УДК 621.396.677

Алгоритм расчета электродинамических характеристик рассеяния трехмерных гауссовых волновых пучков на плоских экранах

А. В. Грибовский, О. А. Елисеев
Радиоастрономический институт НАН Украины, Украина

В работе рассматривается исследование электродинамических характеристик рассеяния при дифракции гауссового волнового пучка на плоском экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями. Продемонстрирован алгоритм расчета электродинамических характеристик отраженного и прошедшего полей при рассеянии гауссового волнового пучка на плоском экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями.

Ключевые слова: *трехмерный гауссовый волновой пучок, электродинамические характеристики, прошедшее и отраженное поля.*

У роботі розглядається дослідження електродинамічних характеристик розсіяння при дифракції гаусового хвильового пучка на плоскому екрані кінцевої товщини з прямокутними отворами. Продемонстрований алгоритм розрахунку електродинамічних характеристик відбитого і минулого полів при розсіянні гаусового хвильового пучка на плоскому екрані кінцевої товщини з прямокутними отворами.

Ключові слова: *тривимірний гасовий хвильовий пучок, електродінаміческіе характеристики, минуле і відбите поля.*

In this paper the investigation of electrodynamic characteristics of the scattering in the diffraction of a Gaussian wave beam on the flat screen of finite thickness with rectangular holes. We demonstrate the algorithm for calculating the electrodynamic characteristics of reflected and transmitted fields in the scattering of a Gaussian wave beam on the flat screen of finite thickness with rectangular holes.

Key words: *three-dimensional Gaussian wave beam, electrodynamic characteristics, transmitted and reflected fields.*

1. Введение.

Дифракционные характеристики широкого класса одномерных и двумерно периодических структур при падении на них плоских электромагнитных волн в настоящее время достаточно хорошо изучены. Однако в реальных устройствах электромагнитное поле, как правило, имеет структуру волнового пучка. Следовательно, на решетку, являющейся составной частью устройства, падает волновой пучок. Прошедшее и отраженное поля также представляют собой волновые пучки. Форма диаграммы направленности, амплитудное и фазовое распределения прошедшего и отраженного полей могут значительно отличаться от соответствующих характеристик падающего волнового пучка. Поэтому необходимо учитывать это обстоятельство при разработке квазиоптических устройств. Кроме того, для приложений важно, при каких условиях основные характеристики рассеянных электромагнитных полей в случае дифракции волнового пучка на двумерно периодических решетках оказываются такими же, как и при рассеянии плоской волны.

В настоящее время существует большое количество публикаций, в которых представлены результаты исследований характеристик рассеяния двумерных и трехмерных волновых пучков на различных периодических структурах [1-11]. В этих работах рассматриваются одномерно периодические структуры, структуры в виде однородных одиночных диэлектрических пластин и периодических последовательностей слоев из изотропных материалов, либо двумерно периодические магнитодиэлектрические слои. Рассеяние трехмерных волновых пучков на двумерно периодических апертурных решетках ранее не исследовалось.

2. Постановка задачи и метод решения.

Исследуемая модель решетки представляет собой плоский идеально проводящий периодический в двух не ортогональных направлениях экран конечной толщины h с прямоугольными отверстиями, рис 1. Прямоугольные отверстия в экране конечной толщины рассматриваются как отрезки прямоугольных волноводов. Раскрыв решетки расположен в плоскости X0Y. Центры базовых ячеек в плоскости раскрыва экрана расположены в узлах косоугольной сетки. Их положение определяется углом χ. Сечение волноводов $(a \times b)$ выбрано таким, что в исследуемом диапазоне частот в них может распространяться только основная TE_{10}- волна. Периоды решетки равны d_1 и d_2.

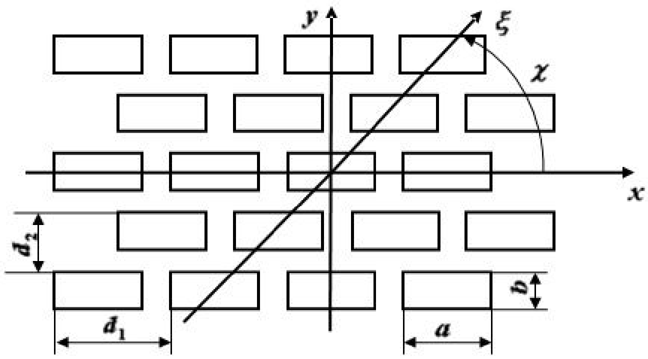

Рис.1. Плоскость раскрыва решетки.

На экран из полупространства $z > 0$ произвольным образом падает линейно поляризованный волновой пучок. Направление поляризации также произвольно. Требуется найти электромагнитное поле, рассеянное решеткой в свободное пространство. На рис. 2 изображена система координат xyz, связанная с решеткой, и система координат $x_p y_p z_p$, связанная с пучком. Углы θ_0, φ_0 - углы падения пучка в системе координат xyz; x_0, y_0, z_0 – координаты начала системы координат $x_p y_p z_p$ в системе координат xyz.

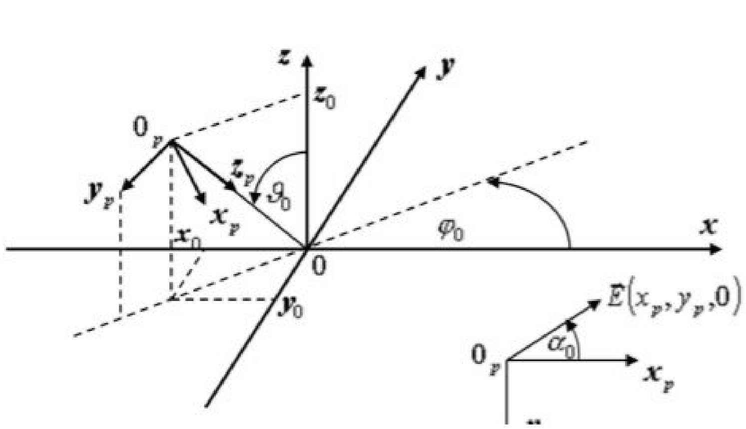

Рис.2. Система координат.

Пусть в плоскости $z_p = 0$ задано распределение поперечной компоненты падающего электрического поля пучка в виде

$$\vec{E}_t^i\left(x_p, y_p, 0\right) = \frac{1}{\pi\sqrt{S_2}}\exp\left\{-\left(\frac{x_p}{w_1}\right)^2 - \left(\frac{y_p}{w_2}\right)^2\right\}\cdot\left(\vec{e}_{xp}\cos\alpha_0 - \vec{e}_{yp}\sin\alpha_o\right)$$

где $S_2 = d_1 d_2$ - площадь базовой ячейки решетки, w_1, w_2 - параметры, определяющие эффективные размеры пучка в плоскости $z_p = 0$, $\vec{e}_{xp}, \vec{e}_{yp}$ – единичные орты в системе координат $x_p y_p z_p$. Угол поляризации α_0 определен в системе координат $x_p y_p z_p$, связанной с пучком, рис. 2. Будем считать, что угол падения пучка ϑ_0 невелик. Воспользовавшись формулами преобразования системы координат, получим выражение для поперечной к оси $0z$ компоненты электрического поля пучка в системе координат x, y, z в плоскости $z = z_0$:

$$\vec{E}_t^i\left(x, y, z_0\right) = F\left(x, y\right)\left(P_x^0\vec{e}_x + P_y^0\vec{e}_y\right), \qquad (1)$$

где

$$F(x, y) = \frac{1}{\pi\sqrt{S_2}}\exp\{-(x - x_0)^2 ¢_1 - (y - y_0)^2 ¢_2 + (x - x_0)(y - y_0)¢_3 +$$
$$+ ik\sin\vartheta_0[(x - x_0)\cos\varphi_0 + (y - y_0)\sin\varphi_0]\},$$

$$¢_1 = \frac{\sin^2\varphi_0}{w_1^2} + \frac{\cos^2\vartheta_0\cos\varphi_0}{w_2^2}, \quad ¢_2 = \frac{\cos^2\varphi_0}{w_1^2} + \frac{\cos^2\vartheta_0\sin^2\varphi_0}{w_2^2},$$

$$¢_3 = \sin 2\varphi_0\left(\frac{1}{w_1^2} - \frac{\cos^2\vartheta_0}{w_2^2}\right),$$

$$P_x^0 = \sin\alpha_0\cos\vartheta_0\cos\varphi_0 + \cos\alpha_0\sin\varphi_0,$$

$$P_y^0 = \sin\psi_0 \cos\theta_0 \sin\varphi_0 - \cos\psi_0 \cos\varphi_0$$

Представим поперечную компоненту электрического поля падающего пучка в виде суммы двух пучков – ТЕ – пучка и ТМ – пучка. Каждый из этих пучков представим в виде разложения в интеграл Фурье по плоским ТЕ – и ТМ – волнам, соответственно:

$$\vec{E}_t^i(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{S_2}} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} G_1(\alpha,\beta) \frac{\alpha\vec{e}_x - \beta\vec{e}_y}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}} e^{ik(x\beta + y\alpha - \gamma z)} d\alpha d\beta + \\ + \frac{1}{\sqrt{S_2}} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} G_2(\alpha,\beta) \frac{\beta\vec{e}_x + \alpha\vec{e}_y}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}} e^{ik(x\beta + y\alpha - \gamma z)} d\alpha d\beta \qquad (2)$$

где $G_{1,2}(\alpha,\beta)$ -спектральные функции падающего пучка; $k = 2\pi/\lambda, \gamma = \sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}$. Переменные интегрирования α,β имеют следующий смысл: $\alpha = \sin\theta\cos\varphi, \beta = \sin\theta\sin\varphi$, где θ,φ - углы падения отдельной пространственной ТЕ – или ТМ – гармоники с амплитудой $G_1(\alpha,\beta)$ и $G_2(\alpha,\beta)$ соответственно. Углы θ,φ в области их вещественных значений определяются так же, как и углы, θ_0,φ_0, рис. 2.

С учетом выражения (1) с помощью обратного преобразования Фурье найдем спектральные функции падающего пучка $G_{1,2}(\alpha,\beta)$

$$G_1(\alpha,\beta) = G_0 \exp(ik[\gamma z_0 - \beta x_0 - \alpha y_0])G^{(1)},$$
$$G_2(\alpha,\beta) = G_0 \exp(ik[\gamma z_0 - \beta x_0 - \alpha y_0])G^{(2)},$$

где $G_0 = w_1 w_2 / (\lambda^2 \cos\theta_0)$, $G^{(1)} = \dfrac{A(\alpha,\beta)}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}(\alpha P_x^0 - \beta P_y^0)$,

$$G^{(2)} = \frac{A(\alpha,\beta)}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}(\beta P_x^0 + \alpha P_y^0),$$

$$A(\alpha,\beta) = \exp\{-\frac{k^2}{4\Delta_1}(\sin\theta_0\cos\varphi_0 - \beta)^2 - \frac{k^2}{4\Delta_1}[\sin\theta_0\sin\varphi_0 - \alpha + \\ + \Delta_2(\sin\theta_0\cos\varphi_0 - \beta)]^2\} \qquad (3)$$

$$\Delta_1 = \frac{\cos^2\theta_0}{(w_2\sin\varphi_0)^2 + (w_1\cos\theta_0\cos\varphi_0)^2},$$

$$\Delta_2 = \frac{\sin\varphi_0\cos\varphi_0(w_2^2 - w_1^2\cos^2\theta_0)}{\sin^2\varphi_0(w_2^2 - w_1^2\cos^2\theta_0) + w_1^2\cos\theta_0}.$$

Найдем интенсивность падающего пучка. Воспользовавшись выражением (2) и формулами (3), а также выполнив замену переменных в двойных интегралах, получим выражение для интенсивности падающего пучка в плоскости z=0:

$$W_0 = \frac{\alpha^2}{S_2}\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} \sin\gamma \left[\left|G_1(\gamma,\varphi)\right|^2 \cos^2\gamma + \left|G_2(\gamma,\varphi)\right|^2\right] d\gamma d\varphi \qquad (4)$$

При численном интегрировании выражения (4) пределы интегрирования по углу γ могут быть значительно сокращены, если воспользоваться результатами исследований подынтегральных функций. Из анализа зависимостей спектральных функций $G_{1,2}(\gamma,\varphi)$ от параметров пучка следует, что подынтегральные функции в (4), вследствие экспоненциальной зависимости от аргументов, быстро убывают с ростом величины угла γ и скорость убывания существенным образом зависит от параметров падающего пучка. Поэтому, проведя предварительный анализ зависимостей спектральных функций от параметров падающего пучка и переменных интегрирования, мы можем существенно сократить время расчета характеристик рассеяния пучка при дальнейшем решении поставленной задачи.

При произвольном падении плоской линейно поляризованной TE - или TM - волны на плоский двумерно периодический экран конечной толщины с прямоугольными отверстиями поперечная компонента отраженного (или прошедшего) электрического поля может быть представлена в виде [12]

$$\begin{pmatrix} {}_{TE}\vec{E}_t^{\,r}(x,y,z) \\ {}_{TM}\vec{E}_t^{\,r}(x,y,z) \end{pmatrix} = \sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} {}_{TE}r_{qs}^{(1)} \\ {}_{TM}r_{qs}^{(1)} \end{pmatrix} \vec{\Psi}_{qs}^{(1)} e^{i\Gamma_{qs}z} + \sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} {}_{TE}r_{qs}^{(2)} \\ {}_{TM}r_{qs}^{(2)} \end{pmatrix} \vec{\Psi}_{qs}^{(2)} e^{i\Gamma_{qs}z}, \quad z>0 \qquad (5),$$

где Γ_{qs} - постоянная распространения отдельной пространственной гармоники, $\vec{\Psi}_{qs}^{(1,2)}$ ортонормированная система векторных пространственных гармоник, $r_{qs}^{(1,2)}$ известные элементы обобщенных матриц рассеяния решетки из отрезков волноводов прямоугольного сечения, найденные из решения ключевых задач дифракции спектров TE – и TM – плоских линейно поляризованных электромагнитных волн. Индекс (1) соответствует TE – волнам, индекс (2) - TM – волнам.

При падении на решетку TE – волнового пучка (первое слагаемое в выражении (2)) поперечную компоненту отраженного электрического поля можно представить в виде суммы двух волновых пучков, записанных в виде разложений в интегралы Фурье по плоским волнам:

$$\vec{E}_t^r(x,y,z)=\frac{1}{\sqrt{S_2}}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}G_1(\alpha,\beta)e^{ik(\beta x+y\alpha)}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty}{}_{TE}r_{qs}^{(1)}(\alpha,\beta)\frac{\kappa_\alpha\vec{e}_x-\kappa_\beta\vec{e}_y}{\sqrt{\kappa_\alpha^2+\kappa_\beta^2}}\Phi_{qs}(x,y,z)d\alpha d\beta+$$
$$+\frac{1}{\sqrt{S_2}}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}G_1(\alpha,\beta)e^{ik(\beta x+y\alpha)}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty}{}_{TE}r_{qs}^{(2)}(\alpha,\beta)\frac{\kappa_\beta\vec{e}_x+\kappa_\alpha\vec{e}_y}{\sqrt{\kappa_\alpha^2+\kappa_\beta^2}}\Phi_{qs}(x,y,z)d\alpha d\beta \qquad (6),$$

где первое слагаемое представляет собой поперечную компоненту электрического поля отраженного волнового ТЕ – пучка, а второе слагаемое – поле отраженного волнового ТМ – пучка.

В аналогичном виде можно записать поперечную компоненту отраженного электрического поля при падении на решетку ТМ – волнового пучка:

$$\vec{E}_t^r(x,y,z)=\frac{1}{\sqrt{S_2}}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}G_2(\alpha,\beta)e^{ik(\beta x+y\alpha)}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty}{}_{TM}r_{qs}^{(1)}(\alpha,\beta)\frac{\kappa_\alpha\vec{e}_x-\kappa_\beta\vec{e}_y}{\sqrt{\kappa_\alpha^2+\kappa_\beta^2}}\Phi_{qs}(x,y,z)d\alpha d\beta+$$
$$+\frac{1}{\sqrt{S_2}}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}G_2(\alpha,\beta)e^{ik(\beta x+y\alpha)}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty}{}_{TM}r_{qs}^{(2)}(\alpha,\beta)\frac{\kappa_\beta\vec{e}_x+\kappa_\alpha\vec{e}_y}{\sqrt{\kappa_\alpha^2+\kappa_\beta^2}}\Phi_{qs}(x,y,z)d\alpha d\beta \qquad (7),$$

где $\kappa_\beta=\beta-\frac{q}{\kappa_1};\kappa_\alpha=\alpha-\frac{s}{\kappa_2}+\frac{q\,ctg(\chi)}{\kappa_1};\kappa_1=\frac{d_1}{\lambda};\kappa_2=\frac{d_2}{\lambda}.$

$$\Phi_{qs}(x,y,z)=\exp\left(-ik\left[\frac{xq}{\kappa_1}-y\left(\frac{s}{\kappa_2}-\frac{q\,ctg(\chi)}{\kappa_1}\right)\right]\right)\times\exp\left\{ikz\sqrt{1-\kappa_\alpha^2-\kappa_\beta^2}\right\}$$

Поперечные компоненты электрического поля отраженного пучка (6) и (7) удовлетворяют уравнению Гельмгольца. Из анализа выражений (6) и (7), а также, учитывая принцип суперпозиции для электромагнитного поля, можно сделать следующее заключение. Поперечную компоненту электрического поля пучка, отраженного от двумерно периодической решетки, можно также представить в виде суммы поперечных компонент полей двух волновых ТЕ – и ТМ – пучков. Каждое из слагаемых представим в виде разложений в интегралы Фурье по плоским ТЕ – и ТМ - волнам:

$$\vec{E}_t(x,y,z)=\frac{1}{\sqrt{S_2}}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}R_1(\alpha,\beta)e^{ik(\beta x+y\alpha+\gamma z)}\frac{\alpha\vec{e}_x-\beta\vec{e}_y}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}d\beta d\alpha+$$
$$+\frac{1}{\sqrt{S_2}}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}R_2(\alpha,\beta)e^{ik(\beta x+y\alpha+\gamma z)}\frac{\beta\vec{e}_x+\alpha\vec{e}_y}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}d\beta d\alpha \qquad (8)$$

где $R_1(\alpha,\beta)$ и $R_2(\alpha,\beta)$ неизвестные спектральные функции. Индекс 1 соответствует ТЕ – волновому пучку, а индекс 2 – ТМ – волновому пучку.

Найдем связь между неизвестными спектральными функциями $R_1(\alpha,\beta)$ и $R_2(\alpha,\beta)$ и известными элементами обобщенных матриц рассеяния двумерно периодической решетки. Сравнивая выражения (6), (7) и (8) и учитывая свойство ортогональности векторных пространственных гармоник, получим:

$$R_1(¶,¸) = \sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty}\left\{G_1(\hat{¶},\hat{¸})_{TE}\, r_{qs}^{(1)}(\hat{¶},\hat{¸}) + G_2(\hat{¶},\hat{¸})_{TM}\, r_{qs}^{(1)}(\hat{¶},\hat{¸})\right\} \qquad (9)$$

$$R_2(¶,¸) = \sum_{q=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{\infty}\left\{G_1(\hat{¶},\hat{¸})_{TE}\, r_{qs}^{(2)}(\hat{¶},\hat{¸}) + G_2(\hat{¶},\hat{¸})_{TM}\, r_{qs}^{(2)}(\hat{¶},\hat{¸})\right\},$$

где $\hat{¶} = ¶ + \frac{s}{©_2} - \frac{q ctg(¡)}{©_1};\ \hat{¸} = ¸ + \frac{q}{©_1}$.

С помощью формулы (9) вычисляются элементы матрицы оператора отражения (или прохождения), который ставит в соответствие амплитуде Фурье падающего на решетку поля волнового пучка амплитуду Фурье зеркально отраженного (или прошедшего) поля пучка. Поэтому, зная операторы $R_1(¶,¸)$ и $R_2(¶,¸)$, можно изучать рассеяние трехмерных волновых пучков с практически любым распределением поля на любой периодической в двух направлениях структуре, порождающей двухмерный пространственный спектр гармоник при произвольном падении на ее апертуру плоской линейно поляризованной волны и при произвольном соотношении между геометрическими параметрами структуры и длиной волны.

Для исследования характеристик рассеяния волнового пучка на плоском экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями найдем электромагнитное поле рассеяния в дальней зоне. С этой целью произведем замену переменных в двойных интегралах в (8) и запишем выражения для всех компонент электромагнитного поля в сферической системе координат. Затем, воспользовавшись методом стационарной фазы для приближенного вычисления двойных интегралов, получим выражения для диаграмм направленности по полю и по интенсивности отраженного волнового пучка в дальней зоне:

$$DE_{¨} = \left|R_1(g,¨)\right|\cos g,\ DE_{g} = \left|R_2(g,¨)\right|,\ D = \left(DE_{¨}\right)^2 + \left(DE_{g}\right)^2.$$

Интенсивность отраженного пучка вычисляется по формуле:

$$W = \frac{a^2}{S_2}\int_0^{2®}\int_0^{\frac{®}{2}} \sin g\left\{\cos^2 g\left|R_1(g,¨)\right|^2 + \left|R_2(g,¨)\right|^2\right\} dg\, d¨ \qquad (10)$$

Были проведены исследования электродинамических характеристик рассеяния трехмерного гауссового волнового пучка на плоском экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями. Параметры пучка и решетки были выбраны из условия, чтобы в операторах (9) достаточно было бы учесть только по одному члену ряда. Данное приближение оправдано тем, что абсолютное значение функций $G_1(\hat{¶},\hat{¸})$ и $G_2(\hat{¶},\hat{¸})$ для гауссовых волновых пучков отлично от нуля лишь в небольшом интервале изменения значений углов $g,¨$ при $q = s = 0$. При $q \neq 0, s \neq 0$ абсолютные значения спектральных функций стремятся к нулю $\left| G_1(\hat{¶},\hat{¸}) \right| \to 0$, $\left| G_2(\hat{¶},\hat{¸}) \right| \to 0$ во всем диапазоне изменений их аргументов.

С помощью разработанного алгоритма, было произведено сравнение зависимостей от частоты коэффициентов отражения по интенсивности волнового пучка кругового поперечного сечения, рассчитанного по формуле (10), и плоской волны, падающих нормально на поверхность решетки. На рис. 3 представлены результаты расчетов при следующих параметрах: a=5мм., b=1мм., h=9мм., $d_1 = d_2 = 6$мм., $w_1 = 50$ мм., $w_2 = 50$ мм., $¨_0 = 0^\circ, g_0 = 0^\circ, \sim_0 = 0^\circ$. Из рисунка видно, что зависимости коэффициентов отражения по интенсивности пучка и плоской волны практически совпадают во всем исследуемом частотном диапазоне. Исключение составляет одна точка частотного диапазона, где не наблюдается полное прохождение электромагнитного поля пучка за экран. На этой частоте (f=48.0769 ГГц.) длина основной волны в прямоугольных волноводах приблизительно равна толщине экрана.

Были рассчитаны диаграммы направленности по полю падающего, прошедшего и отраженного пучков в двух ортогональных плоскостях $¨ = 0^\circ$ и $¨ = 90^\circ$ при нормальном падении пучка на решетку. Диаграммы направленности рассчитаны на частотах, находящихся вблизи частоты f=48.0769 ГГц., соответствующей третьему экстремуму функций, представленных на рис. 3. Следует отметить, что при выбранных параметрах пучка и экрана, изменения в формах диаграмм направленностей наблюдались только в плоскости $¨ = 90^\circ$.

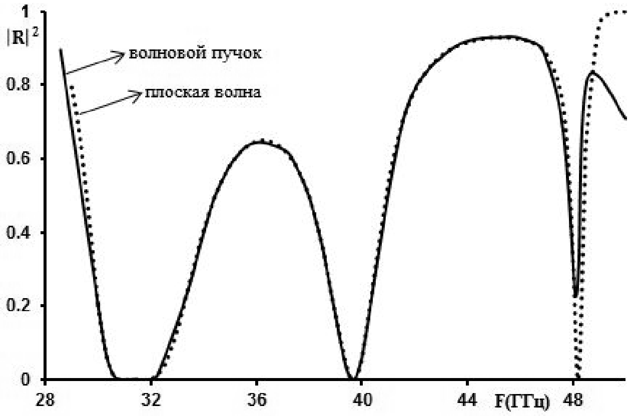

Рис.3. Зависимость коэффициента отражения по интенсивности от частоты.

На рис.4а, рис.4б и рис.4в представлены результаты расчетов диаграмм направленностей по полю для случая нормального падения на решетку с прямоугольной сеткой ($\chi=90^0$) волнового пучка с круговой формой поперечного сечения. Параметры экрана и пучка имели такие же значения, как и в предыдущем случае. При выбранной поляризации электромагнитного поля в падающем пучке $\sim_0 = 0^\circ$ вектор электрического поля ортогонален широким стенкам волноводных каналов. В этом случае происходит наиболее эффективное возбуждение основной волны в волноводных каналах.

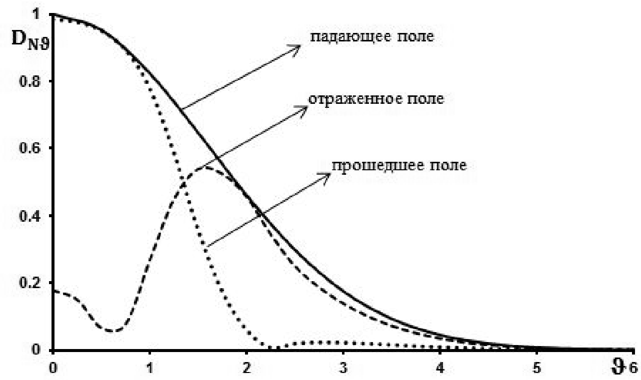

Рис.4а. Диаграммы направленности по полю.
$f = 48.154$ ГГц, $w_1 = w_2 = 50$мм., $h = 9$мм.

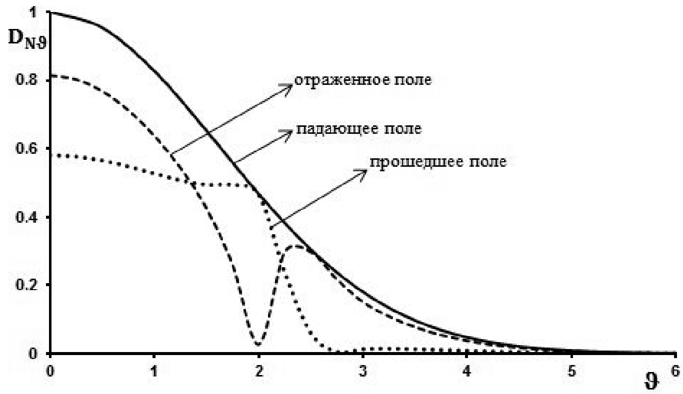

Рис.4б. Диаграммы направленности по полю.
$f = 47.75$ ГГц, $w_1 = w_2 = 50$мм., $h = 9$мм.

Из рисунков видно, что форма диаграммы направленности отраженного и прошедшего пучков, по сравнению с диаграммой направленности падающего пучка, изменяется в плоскости $\varphi = 90^{\circ}$. На некоторых частотах происходит сужение диаграмм направленности или фокусировка прошедшего электромагнитного поля, а диаграммы направленности отраженного поля претерпевают искажения.

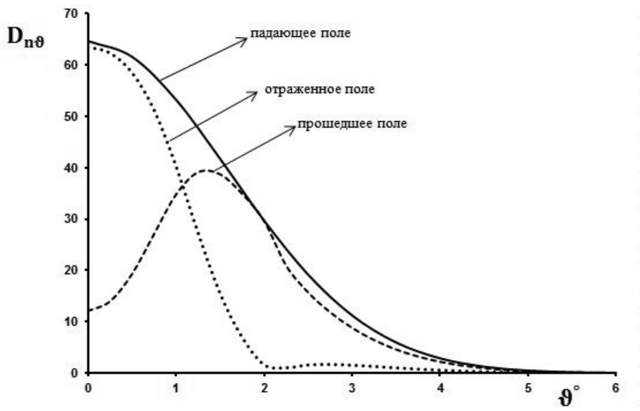

Рис.4в. Диаграммы направленности по полю.

$f = 48.39$ ГГц, $w_1 = w_2 = 30$мм., $h = 9$мм.

Был произведен анализ зависимостей изменения форм диаграмм направленностей для прошедшего и отраженного полей от размеров поперечного сечения падающего пучка. Установлено, что эффект фокусировки прошедшего поля возникает на высоких частотах выбранного диапазона, когда на длине, равной толщине экрана, укладывается приблизительно одна длина основной волны в волноводе. Причем искажения в формах диаграмм направленностей отраженного и прошедшего полей пучков наиболее ярко проявляются для узких в поперечном сечении волновых пучков, по сравнению с длиной волны в свободном пространстве.

На рис. 5а и рис. 5б представлены диаграммы направленности по полю падающего, отраженного и прошедшего волновых пучков на разных частотах для случая нормального падения на решетку волнового пучка с параметрами $w_1 = w_2 = 30\,мм$. Видно, что с уменьшением величины поперечного сечения падающего волнового пучка ширина не искаженной диаграммы направленности электромагнитного поля прошедшего пучка практически не изменилась. То же самое происходит и в случае увеличения поперечных размеров пучка до величины w1=w2=70 мм., рис. 6. Изменения форм диаграмм направленностей электромагнитного поля прошедшего и отраженного пучков связаны с изменением амплитудно-фазовых распределений электромагнитного поля на поверхностях экрана с двух сторон. Провалы в диаграммах направленности отраженных пучков объясняются, по-видимому, хорошо известным эффектом «ослепления» в фазированных антенных решетках [13].

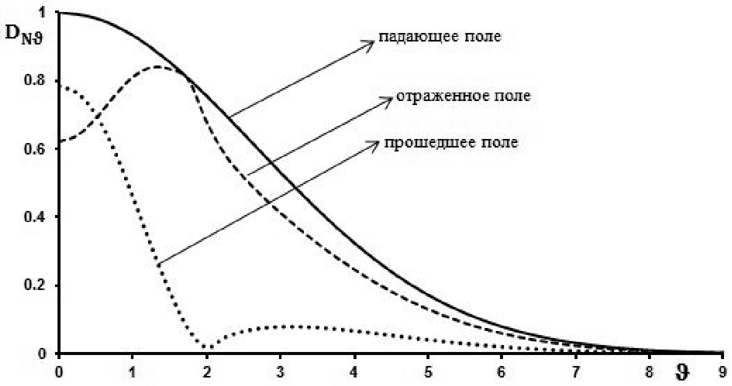

Рис.5а. Диаграммы направленности по полю.
$f = 48.25$ ГГц, $w_1 = w_2 = 50$мм. , $h = 9$мм.

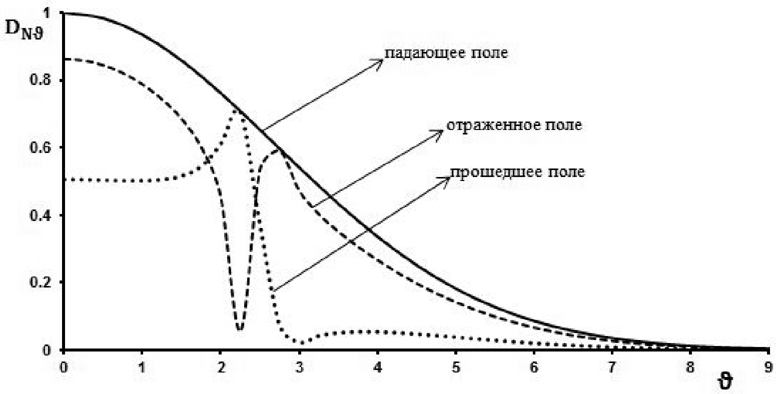

Рис.5а. Диаграммы направленности по полю.
$f = 47.6$ ГГц, $w_1 = w_2 = 30$мм., $h = 9$мм.

Была исследована зависимость форм диаграмм направленности рассеянного экраном поля пучка от толщины экрана. Для данных параметров пучка и выбранного частотного диапазона изменения в форме диаграмм направленностей наблюдаются только в тех случаях, когда по толщине экрана укладывается одна длина основной волны в волноводе. Так при толщине экрана 4мм., и 15мм. изменений в диаграммах направленности рассеянного поля не наблюдается.

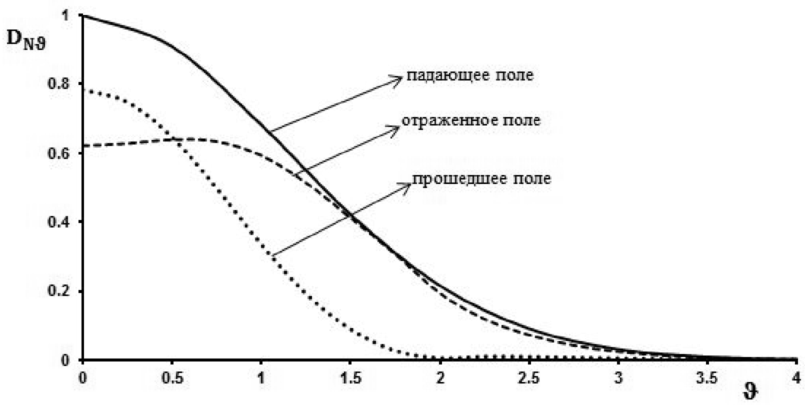

Рис.6 .Диаграммы направленности по полю.

$$f = 48.39 \text{ ГГц}, \ w_1 = w_2 = 70\text{мм.}, h = 9\text{мм}$$

3. Заключение.

Разработан алгоритм расчета электродинамических характеристик рассеяния трехмерных гауссовых линейно поляризованных волновых пучков на плоских двумерно периодических структурах. Найдены и исследованы спектральные функции падающего пучка в зависимости от его параметров. Проведено сравнение зависимостей от частоты коэффициентов отражения по интенсивности плоской волны и волнового пучка для случая нормального падения на плоский экран конечной толщины с прямоугольными отверстиями. Для случаев нормального падения кругового пучка рассчитаны диаграммы направленности по полю пучков, рассеянных на плоском двумерно периодическом экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями. Обнаружен эффект фокусировки электромагнитного поля прошедшего пучка и произведен анализ зависимости степени фокусировки от параметров пучка и решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tretyakova,S. S.,O. A. Tretyakov,V. P. Shestopalov, “Wave beam diffraction on plane periodical structures,” *Radiotekhnika & Electronica*,V ol. 17,1366–1373,July 1972 (in Russian).
2. Shin,S. Y. and L. B. Felsen,“Lateral shift of totally reflected Gaussian beams,” *Radio Sci.*,Vol. 12,551–564,July 1977.
3. Godin,O. A.,“Diffraction theory of lateral shift of bounded wave beams during reflection,” *Zh. Tekh. Fiz., Part 1*,V ol. 54,2094–2104,1984; Part 2,V ol. 55,17–25,1985 (in Russian).
4. Riesz,R. P. and R. Simon,“Reflection of Gaussian beam from a dielectric slab,” *J. Opt. Soc. Am. A*,V ol. 2,1809–1817,1985.
5. Maciel,J. and L. Felsen,“Gaussian beam analysis of propagation from an extended plane aperture distribution through dielectric layers,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*,V ol. AP-38,1607–1624, October 1990.

6. Shulga,S. N.,“Two-dimensional wave beam scattering on an anisotropic half-space with anisotropic inclusion,” *Optics & Spectroscopy*,V ol. 87,503–509,Marc h 1999 (in Russian).
7. Tuz,V. R.,“Gaussian beam scattering from a bounded periodic sequence of perfectly conducting bars,” *Radiotekhnika*,V ol. 135, 62–67,2003 (in Russian).
8. Bass,F. and L. Resnick,“Wave beam propagation in layered media,” *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 17,No. 3,479–480,2003.
9. Lomakin,V. and E. Michielssen,“Beam transmission trough periodic subwavelength hole structures,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*,V ol. AP-55,1564–1581,June 2007.
10. Song Peng and G. Michael Morris Resonant scattering from two-dimensional gratings Vol. 13, No. 5/May 1996/J. Opt. Soc. Am. A PP. 993-1005.
11. Власов С.Н., Копосова Е.В. Векторные волновые пучки. Изменение поляризации пучков электромагнитных волн при отражении от диэлектрической пластины // Изв. Вузов Радиофизика, 2005, т.XLVIII, № 4, С. 340-348.
12. Грибовский А.В., Просвирнин С.Л., Резник И.И. Отражательная фазированная антенная решетка из прямоугольных волноводов конечной глубины // Радиофизика и радиоастрономия, 1997, т. 2, № 1, сс. 52-60.
13. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток М.: Мир, 1974. - 455

Надійшла у першій редакції 28.03.2011, в останній – 13.10.2011.