

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ДАЛЬНОЙ И БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПРИ ДИФРАКЦИИ ВОЛН НА СТРУКТУРАХ ИЗ ЛЕНТ

*Радиоастрономический институт НАН Украины  
4, ул. Краснознаменная, Харьков, 61002, Украина  
E-mail: [vorobyov@rian.kharkov.ua](mailto:vorobyov@rian.kharkov.ua)*

Численно изучены ближнее и дальнее рассеянное поле и его амплитуда Фурье для трех структур из металлических лент: одной, двух и конечного числа плоских лент. Выяснено соответствие между амплитудой и фазой рассеянного поля, а также его фурье-амплитудой при дифракции плоской  $H$ -поляризованной волны. Рассмотрены физические особенности рассеянного поля. Ил. 12. Библиогр.: 23 назв.

**Ключевые слова:** дифракция, электромагнитное поле, интеграл Фурье, ближняя и дальняя зона.

Интеграл Фурье и интегральные преобразования Фурье широко используются в самых различных областях математики и математической физики, например в электродинамике, гидродинамике, аэродинамике, теории радиотехнических сигналов и цепей и т. д. [1–9]. В радиофизике интегральные преобразования Фурье применяются, в частности, для представления сложных электромагнитных полей в виде суперпозиции плоских (цилиндрических) волн для упрощения решения исходной краевой задачи дифракции [1, 2, 10], при анализе сложных спектров электромагнитного излучения от различных объектов [4, 5], а также во многих других случаях.

Известно, что во многих задачах дифракции электромагнитных волн падающее и рассеянное поля представляются в виде интегралов типа Фурье. Для бесконечных периодических решеток в случае падения плоской волны отраженное и прошедшее поле удобно преобразовать в бесконечные суммы пространственных гармоник, которые содержат как распространяющиеся, так и затухающие гармоники в дискретном спектре рассеянного поля.

Для ограниченных в пространстве структур рассеянное поле имеет непрерывный спектр, поэтому оценить интеграл, которым выражается рассеянное поле, целесообразно с помощью метода перевала (или стационарной фазы) в дальней зоне рассеяния [11, 12]. В результате можно получить достаточно простое выражение для углового распределения амплитуды (а в общем случае и фазы) рассеянного поля на достаточно большом расстоянии от рассеивающего объекта.

В двумерном случае, когда структура расположена в плоскости  $(xOy)$  декартовой системы координат  $(x, y, z)$  и однородна в направлении оси  $x$ , рассеянное поле может быть представлено в виде

$$\psi_{sc}(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi) \exp(ik(y\xi + z\gamma(\xi))) d\xi, \quad (1)$$

где  $\psi$  –  $H_x$ - или  $E_x$ -компонента рассеянного поля;  $F(\xi)$  – фурье-амплитуда  $\psi$ ;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число, а функция  $\gamma(\xi) = \sqrt{1 - \xi^2}$ . В самом простом случае применения метода перевала, а именно когда перевальный контур в процессе его деформирования не пересекает особых точек типа полюсов или точек ветвления подынтегральной функции на комплексной плоскости, выражение (1) принимает вид

$$\psi_{sc}(\rho, \varphi) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \exp(i(k\rho - \pi/4)) \times \times F(\cos \varphi) \sin \varphi, \quad k\rho \rightarrow \infty, \quad (2)$$

где  $(\rho, \varphi)$  – полярные координаты точки наблюдения, угол  $\varphi$  отсчитывается от оси  $Oy$ . Выражение (2) также легко получается из формулы (1.7.19) [12] простой заменой переменной и изменением начала отсчета угла  $\varphi$  и, как можно видеть, представляет собой цилиндрическую волну.

С другой стороны, значительный интерес представляет распределение рассеянного поля вблизи рассеивающего объекта или на небольших расстояниях от него. Ленточные структуры применяются, например, для выравнивания фазового фронта в устройствах согласования тракта запитки антенных систем. Ближнее поле рассчитывается, как правило, численными методами и требует разработки оптимального алгоритма и, возможно, существенных вычислительных затрат для достижения заданной точности вычислений. В связи с этим желательно определить протяженность ближней, промежуточной и дальней зоны рассеяния [13, 14] по отношению к длине волны и размерам излучателя.

Как известно, поле у излучающего (переизлучающего) объекта имеет в своем составе реактивную и активную части. На расстоянии от излучателя до величины  $\frac{\lambda}{2\pi}$  [14] преобладает

реактивная составляющая часть поля, представляющая собой стоячую волну [13]. Этот район называется ближним полем; за ним реактивная часть поля быстро затухает, и ею можно пренебречь на расстоянии более  $2\lambda$ . Далее идет диапазон излучаемого ближнего поля, характеризующийся значительными изменениями углового и амплитудного распределений электромагнитного поля в зависимости от расстояния до излучателя (расстояние до  $10\lambda$ ).

Затем следует дальнее поле, где присутствует только распространяющаяся волна, в которой электрическая компонента электромагнитного поля перпендикулярна магнитной и они обе перпендикулярны направлению распространения волны. В антенных измерениях минимальная дистанция дальней зоны определяется как  $R = 2D^2/\lambda$ , где  $D$  – наибольший поперечный размер излучающей апертуры [14]. Этот критерий, как правило, имеет отношение к большим величинам  $D$ . Во многих случаях критерием дальней зоны можно считать  $R \geq 10\lambda$  (конечно, при отсутствии каких-либо переотражений).

В задачах дифракции волн конечной целью решения в большинстве случаев является рассеянное или полное электромагнитное поле в пространстве вне рассеивателя. Существуют эффективные методы решения задач, для которых решение строится не относительно искомым полям или токам, текущим по поверхности рассеивающего металлического тела, а их амплитуд Фурье. Если эти подходы близки к прямым численным методам, то фурье-амплитуда не используется напрямую для вычисления поля, как в (1) или (2), а претерпевает многократные преобразования, например, в процессе итерационной процедуры вычислений [15]. Вследствие этого интересно сравнить поведение амплитуды Фурье как промежуточного этапа вычислений с распределением ближнего и дальнего рассеянного полей.

Целью настоящей работы является анализ амплитуды Фурье рассеянного поля и самого поля для некоторых структур из идеально проводящих лент – одной, двух и конечного числа плоских лент, а также изучение физических особенностей рассеянных полей.

### 1. Постановка задачи и метод решения.

Все рассматриваемые структуры расположены в плоскости ( $xOy$ ) декартовой системы координат и однородны вдоль оси  $x$ , т. е. для рассеянных ими полей пригодны формулы (1) и (2). Ширина ленты равна  $2d$ , расстояние между центрами лент –  $l$ . Исключением является структура из двух лент различной ширины  $2d_1$  и  $2d_2$ , которые, в частности, могут быть равными. Из верхнего  $z > 0$  полупространства наклонно под углом  $\alpha$  падает  $H$ -поляризованная плоская волна единичной ампли-

туды с компонентами  $(H_x^i, E_y^i, E_z^i)$ . Решение этих задач дифракции подробно изложено в [16–19].

Сразу отметим, что все расчеты выполнены в режиме, когда на ленте укладывается не более полуволны поля, т. е.  $2d \leq \lambda/2$ , что означает отсутствие вариаций по оси  $y$  поверхностного тока, текущего поперек ленты. Для решетки из лент выбираются такие параметры, при которых распространяющейся является только основная волна (нулевая пространственная гармоника). Заметим, что в методе решения нет никаких затруднений в расчетах многоволнового режима или случая, в котором  $2d > \lambda/2$ . Однако тогда ток на ленте будет иметь значительные вариации по ее ширине [16, 17] и, соответственно, фурье-амплитуда поля будет сильно изрезана, что делает ее физический анализ практически невозможным.

Для решения задач в работах [16–19] применяется спектральный метод, т. е. рассеянное поле задается в виде (1) с некоторой неизвестной функцией  $F(\xi)$ . Эта функция представляется в виде ряда Неймана с неизвестными коэффициентами, которые находят из решения редуцированной системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) второго рода. Выбранный порядок редукции обеспечивает заданную точность вычислений.

Очевидно, что комплексная функция  $F(\xi)$  определена в бесконечных пределах по переменной  $\xi$ . Нетрудно показать, что в рассматриваемых задачах  $F(\xi) \approx O(|\xi|^{-3/2})$  при  $\xi \rightarrow \pm\infty$ , поэтому для реальных численных расчетов можно использовать интервал  $|\xi| \leq 5,0$ , достаточно подробно описывающий функцию  $F(\xi)$  [15]. Поскольку  $F(\xi)$  имеет аналитическую зависимость от аргумента, то вычисление рассеянного поля в ближней зоне не требует дискретизации интервала интегрирования и выполняется по 8-точечной формуле Гаусса с автоматическим выбором шага. Как показали предыдущие расчеты [18, 19], эта формула оптимальна и для сильно осциллирующих функций. Кроме того, она обеспечивает необходимую точность вычислений при меньших затратах времени и ресурсов компьютера по сравнению с другими численными методами. Пределы численного интегрирования (1) выбраны  $|A| = 100,0$ , что позволяет получить относительную точность расчетов порядка  $2,0 \cdot 10^{-5}$ . Следует отметить, что метод решения, алгоритм и программа вычислений позволяют найти характеристики рассеянного поля с очень высокой точностью, однако в данной работе такие эталонные расчеты не проводились. Хорошая точность вы-

числений характеристик рассеяния дает возможность проанализировать выполнение как действительной, так и мнимой части закона сохранения мощности (энергии), что подтверждает достоверность проведенных расчетов.

Дальнее поле дифракции вычислялось по формуле (2) без каких-либо трудностей.

**2. Анализ и обсуждение численных результатов.** *Одна лента.* Начало системы координат, указанной выше, совмещено с серединой ленты. На рис. 1 приведены величины  $\text{Re}(F)$  и  $\text{Im}(F)$  при рассеянии плоской волны на ленте для параметра  $kd = 2\pi d / \lambda = 1,57$  при нормальном падении возбуждающей волны.

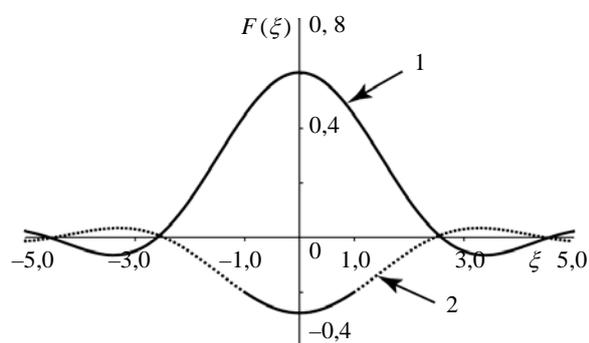


Рис. 1. Амплитуда Фурье рассеянного поля: 1 –  $\text{Re}(F(\xi))$ ; 2 –  $\text{Im}(F(\xi))$

Фурье-амплитуда поля, рассеянного лентой, представляет собой плавную кривую. Необходимо отметить, что зависимости, аналогичные изображенным на рис. 1, были получены в работе [20] для  $\alpha = 60^\circ$ , где методом последовательных уточнений для интегрального уравнения Фредгольма второго рода численно решена задача дифракции плоской  $E$ -поляризованной волны на щели в тонком идеально проводящем экране. Кривые амплитуды и фазы (в градусах) ближнего поля (рис. 2) и распределение дальнего поля (рис. 3) также имеют плавное поведение. Ближнее поле рассчитывалось вдоль оси  $y$  (на рисунках ось представлена в безразмерном виде  $y/d$ ) на расстоянии  $z = 0,1\lambda$ . Ширине ленты в безразмерных координатах соответствует интервал  $|y/d| \leq 1,0$ .

Амплитуда поля (рис. 2, а) максимальна в области над лентой и быстро убывает за ее ребрами, а фаза поля (рис. 2, б) вне области над лентой практически линейна.

Следует заметить, что в работе [21] приведено решение задачи об излучении синфазного линейного тока, который расположен в плоском заперде волноводе параллельно бесконечно длинной щели, прорезанной в одном из тонких металлических экранов, образующих плоский волновод. Решение этой задачи найдено в виде

интегрального уравнения Фредгольма второго рода. В частности, численно изучено амплитудное и фазовое распределение ближнего поля излучения [21].

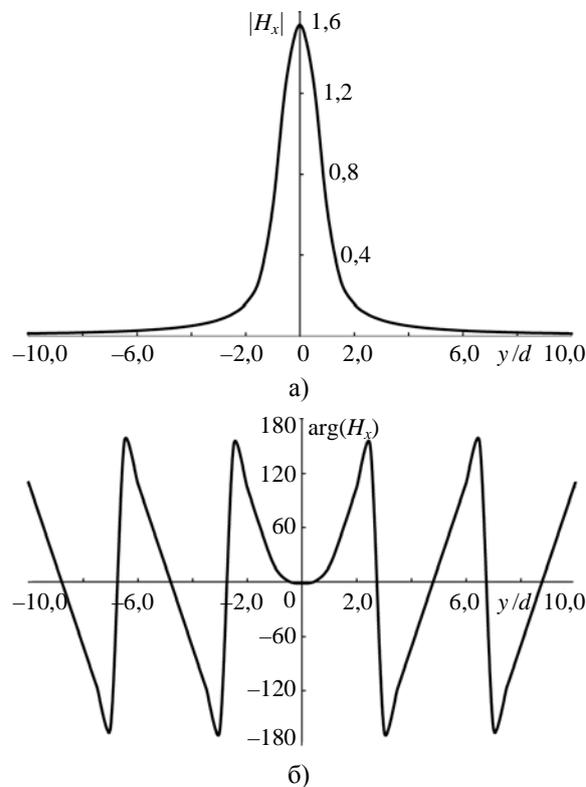


Рис. 2. Амплитуда (а) и фаза (б) ближнего поля в зависимости от координаты  $y$

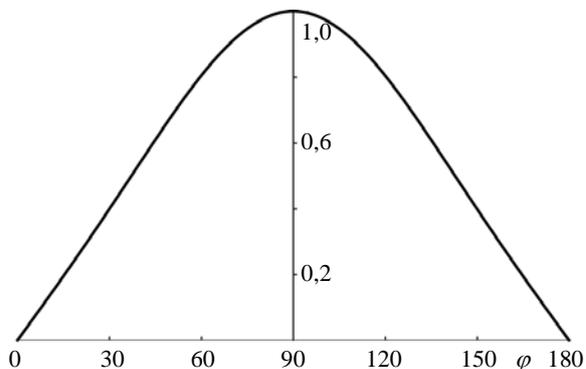


Рис. 3. Нормированное распределение дальнего поля

Нормированное распределение дальнего поля, приведенное на рис. 3, имеет максимум над лентой и монотонно спадает до 0 в плоскости ленты, угол  $\varphi$  (в градусах) отсчитывается от оси  $y$  против часовой стрелки. Эти зависимости полностью соответствуют физике процесса рассеяния волн на одиночном рассеивателе и могут быть предсказаны качественно из общих физических соображений. Кроме того, распределение дальнего поля для одной ленты неоднократно приводилось другими авторами (например, [22]).

В случае наклонного падения поведение амплитуды Фурье и характеристик полей не меняется, однако эти зависимости становятся несимметричными относительно вертикальной оси.

Равенство, эквивалентное закону сохранения мощности для ленты, нетрудно получить из парных интегральных уравнений [16, 17, 20]

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(\xi)|^2 \gamma(\xi) d\xi = \cos \alpha \cdot F^*(\sin \alpha), \quad (3)$$

где  $F^*(\xi)$  является комплексно-сопряженной функцией.

Обычно в задачах дифракции проверяется выполнение только действительной части равенства (3), которая соответствует распространяющейся волне. Однако в данной задаче нетрудно вычислить как реальную, так и мнимую части (3). Так, действительная часть (3) выполняется с относительной погрешностью  $0,16 \cdot 10^{-4}$ , что соответствует точности расчетов для выбранного порядка редукции СЛАУ. Мнимая часть закона сохранения, которая соответствует затухающим волнам, выполняется с относительной погрешностью  $0,49 \cdot 10^{-2}$ , при этом она медленно уменьшается с возрастанием верхнего предела интегрирования (вплоть до значения  $|A| = 1000,0$ ) для любого угла падения  $\alpha$ .

Равенство (3) непосредственно связано с сечением рассеяния ленты  $\sigma/2$ , которое определяется как отношение полного усредненного по времени потока мощности, рассеянного лентой, к полному усредненному потоку мощности, падающему на ширину (апертуру) ленты

$$\frac{\sigma}{2} = \frac{\pi}{kd} \operatorname{Re} F(\sin \alpha) = \frac{\pi}{kd} \frac{1}{\cos \alpha} \int_{-1}^1 |F(\xi)|^2 \gamma(\xi) d\xi. \quad (4)$$

Таким образом, амплитуда Фурье рассеянного поля напрямую связана с энергетическими характеристиками рассеяния [23].

*Две ленты.* Начало системы координат совмещено с серединой первой ленты шириной  $2d_1$ .

Рассмотрим вначале случай, когда ленты имеют одинаковую ширину. На каждой ленте укладывается половина длины волны  $2d_1 = 2d_2 = \lambda/2$  (как и для одной ленты), а расстояние между ребрами лент равно ширине ленты, т. е.  $l = \lambda$ . На рис. 4, а изображена амплитуда Фурье  $F(\xi)$  для нормального падения волны, а на рис. 4, б – для наклонного (при  $\alpha = 30^\circ$ ). Кривые имеют осциллирующий характер, при этом они различаются как количеством, так и местоположением максимумов и минимумов. Такое поведение

функции  $F(\xi)$  качественно отлично от предыдущего случая.

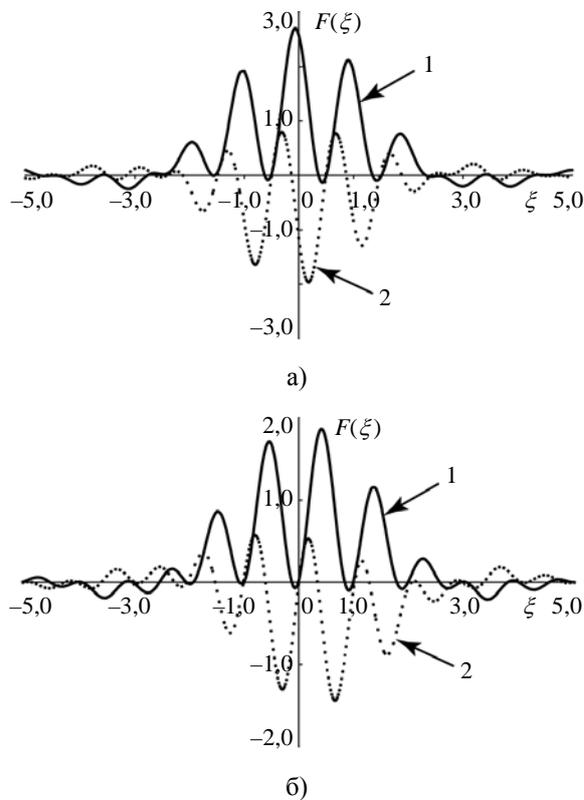


Рис. 4. Амплитуда Фурье рассеянного поля: а) –  $\alpha = 0^\circ$ ; б) –  $\alpha = 30^\circ$ ; 1 –  $\operatorname{Re}(F(\xi))$ ; 2 –  $-\operatorname{Im}(F(\xi))$

Из выражения (4), рис. 1 и 4, а следует, что рассеянная энергия для двух лент примерно в 4 раза превосходит энергию, рассеянную одной лентой, тогда как на расстоянии  $l \geq 2\lambda$  энергия, рассеянная двумя лентами, близка к удвоенной энергии одной ленты [23]. На рис. 5, а приведена амплитуда, а на рис. 5, б – фаза (в градусах) ближнего поля, рассчитанная также на расстоянии  $z = 0,1\lambda$ . Сплошные кривые на рис. 5 соответствуют  $\alpha = 0^\circ$ , а штриховые –  $\alpha = 30^\circ$ . Для более полного анализа на оси  $y/d$  показаны области, занимаемые лентами. Амплитуда ближнего поля  $|H_x|$  максимальна в областях над лентами и быстро падает при удалении от ребер лент. Асимметрия в распределении фазы  $\arg(H_x)$  при наклонном падении волны является следствием несинфазного возбуждения лент. На рис. 6 представлено нормированное распределение дальнего поля. Амплитуда поля в дальней зоне для  $\alpha = 0^\circ$  существенно отличается от случая  $\alpha = 30^\circ$ . Предсказать именно такое поведение поля на основе его амплитуды Фурье или ближнего поля не представляется возможным.

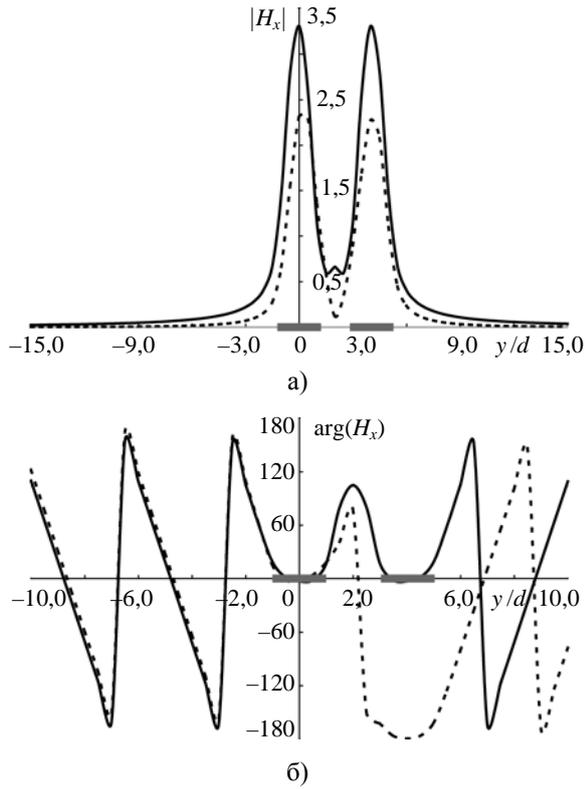


Рис. 5. Амплитуда (а) и фаза (б) ближнего поля в зависимости от координаты  $y$

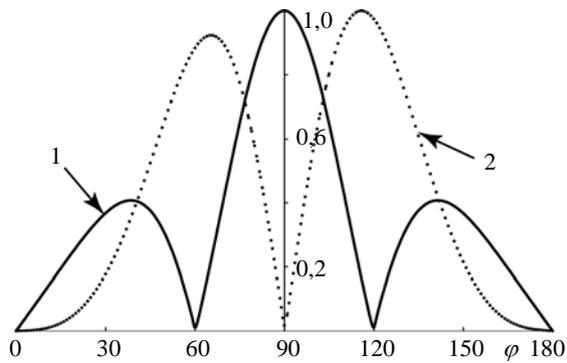


Рис. 6. Распределение дальнего поля: 1 –  $\alpha = 0^\circ$ ; 2 –  $\alpha = 30^\circ$

Следует указать, что рассеяние волн на двух одинаковых лентах изучено в работе [23], где приведены коэффициент рассеяния и диаграммы направленности рассеянного поля в резонансном случае для параметров  $2d = l/2 \approx \lambda$ .

Пусть теперь ширина первой ленты вдвое меньше ширины второй. Все остальные параметры задачи не меняются. Это означает, что величина  $kd_1 = 0,785$  или  $2d_1 = \lambda/4$ . На рис. 7, а приведена амплитуда Фурье для нормального падения волны, а на рис. 7, б для случая  $\alpha = 30^\circ$ . Фурье-амплитуды для двух разных лент значительно отличаются от амплитуд для двух одинаковых лент (см. рис. 4), что особенно отчетливо видно для  $\text{Re}(F)$ .

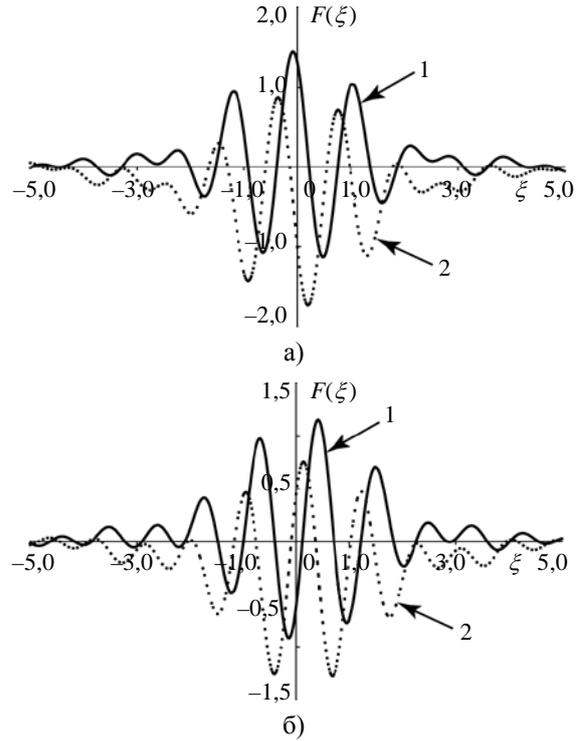


Рис. 7. Амплитуда Фурье рассеянного поля; а) –  $\alpha = 0^\circ$ ; б) –  $\alpha = 30^\circ$ ; 1 –  $\text{Re}(F(\xi))$ ; 2 –  $\text{Im}(F(\xi))$

На рис. 8 представлены амплитуда и фаза ближнего поля ( $z = 0,1\lambda$ ). Сплошные линии, как и на рис. 5, соответствуют  $\alpha = 0^\circ$ , а штриховые –  $\alpha = 30^\circ$ .

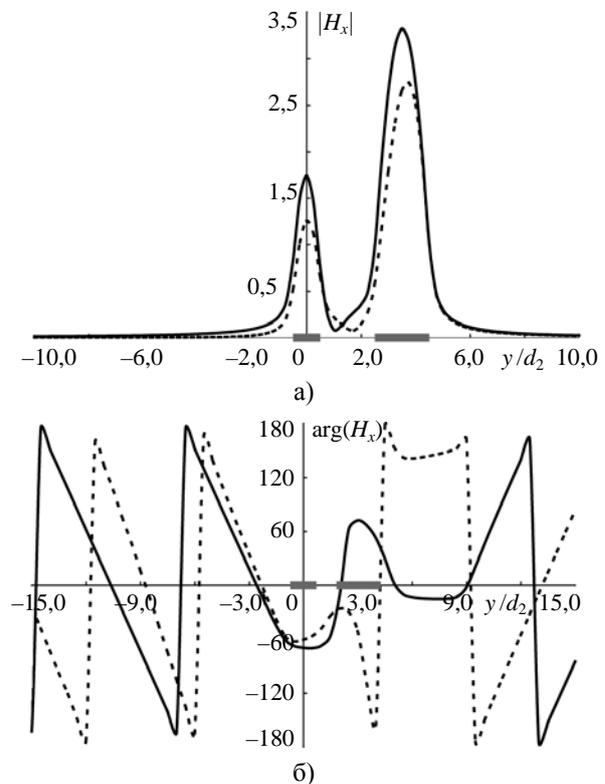


Рис. 8. Амплитуда (а) и фаза (б) ближнего поля в зависимости от координаты  $y$

Амплитуда поля качественно не зависит от угла падения волны за исключением поведения поля в минимуме между ребрами лент. Если не учитывать очевидное различие амплитуд максимумов поля (рис. 8), то зависимости для ближнего поля существенно не отличаются от случая одинаковых лент. Нормированное распределение поля в дальней зоне (рис. 9) значительно отличается как для нормального и наклонного падения, так и для случая равных по ширине лент (см. рис. 6).

Небольшие (до величины  $\lambda/4$ ) изменения расстояния между лентами не вносят значительных изменений в характеристики рассеяния двух лент. Выполнение равенства (3) для такой структуры практически не отличается по величине погрешности от случая рассеяния на одной ленте.

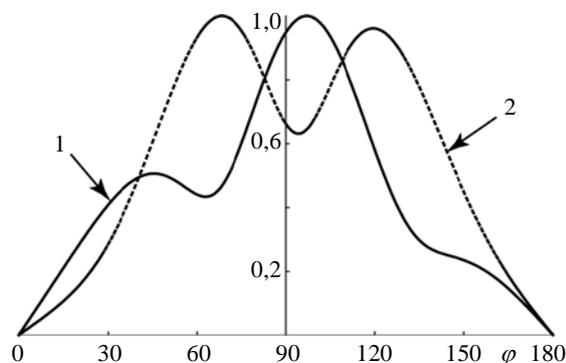


Рис. 9. Распределение дальнего поля: 1 –  $\alpha = 0^\circ$ ; 2 –  $\alpha = 30^\circ$

Различие в амплитуде Фурье и распределении полей для одной и двух лент легко объясняется из физических соображений. Две ленты – это простейшая, но все же система из взаимодействующих элементов. Степень этого взаимодействия зависит от размеров лент и расстояния между ними, а также от «электрической ширины» каждой из лент, т. е. соотношения  $d_1/\lambda$  и  $d_2/\lambda$ . Чем сильнее взаимное влияние элементов, тем сложнее вид рассеянного поля и его фурье-амплитуды.

*Конечное число лент.* Начало координат совмещено с серединой последней ленты в структуре.

Рассмотрим плоскую периодическую решетку из  $N$  лент. Численные результаты получены для  $N = 20$  и нормального падения возбуждающей волны. Величина  $kd = 0,157$ , а отношение периода к длине волны  $l/\lambda = 0,499$ , что соответствует распространению только основной пространственной гармоники в бесконечной решетке. Тогда  $l/d = 20,0$  и координаты  $y/d = 0, -20,0, -40,0, \dots, -20,0 (N - 1)$  обозначают середины лент структуры. Вследствие малой ширины лент по отношению к длине волны взаимодействие элементов в решетке является слабым.

На рис. 10 приведена фурье-амплитуда рассеянного поля. Резкие скачки функции  $F(\xi)$  обусловлены наличием ее сглаженных полюсов, которые соответствуют распространяющимся и затухающим волнам, рассмотренным в работе [15].

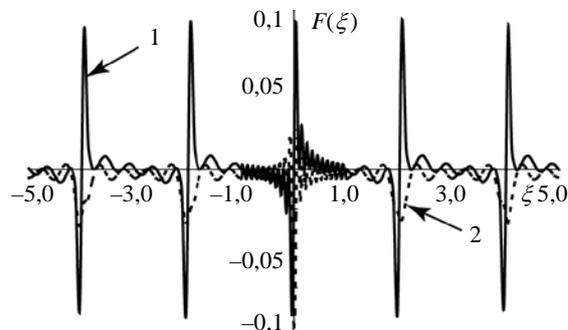


Рис. 10. Амплитуда Фурье рассеянного поля: 1 –  $\text{Re}(F(\xi))$ ; 2 –  $\text{Im}(F(\xi))$

Значительные осцилляции функции  $F(\xi)$  наблюдаются в интервале  $|\xi| \leq 1$ , соответствующем видимым углам или распространяющейся волне. На рис. 11, а изображена амплитуда  $|H_x|$  ближнего поля, а на рис. 11, б – его фаза на расстоянии  $z = 0,1\lambda$ . Амплитуда поля имеет максимумы в областях над лентами и быстро убывает за крайней лентой решетки, а фаза поля минимальна над лентами и линейна вне решетки.

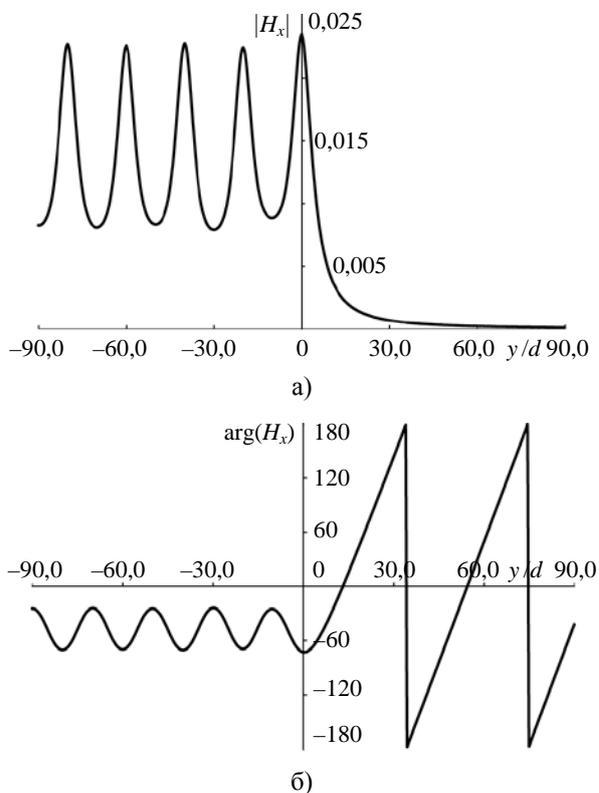


Рис. 11. Амплитуда (а) и фаза (б) ближнего поля

На рис. 12 изображено нормированное распределение дальнего поля; число боковых лепестков в диаграмме направленности равно числу элементов решетки. Такое поведение поля является следствием слабого взаимного влияния лент, однако и в этом случае амплитуда Фурье поля достаточно сложна для дискретизации, если такая необходима в процессе решения.

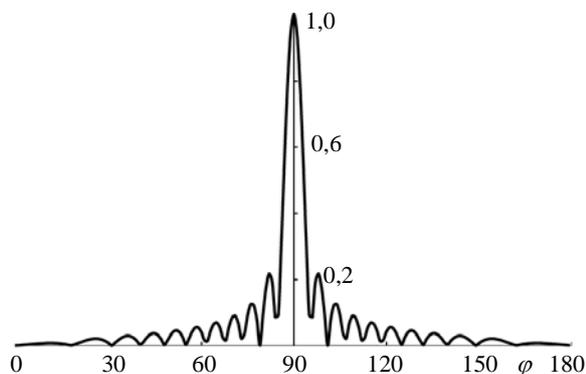


Рис. 12. Распределение дальнего поля

**Выводы.** Таким образом, проведено сопоставление ближнего и дальнего поля и их амплитуды Фурье для трех структур из металлических лент. Амплитуда Фурье, как правило, имеет сложный осциллирующий характер. Для ее дискретизации, если это необходимо для решения задачи дифракции, следует применять специальные методики, как например, в работе [15]. Полную количественную картину процесса дифракции, как в ближней, так и в дальней зоне рассеяния можно получить на основе точного интегрирования соответствующих выражений для полей или использования асимптотических выражений.

Расчитаны и проанализированы амплитудно-фазовые характеристики ближнего рассеянного поля, которые важны при создании миниатюрных устройств СВЧ- и КВЧ-диапазонов, использующих структуры из лент. Поскольку метод, примененный для расчетов, позволяет получить результаты с заранее заданной точностью, то расчеты ближнего и дальнего рассеянного поля могут служить реперными данными для оценки эффективности и точности коммерческих пакетов прикладных программ и приближенных методик расчетов.

1. Papoulis A. The Fourier Integral and Its Applications (Classic Textbook Reissue Series) / A. Papoulis. – N. Y.: McGraw-Hill Companies, 1962. – 320 p.
2. Bracewell R. N. The Fourier transform and its applications / R. N. Bracewell. – 2<sup>nd</sup> ed., rev. – N. Y.: McGraw-Hill Book Company, 1986. – 486 p.
3. Cowley J. M. Diffraction physics / J. M. Cowley. – 3<sup>rd</sup> rev. ed. – Amsterdam: Elsevier science B.V., 1995. – 22, chap. 2–3. – 477 p.

4. Balanis C. A. Antenna theory: analysis and design / C. A. Balanis. – 3<sup>rd</sup> ed. – New Jersey: Wiley-Interscience, 2005. – Chap. 7–8. – 1136 p.
5. Goodman J. W. Introduction to Fourier optics / J. W. Goodman. – Greenwood Village: Roberts & Company Publishers, 2005. – Chap. 10–11. – 491 p.
6. James J. F. A student's guide to Fourier transforms (with applications in physics and engineering) / J. F. James. – Cambridge: University Press, 2002. – Chap. 1. – 137 p.
7. Nédélec J.-C. Acoustic and electromagnetic equations: integral representation for harmonic problems / J.-C. Nédélec. – N. Y.: Springer-Verlag, 2001. – 317 p.
8. Debnath L. Integral transforms and their applications, / L. Debnath, D. Bhatta. – N. W.: Chapman & Hall/CRC, Taylor & Francis Group, 2007. – Chap. 2. – 693 p.
9. Marks R. J. Handbook of Fourier analysis & its applications / R. J. Marks. – Oxford: University Press, 2009. – 749 p.
10. Марков Г. Т. Возбуждение электромагнитных волн / Г. Т. Марков, А.Ф. Чаплин. – 2-е изд. – М.: Радио и связь, 1983. – 295 с.
11. Фелсен Л. Излучение и рассеяние волн: в 2 т. Т. 1 / Л. Фелсен, Н. Маркувиц; пер. с англ. под ред. М. Л. Левина. – М.: Мир, 1978. – Гл. 4. – 547 с.
12. Миттра Р. Аналитические методы теории волноводов / Р. Миттра, С. Ли; пер. с англ. под ред. Г. В. Воскресенского. – М.: Мир, 1974. – 323 с.
13. Kraus J. D. Electromagnetics, chapter 15 / J. D. Kraus. – 4<sup>th</sup> ed. – N. Y.: McGraw-Hill Series in Electrical Engineering, 1992. – 847 p.
14. The Handbook of Antenna Design / A. M. Rudge, K. Milne, A. D. Olver and P. Knight (eds.). – L.: Peter Peregrinus Ltd., 1982. – 1, chap. 8. – 695 p.
15. Воробьев С. Н. Численное решение задачи дифракции электромагнитных волн на плоской полубесконечной ленточной решетке / С. Н. Воробьев, Л. Н. Литвиненко // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – 14, № 3. – С. 278–286.
16. Воробьев С. Н. Метод моментов в задаче о рассеянии электромагнитных волн на металлической ленте / С. Н. Воробьев, С. Л. Просвирнин // Распространение и дифракция радиоволн в мм и субмм диапазонах: сб. науч. тр. – К.: Наук. думка, 1984. – С. 138–145.
17. Воробьев С. Н. Метод моментов в задаче дифракции на ленте / С. Н. Воробьев, С. Л. Просвирнин // Радиотехника и электрон. – 1985. – 30, № 1. – С. 163–165.
18. Воробьев С. Н. Дифракция электромагнитных волн на структуре из конечного числа неэквидистантно расположенных лент различной ширины. Сравнение спектрального и операторного методов / С. Н. Воробьев, Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин // Радиофизика и радиоастрономия. – 1996. – 1, № 1. – С. 110–118.
19. Воробьев С. Н. Рассеяние электромагнитных волн на неэквидистантной решетке из конечного числа наклонных лент / С. Н. Воробьев // Радиотехника и электрон. – 1987. – 32, № 4. – С. 687–695.
20. Литвиненко Л. Н. Численный метод для решения линейных уравнений с фредгольмовым оператором / Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин, В. П. Шестопалов. – Х.: ИРЭ АН УССР, 1972. – 27 с. – (Препр. / АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон.; ИРЭ 1972–21).
21. Литвиненко Л. Н. Излучение линейного тока в плоском запердельном волноводе со щелью / Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин, В. П. Шестопалов // Радиотехника и электрон. – 1974. – 19, № 7. – С. 1359–1367.
22. Хенл Х. Теория дифракции. / Х. Хенл, А. Мауэ, К. Вестпфаль; пер. с нем. под ред. Г. Д. Малюжинца. – М.: Мир, 1964. – 428 с.
23. Борзенков А. В. Рассеяние волн конечным числом лент, расположенных в одной плоскости / А. В. Борзенков, В. Г. Сологуб. – Х.: ИРЭ АН УССР, 1975. – 41 с. – (Препр. / АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон.; ИРЭ 1975–52).

Рукопись поступила 04.08.2011.

S. N. Vorobyov

ELECTROMAGNETIC FIELD AT FAR AND  
NEAR ZONE DUE TO WAVE DIFFRACTION  
BY STRIP STRUCTURES

The near and far diffracted field and its Fourier-amplitude are studied numerically for three structures of metal strips, namely, one, two and finite number of plane strips. The accordance between the field Fourier-amplitude and the amplitude and phase of scattered field by diffraction of  $H$ -polarized plane wave is elucidated. Physical features of scattered field are discussed.

**Key words:** diffraction, electromagnetic field, Fourier integral, near and far field zone.

С. М. Воробйов

ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ПОЛЕ В ДАЛЬНІЙ І  
БЛИЖНІЙ ЗОНІ ПРИ ДИФРАКЦІЇ ХВИЛЬ  
НА СТРУКТУРАХ ЗІ СТРІЧОК

Чисельно вивчено ближнє та дальнє розсіяне поле та його амплітуда Фур'є для трьох структур з металевих стрічок: однієї, двох та скінченної кількості плоских стрічок. З'ясовано відповідність між амплітудою Фур'є поля та амплітудою і фазою розсіяного поля за умов дифракції плоскої  $H$ -поляризованої хвилі. Розглянуто фізичні особливості розсіяного поля.

**Ключові слова:** дифракція, електромагнітне поле, інтеграл Фур'є, ближня та дальня зона.