно в зависимости от значений параметра X .

Эвристическое решение (17), показанное на рис. 2 квадратами, хорошо совпадает с численным решением (утолщенная серая линия). Наибольшее отклонение наблюдаем в направлениях вблизи угла $\varphi = 0$, т.е. вдоль поверхности полупрозрачной полуплоскости. Это указывает на необходимость дополнительного исследования, возможно – учета поверхностной волны. Но такое тонкое уточнение эвристического решения имеет смысл делать лишь тогда, когда это необходимо в связи с потребностями практической задачи.

Таким образом, с одной стороны, по отдельности ни одно из выражений (10) и (11) не дает правильного описания процесса дифракции на рассматриваемом рассеивателе. С другой стороны, комбинирование этих выражений дает гораздо более точное описание процесса дифракции.

5. АНАЛИЗ ЭВРИСТИЧЕСКИХ ФОРМУЛ И РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Следует отметить, что формулы, аналогичные ОДК (10) и ФОДК (11), встречались и ранее. Пер-

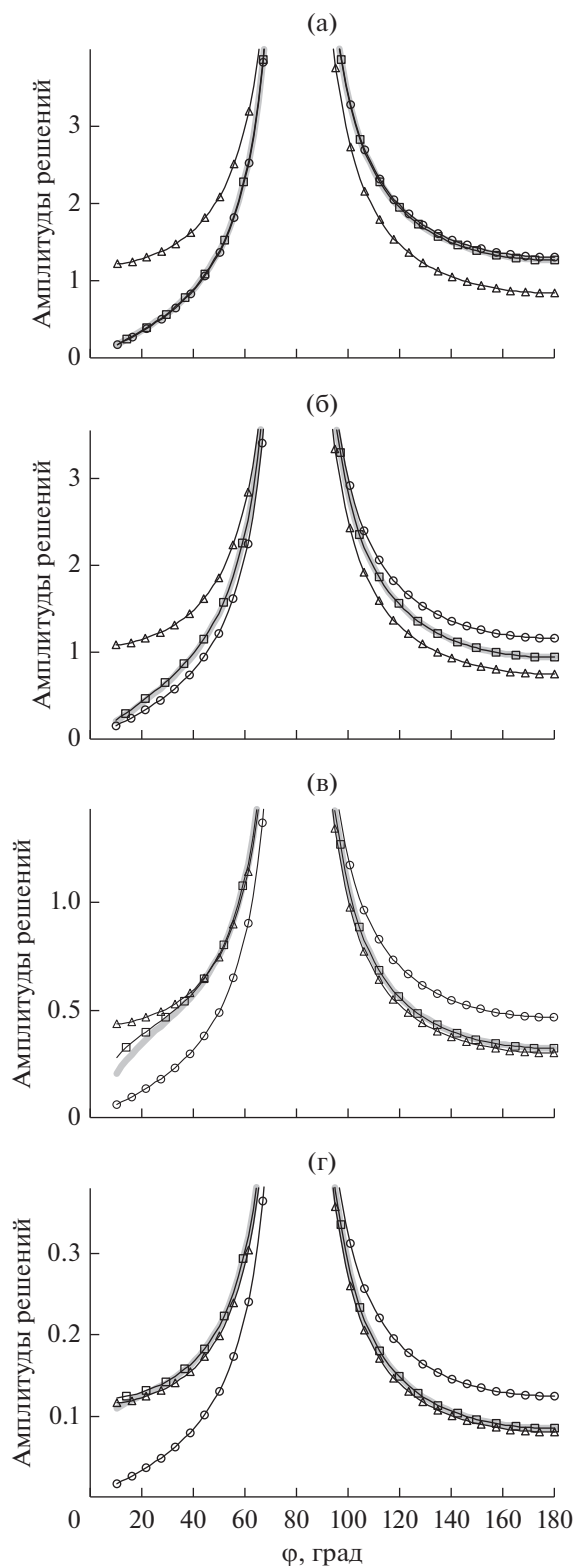


Рис. 2. Сравнение дифракционного коэффициента численного решения для полупрозрачной полуплоскости (утолщенная серая линия) с эвристическими решениями ОДК (10) (кружочки), ФОДК (11) (треугольники) и эвристическим решением (17) (квадратики): $X = 10$ $|R| = 0.999$ (а); $X = 100$ $|R| = 0.886$ (б); $X = 500$ $|R| = 0.358$ (в); $X = 2000$ $|R| = 0.095$ (г); угол падения $\varphi_0 = 100^\circ$.

вые работы на эту тему появились на заре математической теории дифракции. Так, в [21] рассмотрена дифракция на непрозрачном металлическом экране. В [22] рассмотрена дифракция на идеально проводящей полуплоскости, получены формулы, аналогичные ОДК. В [23] рассмотрена дифракция на тонкой диэлектрической пластине в высокочастотном приближении равномерной ГТД. Результаты сравнивались со строгим расчетом и показали хорошее совпадение при условии ряда ограничений, наложенных на геометрию задачи. Были использованы формулы, аналогичные ОДК. В работе [24] с помощью равномерной ГТД рассмотрена дифракция на клине с конечной проводимостью. Применялись формулы типа ОДК для случая $T = 0$. Приближение, аналогичное ФОДК (11), применялось в [25]. В работе [26] исследовались формулы, аналогичные ФОДК и ОДК. Показано, что ОДК лучше подходит для идеально проводящего рассеивателя. В работе [27] исследовалась дифракция на полупрозрачном экране методом отражений и при помощи численных методов. Подтверждены результаты работ [28, 29]. В [30] рассмотрена дифракция на идеально проводящем клине. Показано, что наилучшее совпадение со строгими результатами достигнуто для формулы ОДК.

Отличие подхода МБК от этих работ состоит в том, что дифракционные коэффициенты строятся с помощью объединения трех компонентов: ОДК (10), ФОДК (11) и формулы полупрозрачности (16). Такой подход позволяет значительно улучшить совпадение эвристической формулы из левой части (17) со строгим решением $f^i(R, T, \varphi, \Phi_0)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, как на основе сравнения двух дифракционных коэффициентов разного типа (ФОДК и ОДК) и численного решения получен новый базовый компонент – функция полупрозрачности, применяя которую можно построить уточненное решение задачи дифракции на полупрозрачной полуплоскости, уточненное по отношению как к ФОДК, так и к ОДК.

Аналогичным образом можно строить дифракционные коэффициенты и для других задач. Суть предлагаемой методики (находить баланс между решением с возмущением вблизи кромки и без него) останется той же при изменении граничных условий, типов возбуждения и физической природы волн.

Сравнивая МБК с известными работами, мы видим существенные отличия в стратегии получения решения. В известных работах получают либо строгое аналитическое двумерное решение, либо эвристическое решение по схеме ОДК и проводят верификацию, сравнивая его с решени-

ем, полученным строгими методами. Затем определяют область, где эвристическое решение дает хорошее совпадение.

В МБК для построения дифракционных коэффициентов берут несколько базовых компонентов: не только эвристическое решение по схеме ОДК, но также по схеме ФОДК и функцию полупрозрачности, существенно увеличивающую точность совпадения со строгим решением. Затем (при необходимости), используя инженерные добавки, улучшают совпадение до заданной величины. Таким образом, можно для любого численного решения при помощи R и T гарантированно получить эвристическую аналитическую формулу во всем диапазоне параметров и с заданной точностью. Это дает новые возможности при решении практических задач.

Формулы ОДК (10) и ФОДК (11) соответствуют разным функциям Грина. Выражение (10) соответствует функции Грина строгого решения задачи дифракции на идеально проводящей полуплоскости с дифракционными коэффициентами (8), а выражение (11) соответствует функции Грина свободного пространства в решении той же задачи в приближении физической оптики с дифракционными коэффициентами (9). Хорошее совпадение с численным решением доказывает правильность такой физической интерпретации эвристических формул. Это важное следствие применения МБК следует учитывать при попытках найти строгое аналитическое решение для полупрозрачных полуплоскостей с граничными условиями разного вида.

Предложенный подход можно применять для описания рассеивателей с различными граничными условиями, в том числе с теми, для которых не существует строгих аналитических выражений. Общих рецептов получения эвристических формул для всех видов граничных условий пока нет, но в данной задаче удалось получить существенное уточнение по сравнению с ОДК и ФОДК.

МБК позволяет получать аналитические формулы на основе эталонных задач. В отличие от других эвристических методов, отсутствие строгих аналитических решений таких задач не является препятствием, поскольку МБК позволяет получить их с помощью набора базовых компонентов, а также с помощью верификации и настройки с использованием численных решений.

Наряду с ГТД и МКВ (как это уже сделано) подходы МБК могут быть интегрированы в современные электромагнитные симуляторы для повышения быстродействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хенл Х., Мауэ А., Вестнфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964.
2. Kravtsov Y.A., Zhu Ning Yan. Theory of Diffraction: Heuristic Approaches. Oxford: Alpha Science Intern. Ltd. Oxford, 2010.
3. Vesnik M.V. The Method of the Generalized Eikonal. New Approaches in the Diffraction Theory. Berlin; Boston: Walter de Gruyter GmbH, 2015.
4. Keller J.B. // J. Optical Soc. Amer. 1962. V. 52. № 2. P. 116.
5. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978.
6. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. радио, 1962.
7. Весник М.В. // СМФН. 2016. Т. 6. С. 32.
8. Весник М.В. // Сб. трудов VI Всерос. микроволн. конф. М., 28–30 ноября 2018 г. С. 189.
9. Vesnik M.V. // Abstr. Intern. Conf. Days on Diffraction 2013. St. Petersburg, May 27–31, 2013. P. 89.
10. Vesnik M.V., Ufimtsev P.Y. // Program and Abstracts of the 1991 North American Radio Science Meeting, URSI. London, Ontario, Canada. P. 176.
11. Vesnik M.V., Ufimtsev P.Y. // Electromagnetics. 1992. V. 12. № 3–4. P. 265.
12. Vesnik M.V. // Proc. 1995 Intern. Symp. on Electromagnetic Theory. St. Petersburg, Russia, May 23–26, 1995. P. 407.
13. Войтович Н.Н., Каценеленбаум Б.З., Коришнова Е.Н. и др. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза. М.: Наука, 1989.
14. Банков С.Е. Интегральная СВЧ-оптика. М.: Физматлит, 2018.
15. Нобл Б. Метод Винера–Хопфа для решения дифференциальных уравнений в частных производных. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
16. Нефедов Е.И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. М.: Наука, 1979.
17. Vesnik M.V. // IEEE Trans. 2001. V. AP-49. № 12. P. 1638.
18. Весник М.В. // РЭ. 2014. Т. 59. № 6. С. 543.
19. Vesnik M.V. // Radio Sci. 2014. V. 49. Iss. 10. P. 945.
20. Весник М.В. // Тез. докл. XIII Молодеж. науч.-техн. конф. “Радиолокация и связь – перспективные технологии”. М., 3 декабря 2015 г. С. 80.
21. Raman C.V., Krishnan K.S. // Proc. Roy Soc. Lond. A. 1927. V. 116. P. 254.
22. Shmoys J. // IRE Trans. on Antennas and Propagation. 1959. V. 7. № 5. P. 88.
23. Burnside W.D., Burgener K.W. // IEEE Trans. 1983. V. AP-31. P. 104.
24. Luebbers R.J. // IEEE Trans. 1984. V. AP-32. P. 70.
25. Уфимцев П.Я. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 6. С. 912.
26. Калошин В.А., Клионовски К.К. // РЭ. 2015. Т. 60. № 10. С. 1015.
27. Ахияров В.В., Калошин В.А. // Труды III Всерос. микроволн. конф. М., 25–27 ноября 2015. С. 346.
28. Весник М.В. // Сб. трудов III Всерос. микроволн. конф. М., 25–27 ноября 2015. С. 281.
29. Весник М.В. // Сб. трудов IV Всерос. микроволн. конф. М., 23–25 ноября 2016. С. 332.
30. El-Sallabi H.M., Rekanos I.T., Vainikainen P. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2002. V. 1. P. 165.