

УДК 535.42

О ДИФРАКЦИИ ТРЕХМЕРНОГО ГАУССОВА ПУЧКА НА НЕПРОЗРАЧНОМ ЦИЛИНДРЕ

Смирнов В. Н., Строковский Г. А.

Экспериментально исследовано распределение по углам наблюдения в освещенной области интенсивности рассеянного излучения при несимметричном освещении металлического цилиндра линейно поляризованным оптическим трехмерным (эллиптическим) гауссовым пучком. В приближении геометрической оптики получено распределение по углам наблюдения амплитуды поля и поляризации рассеянного цилиндром излучения при несимметричном освещении гауссовым пучком и проведен расчет направления максимума индикатрисы рассеяния, количественно согласующийся с результатами эксперимента.

Дифракция электромагнитного излучения на цилиндре в полутеневой и в освещенной областях пространства наблюдения исследована в основном в рамках модельных представлений о плоской волне [1-5]. Для трехмерного гауссова пучка строгое решение электромагнитной задачи дифракции на цилиндре не получено, а для двухмерного случая получены решения для симметричного [6, 7] и несимметричного [8, 9] освещения пучком с гауссовым распределением в поперечном сечении цилиндра и для симметричного освещения пучком с гауссовым распределением вдоль образующей [10]. При этом задание жесткой ориентации электрического вектора параллельно образующей в [10] соответствует решению не векторной, а скалярной задачи.

В данной работе экспериментально исследовано угловое распределение в освещенной области интенсивности дифрагированного излучения при несимметричном освещении металлического цилиндра линейно поляризованным оптическим трехмерным (эллиптическим) гауссовым пучком. В приближении геометрической оптики для трехмерного векторного гауссова пучка получено распределение по углам наблюдения амплитуды поля и поляризации рассеянного излучения. Проведенный расчет направления максимума индикатрисы рассеяния на цилиндре при несимметричном освещении количественно согласуется с экспериментальными результатами. Это свидетельствует о пригодности асимптотики геометрической оптики для описания дифракции трехмерного гауссова пучка в освещенной области углов наблюдения, что важно для ряда практических применений [9, 11, 12].

Эксперименты по дифракции трехмерного гауссова пучка на цилиндре

Исследование распределения интенсивности рассеянного света при дифракции линейно поляризованного трехмерного гауссова пучка с длиной волны $\lambda=0.63$ мкм на металлических цилиндрических нитях (медь, константан, молибден) диаметром $2\rho=100\div 500$ мкм, устанавливаемых перпендикулярно оси пучка, проводилось на установке, аналогичной [5]. Линейная поляризация пучка была поперечно-магнитной (ТМ) по отношению к нити в соответствии с принятой терминологией (электрический вектор во всех точках волнового фронта лежал в плоскости, параллельной оси цилиндра). Гауссов пучок, освещающий нить, был астигматичным, т. е. масштабы распределения поля (размеры каустик) вдоль образующей цилиндра и в поперечном направлении были раз-

личны. В декартовой системе, связанной с пучком (ξ — направление распространения, z — вдоль образующей цилиндра, η — по правой тройке, $\eta=0$, $z=0$ — плоскости симметрии пучка), в плоскости $\xi=\xi_0$, проходящей через ось нити, размер каустики вдоль нити был неизменен во всех экспериментах $w_z=320$ мкм, а в ее поперечном сечении изменялся цилиндрической линзой и устанавливался в пределах $w_\eta=25\div 125$ мкм, что соответствует приближению «узкого» гауссова пучка $w_\eta^2 \ll \rho^2$. Нить устанавливалась на каретке с отсчетным

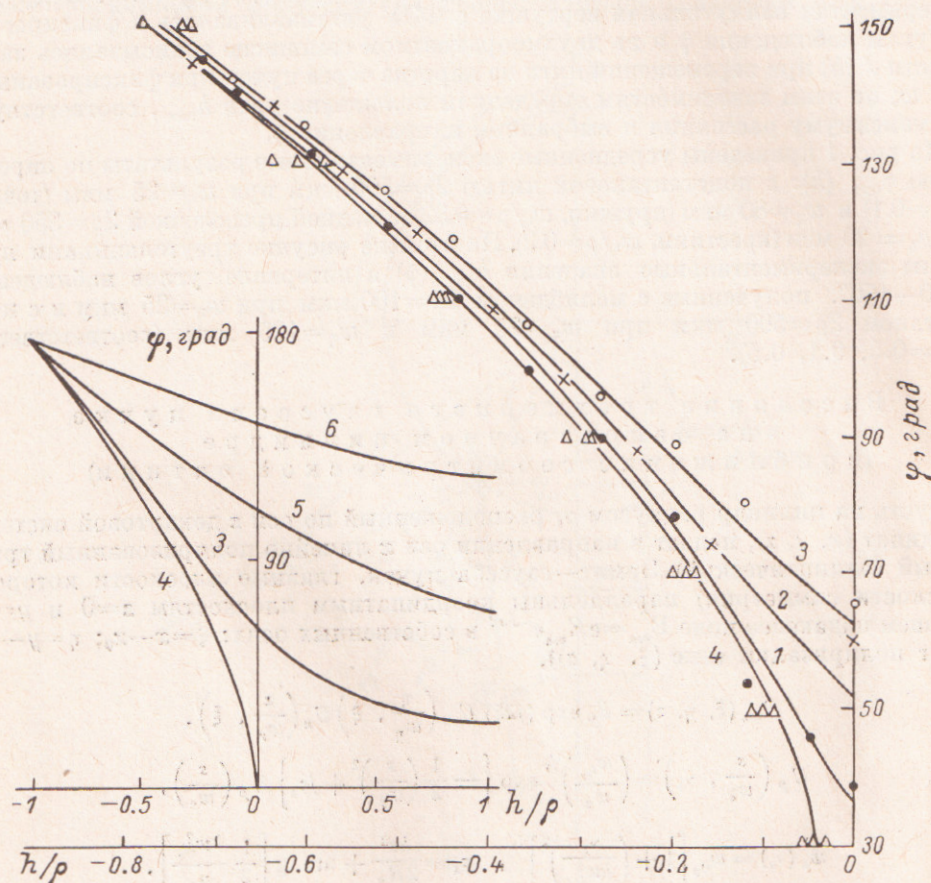


Рис. 1.

w_ρ/ρ : 3 — 0.3, 4 — 0, 5 — 1.0, 6 — 2.0.

барабаном и реохордом, обеспечивавшей ее перемещение вдоль оси η через поперечное сечение гауссова пучка, контролируемое с точностью ~ 2 мкм.

Распределение интенсивности рассеянного света по углам наблюдения φ (в цилиндрической системе координат r, φ, z , связанной с нитью) измерялось интегрально по z в дальней зоне на расстоянии $r=55$ мм фотоумножителем (ФЭУ), установленным на азимутальной вертушке, снабженной реохордом. Измерения проводились в области углов $|\varphi| > 30^\circ$ за границами полутени, где распределение интенсивности рассеянного света предполагалось гладким (эксперименты внутри полутени при $|\varphi| < 20^\circ$ проводились ранее в [5]). При этом для сглаживания визуально наблюдаемых локальных неоднородностей на угловом распределении рассеянного света, обусловленных неоднородностью поверхности цилиндра, перед входной щелью ФЭУ располагалась собирающая линза, так что измеряемое распределение интенсивности рассеянного света усреднялось по апертуре $\sim 2^\circ$.

Методика эксперимента состояла в следующем. Цилиндрическая линза перемещалась по оси ξ вдоль гауссова пучка в положение, обеспечивающее нужное значение w_η в плоскости $\xi=\xi_0$, рассчитанное по [13]. В этом положении линзы

проводилось определение распределения интенсивности падающего гауссова пучка по оси η для каждого конкретного эксперимента для контроля размера каустики w_η в плоскости $\xi=\xi_0$. Затем нить перемещалась по оси η через пучок в положение, при котором край нити отстоял на заданное расстояние $y=h$ от центра пучка. В этом положении на двухкоординатном самописце записывалось угловое распределение интенсивности рассеянного света $J(\varphi)$ при фиксированных h, ρ, w ; по этим записям определяли положение φ_{\max} максимума углового распределения $J(\varphi)$ и ширину $\Delta\varphi$ по уровню $J(\varphi)/J_{\max}=0.5$. В других экспериментах азимутальная вертушка с ФЭУ устанавливалась в фиксированные углы наблюдения $\tilde{\varphi}$ и на двухкоординатном самописце записывались зависимости $J(h)$ при перемещении нити на каретке через пучок при фиксированных $\tilde{\varphi}, \rho, w$; по этим зависимостям определяли положение нити h_{\max} , соответствующее максимуму рассеяния в выбранном направлении $\tilde{\varphi}$.

На рис. 1 приведены усредненные экспериментальные результаты по определению $\varphi_{\max}(h)$: с константановой нитью $2\rho=500$ мкм при $w_\eta=25$ мкм (точки, $w_\eta/\rho=0.1$) и $w_\eta=80$ мкм (кружки, $w_\eta/\rho=0.32$), с медной проволочкой $2\rho=250$ мкм при $w_\eta=25$ мкм (крестики, $w_\eta/\rho=0.2$). На этом же рисунке треугольниками приведены экспериментальные значения $h_{\max}(\tilde{\varphi})$ в интервале углов наблюдения $\tilde{\varphi}=30-150^\circ$, полученные с молибденом $2\rho=100$ мкм при $w_\eta=25$ мкм и с константаном $2\rho=500$ мкм при $w_\eta=25$ мкм и $w_\eta=125$ мкм (соответственно $w_\eta/\rho=0.5, 0.1, 0.5$).

Р а с с е я н и е т р е х м е р н о г о г а у с с о в а п у ч к а н а н е п р о з р а ч н о м ц и л и н д р е (п р и б л и ж е н и е г е о м е т р и ч е с к о й о п т и к и)

Пусть на цилиндр радиусом ρ , расположенный по оси z декартовой системы координат (x, y, z) , падает в направлении оси x линейно поляризованный трехмерный (эллиптический) Эрмит—гауссов пучок, главные плоскости которого (плоскости симметрии) параллельны координатным плоскостям $z=0$ и $y=0$. Запишем падающее поле $E_{mn}=eE_{mn}e^{-j\omega t}$ в собственных осях: $\xi=x-x_0; \eta=y-H; z$ (орт поляризации $e \equiv e(\xi, \eta, z)$),

$$E_{mn}(\xi, \eta, z) = E_0 \exp\{jk\xi\} U_m\left(\frac{\eta}{w_\eta}, \xi\right) U_n\left(\frac{z}{w_z}, \xi\right), \quad (1)$$

$$U_p\left(\frac{s}{w_s}, v_s\right) = \left(\frac{w_{0s}}{w_s}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{s}{w_s}\right)^2 + j\tau_s\right\} H_p\left(\frac{s}{w_s}\right), \quad (2)$$

$$w_s(v_s) = w_{0s} \left[1 + \left(\frac{v_s}{kw_{0s}^2}\right)^2\right]^{1/2}, \quad \tau_s = \frac{ks^2}{2R_s} + \arctg\left[\frac{1}{2} \frac{kw_{0s}^2}{v_s}\right], \quad (3)$$

$$2kw_{0s}^2 \leq R_s(v_s) = \frac{v_s^2 + (kw_{0s}^2)^2}{v_s}, \quad \sin\psi_s = \frac{s}{R_s}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (4)$$

где $s=\eta, z; p=m, n=0, 1, 2, \dots; \xi=\xi+d; w_s(v_s)$ — полуширины каустик в главных плоскостях $\xi\eta$ и ξz с размерами шеек w_{0s} в этих плоскостях при $\xi=0$ и $\xi=-d; R_s(v_s)$ и ψ_s — главные радиусы кривизны и углы нормали к волновому фронту; $H_p(s/w_s)$ — полиномы Эрмита [14]. Опорный луч пучка — пересечение плоскостей симметрии пучка — проходящий через вершину волнового фронта, сдвинут от оси x на величину H по оси y и в общем случае не пересекает ось z цилиндра.

Рассеянное цилиндром поле запишем в цилиндрической системе координат $\mathcal{E}_{mn} = (r\mathcal{E}_r + \varphi\mathcal{E}_\varphi + z\mathcal{E}_z) \exp\{-j\omega t\}$ (в дальнейшем индексы m, n опускаются). При произвольной поляризации гауссова пучка, освещающего цилиндр, полное рассеянное поле \mathcal{E} может быть получено как линейная суперпозиция компонент рассеянного поля от поперечно-магнитной (ТМ, $H_z=0$) и поперечно-электрической (ТЕ, $E_z=0$) компонент падающего поля $E=eE$. Для плоской ТМ (ТЕ) поляризованной волны с компонентами $E_x(E_y)$ при нормальном падении на цилиндр, как известно, в рассеянной цилиндрической волне в дальней зоне сохраняется тот же ТМ (ТЕ) тип поляризации с компонентами соответственно $\mathcal{E}_x(\mathcal{E}_\varphi)$, тогда как при наклонном падении рассеянное поле имеет все три ком-

поненты $\mathcal{E}_r, \mathcal{E}_\varphi, \mathcal{E}_z$. Рассматривая расходящийся в плоскости ξz (xz) векторный гауссов пучок как пакет плоских волн в интервале $|k_z/k| \approx |\psi_z| \ll 1$, найдем пространственное распределение рассеянного поля в приближении нормального падения гауссова пучка в рамках скалярной задачи, а влияние кривизны волнового фронта в плоскости xz на поляризацию рассеянного излучения рассмотрено в приложении на основе [11], где найдена поляризация поля, отраженного цилиндром, при наклонном падении плоской волны.

Исследуем рассеяние гауссова пучка на цилиндре в освещенной области (вне дифракционной полутени) на основе лучевой трактовки при $\lambda/\rho \ll 1$.

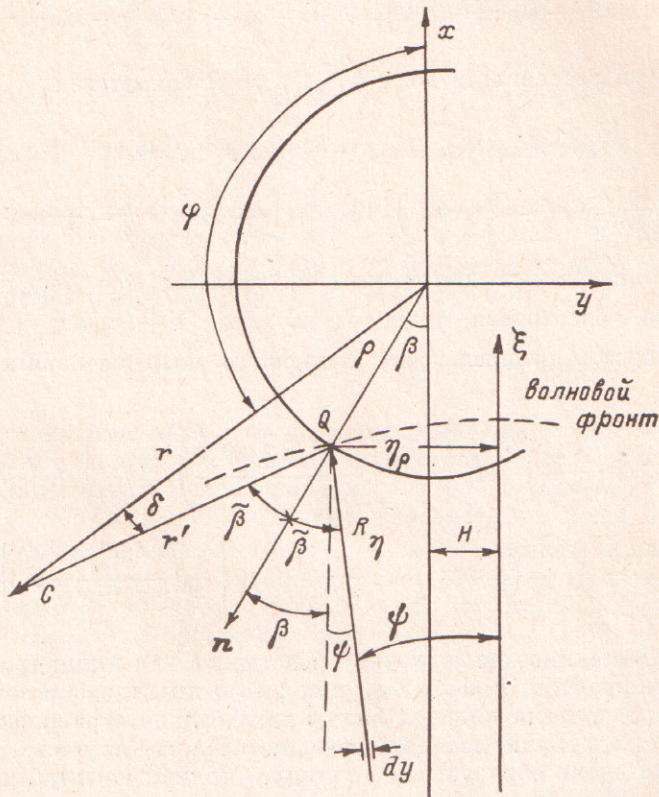


Рис. 2.

На рис. 2 рассматривается элемент падающего потока излучения в трубке шириной dy в окрестности точки y , который после отражения в точке Q поверхности цилиндра с координатами $r=\rho, \beta$ ($\beta(y)$ — угол нормали \mathbf{n} в точке с координатой y с опорным лучом $0 \leq |\beta| \leq \pi/2$) приходит в точку наблюдения C на расстоянии r' от точки падения под углом $\gamma=2\tilde{\beta}$ (угол падения $\tilde{\beta}(y)=\beta(y)+\psi_\eta(y)$), отсчитанным от опорного луча.

Цилиндрические координаты точки наблюдения r, φ и оптическая длина пути l от плоскости $\xi=0$ связаны с r', β соотношениями (рис. 2)

$$r' = r \cos \delta - \rho \cos \tilde{\beta}, \quad l = r' + \xi_\rho, \quad \sin \delta = \frac{\rho}{r} \sin \tilde{\beta}, \quad (5)$$

$$\tilde{\beta} + \beta + \varphi - \delta = \pi, \quad \tilde{\beta} - \beta = \psi_\eta \equiv \psi_\rho, \quad \sin \psi_\rho = \frac{\eta_\rho \xi_\rho}{\xi_\rho^2 + (k w_{0\rho}^2)^2}, \quad (6)$$

где $\xi_\rho = -(x_0 + \rho \cos \beta)$; $\eta_\rho = -H + \rho \sin \beta$ взяты для точки падения.

Амплитуда рассеянного поля в точке наблюдения $\mathcal{E}(r, \varphi, z)$ (\mathcal{E}_z для ТМ или \mathcal{E}_φ для ТЕ поляризации падающего поля) имеет вид

$$\mathcal{E}_{z, \varphi} = E_{0z, y} \Phi_{\perp, \parallel}(\tilde{\beta}_\varphi) \sqrt{\frac{\rho}{2r'}} \cos \tilde{\beta}_\varphi e^{jk'l} V_\rho(\tilde{\beta}_\varphi) U_n\left(\frac{z}{w_z}, l\right), \quad (7)$$

где $V_p(\tilde{\beta}) = U_m\left(\frac{\eta_p}{w_\eta}, \xi_p\right)$ описывает распределение падающего поля на периметре цилиндра, $\Phi_{\perp, \parallel}(\tilde{\beta})$ — френелевский комплексный коэффициент отражения для ТМ(\perp) и ТЕ(\parallel) поля; $l = l + d$; $\tilde{\beta}_\varphi \equiv \tilde{\beta}(\varphi)$. В приближении дальней зоны наблюдения $\rho/r \ll 1$ и, принимая во внимание $\sin \psi_p \approx \psi_p \ll 1$, запишем

$$\cos \tilde{\beta} \approx \sin \frac{\varphi}{2} - \sin \frac{\psi_p}{2} \cos \frac{\varphi}{2}, \quad \cos \beta \approx \sin \frac{\varphi}{2} + \sin \frac{\psi_p}{2} \cos \frac{\varphi}{2}, \quad (8)$$

$$r' = r - \rho \left(\sin \frac{\varphi}{2} - \sin \frac{\psi_p}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \right), \quad l = r - x_0 - \rho \left(\sin \frac{\varphi}{2} - \sin \frac{\psi_p}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \right), \quad (9)$$

так что амплитуда рассеянного поля $\mathcal{E}_{z, \varphi}(r, \varphi, z)$ примет вид

$$\mathcal{E}_{z, \varphi} = E_{0z, y} G_{\text{ПВ}} U_n\left(\frac{z}{w_z}, l\right) V_p(\tilde{\beta}_\varphi) \Phi_{\perp, \parallel}(\tilde{\beta}_\varphi) e^{-jkx_0}, \quad (10)$$

$$G_{\text{ПВ}} = \left[\frac{\rho}{2r} \left(\sin \frac{\varphi}{2} - \frac{\psi}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \right) \right]^{1/2} \exp \left\{ jk \left[r - 2\rho \left(\sin \frac{\varphi}{2} - \frac{\rho}{2r} \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

В наиболее интересных для оптики случаях $1 \ll k\rho \ll (kw_{0\eta})^2$ можно взять приближенно на поверхности цилиндра $w_{\eta\rho} \approx w_{0\eta} [1 + (x_0/kw_{0\eta}^2)]^{1/2}$, $\eta_\rho = -H + \rho \cos \frac{\varphi}{2}$ и записать распределение падающего поля по периметру цилиндра в виде

$$V_p(\tilde{\beta}_\varphi) = \left(\frac{w_{0\eta}}{w_{\eta\rho}} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{-H + \rho \cos \frac{\varphi}{2}}{w_{\eta\rho}} \right)^2 + j\tau_{\eta\rho} \right\} H_m \left(\frac{\eta_\rho}{w_{\eta\rho}} \right), \quad (12)$$

$$\tau_{\eta\rho} = \frac{k}{2} \sin \psi \cdot \left(-H + \rho \cos \frac{\varphi}{2} \right) + \arctg \left[\frac{1}{2} \left(\frac{w_{0\eta}^2}{w_{\eta\rho}^2 - w_{0\eta}^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (13)$$

Видно, что рассеянное поле можно представить как цилиндрическую волну с неоднородным фронтом, причем $G_{\text{ПВ}}$ при $\psi \rightarrow 0$ практически совпадает с распределением от рассеяния плоской волны на идеально отражающем цилиндре. Множитель $U_n(z/w_z, l)$ учитывает неоднородное (Эрмит—гауссово) распределение падающего поля вдоль образующей цилиндра, причем масштаб поля w_z , а значит, и поперечный набег фазы τ_z зависят от угла наблюдения φ через $l(\varphi)$. Наиболее существенно перераспределение по углам наблюдения комплексной амплитуды рассеянного поля — множитель $V(\tilde{\beta}_\varphi)$, связанное с Эрмит-гауссовым распределением падающего поля в поперечнике цилиндра и со сдвигом центра этого распределения на величину H от оси цилиндра.

Угловое распределение фазы рассеянного поля от гауссова пучка практически такое же, как от плоской волны. Угловое распределение амплитуды в (10) обусловлено двумя конкурирующими факторами, вследствие чего, если опорный луч не пересекает ось цилиндра ($|H| > 0$), величина максимума амплитуды поля (интенсивности $J(\varphi)$) рассеянного излучения и его направление φ_{max} зависят от соотношения параметров $H, \rho, w_{\eta\rho}$. Эта зависимость для частного случая непрозрачного цилиндра $|\Phi_{\perp}| \approx |\Phi_{\parallel}| \approx 1$ и $m = 0 (H_0 = 1)$ может быть получена из (10)—(13) в неявном виде

$$\left(\frac{w_\rho}{\rho} \right)^2 = 2 \sin^2 \left(\frac{\varphi_{\text{max}}}{2} \right) \left[\frac{\frac{h}{\rho} + 1}{\cos \frac{\varphi_{\text{max}}}{2}} - 1 \right] \quad (-\rho \leq h = H - \rho) \quad (14)$$

(параметр h характеризует отстройку опорного луча от края цилиндра, при $h > 0$ опорный луч проходит мимо цилиндра). Аналитическое исследование этой формулы затруднительно, но она удобна для численного расчета без разрешения

ее относительно φ_{\max} . Приближенная аналитическая формула для φ_{\max} получена в [9] для двухмерного гауссова пучка в виде

$$\theta \equiv \sin^2 \frac{\varphi_{\max}}{4} = \frac{1}{2 + \vartheta^2} [-(\chi + \vartheta^2) + \sqrt{(\chi + \vartheta^2)^2 + 2\vartheta^2(2 + \vartheta^2)}], \quad (15)$$

где $\vartheta = w_p/4\rho$; $\chi = h/2\rho$. В приближении «узкого» гауссова пучка в плоскости падения $\vartheta^2 \ll 2$, т. е. $w_p \ll 4\sqrt{2}\rho$, формула (15) упрощается

$$\theta \approx \frac{1}{2} [-(\chi + \vartheta^2) + \sqrt{(\chi + \vartheta^2)^2 + 4\vartheta^2}], \quad (16)$$

а если, кроме того, $\vartheta^2 \ll |\chi|$, т. е. $w_p \ll 2\sqrt{2}\sqrt{\rho|h|}$, то

$$\theta \approx -h/2\rho \text{ при } -1 \leq h/\rho < 0 \text{ и } \theta \approx w_p^2/8\rho h \text{ при } h/\rho > 0. \quad (17)$$

Сравнение показало, что расчет по (15) в области $0 < w_p/\rho \leq 5/2$ и $-1 \leq h/\rho \leq 5$ совпадает с расчетом по (14) с точностью $\sim 1\%$, тогда как расчет по (16) отклоняется до 5% в области $0 < w_p/\rho \leq 0.5$, $|h/\rho| \leq 0.2$. Асимптотическая зависимость $\varphi_{\max}(h/\rho)$ при $w_p/\rho \rightarrow 0$ дается (17).

Обсуждение результатов

Расчетные зависимости $\varphi_{\max}(h/\rho)$ максимума диаграммы направленности интенсивности излучения, рассеянного цилиндром $J(\varphi)$, приведены на рис. 1 сплошными линиями для использованных в экспериментах значений параметра w_p/ρ : 0.1 (1), 0.2 (2), 0.32 (3); расчет проведен по (14). Расчетные зависимости хорошо согласуются количественно с экспериментальными результатами практически во всей измеренной области $h/\rho < 0$, причем такое согласие имеет место независимо от материала использованных нитей. Несколько худшее согласие при $h/\rho \approx 0$, по-видимому, обусловлено уменьшением контрастности максимума $I(\varphi)$, что сказывается на точности определения его положения.

Анализ зависимости $I(\varphi)$ на основе (10)–(12) показывает, что для фиксированного угла $\tilde{\varphi}$ она имеет максимум на зависимости от h/ρ , причем одинаковый для любых w_p/ρ , определяющийся соотношением $\sin^2(\tilde{\varphi}/4) = -(h/2\rho)_{\max}$, совпадающим с асимптотической формулой (17) для $w_p/\rho \rightarrow 0$. Эта зависимость, нанесенная на рис. 1 сплошной линией (4), как видно, хорошо совпадает с экспериментальными результатами во всей измеренной области углов $\tilde{\varphi}$ независимо от ширины пучка w_p и материала использованных нитей.

Полученное количественное согласие между экспериментальными измерениями и численным расчетом на основе (14) диаграммы направленности дифрагированного излучения при освещении непрозрачного цилиндра гауссовым пучком свидетельствует о пригодности приближения геометрической оптики для описания рассеяния такого классического дифракционного объекта, как гауссов пучок, в широком диапазоне соотношения w , ρ , h . Это дает возможность использовать определение направления максимума индикатрисы дифрагированного излучения от гауссова пучка для нахождения ширины пучка или диаметра цилиндра или для контроля линейных перемещений (расстройки опорного луча пучка от оси цилиндра), а также использовать взаимное перемещение гауссова пучка и цилиндра для сканирования диаграммы направленности дифрагированного излучения в заданном секторе.

Приложение

Учтем влияние кривизны волнового фронта гауссова пучка вдоль образующей цилиндра ($|\psi_{z\rho}| > 0$ на поверхности $r = \rho$) на поляризацию рассеянного поля. Для этого запишем компоненты рассеянного поля при наклонном падении

плоской волны под углом $\alpha = (\pi/2) - \psi_{z\rho}$ к оси цилиндра, полученные для дальней зоны $r \gg \rho$ в рамках лучевого приближения [11],

$$\varepsilon_z = \tilde{\varepsilon} \mathfrak{M} \sin \alpha \left[a \left(\Phi_{\perp} \cos^2 \frac{\varphi}{2} - \Phi_{\parallel} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cos^2 \alpha \right) - b \frac{(\Phi_{\perp} + \Phi_{\parallel})}{2} \sin \varphi \cos \alpha \right], \quad (\text{II } 1)$$

$$\varepsilon_{\varphi} = \tilde{\varepsilon} \mathfrak{M} \left[b \left(\Phi_{\parallel} \cos^2 \frac{\varphi}{2} - \Phi_{\perp} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cos^2 \alpha \right) + a \frac{(\Phi_{\perp} + \Phi_{\parallel})}{2} \sin \varphi \cos \alpha \right], \quad (\text{II } 2)$$

$$\varepsilon_r = -\varepsilon_z \operatorname{ctg} \alpha, \quad \tilde{\varepsilon} = E_0 \left(\frac{\rho}{2r} \right)^{1/2} \exp \left\{ j \frac{k}{\sin \alpha} \left(r - 2\rho \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right\}, \quad (\text{II } 3)$$

$$\mathfrak{M} = \frac{\left(\sin \frac{\varphi}{2} \right)^{1/2}}{1 - \sin^2 \frac{\varphi}{2} \sin^2 \alpha}, \quad a = \cos \theta_0, \quad b = \sin \theta_0, \quad (\text{II } 4)$$

где θ_0 — угол вектора E падающей волны с плоскостью xz , $\Phi_{\perp, \parallel}$ (φ, α) — поляризационные коэффициенты отражения Френеля для составляющих E , перпендикулярной и параллельной плоскости падения, ориентация которой зависит от угла наблюдения φ и угла освещения α . Представим расходящийся в плоскости ξz (xz) векторный гауссов пучок как набор плоских волн в интервале $|k_z/k| \approx |\psi_{z\rho}| \ll 1$, $|z\rho| \leq w_{z\rho}$; $\psi_{\eta} \equiv 0$

$$\psi_{z\rho} \approx \sin \psi_{z\rho} = \frac{z\rho}{R_{z\rho}} = \left(\frac{z}{w_z} \right) \frac{\xi\rho}{w_{z\rho} (kw_{0z})^2}.$$

При этом будем оставаться в рамках лучевого приближения, когда в каждую точку с координатой z^* в направлении φ в дальней зоне наблюдения дает вклад рассеяние от точки поверхности цилиндра с координатой z_p^* , освещаемой локальным участком плоской волны (в пределе — лучом), распространяющейся под углом ψ_{z^*} из набора плоских волн. Проанализируем (II1)—(II4) для лучей, падающих почти нормально к образующей цилиндра ($|\psi_{z\rho}| \ll 1$, индекс ρ в $\psi_{z\rho}$ в дальнейшем опустим), на примере ТМ поляризации падающего поля ($a = 1$, $b = 0$). Появляется радиальная составляющая $\varepsilon_r \approx -\psi_z \varepsilon_z$, вследствие чего компонента рассеянного поля в плоскости rz остается ортогональной лучам рассеянного поля, распространяющимся в этой плоскости под углом ψ_z к нормали к цилиндру в точке отражения. В самой составляющей ε_z появляется добавка $\Delta \varepsilon_z$ вида $\varepsilon_z(\psi_z) = \varepsilon_z(0) + \Delta \varepsilon_z$,

$$\Delta \varepsilon_z = \tilde{\varepsilon} \Phi_{\perp} a \sqrt{\sin \frac{\varphi}{2}} R(\varphi, \psi_z), \quad R(\varphi, \psi_z) = \frac{\sin^2 \frac{\varphi}{2} \sin^2 \psi_z}{1 - \sin^2 \frac{\varphi}{2} \sin^2 \psi_z}, \quad (\text{II } 5)$$

где $R(\varphi, \psi_z)$ имеет вид узкого пика с максимумом в направлении $\varphi = \pi$, $\lim_{\varphi \rightarrow \pi} R = 1$ и с полушириной $\pi - \varphi_{1/2} = 2\psi_z$ на уровне $R = 0.5$. Возникает также компонента ε_{φ}

$$\varepsilon_{\varphi} = a \tilde{\varepsilon} \frac{(\Phi_{\perp} + \Phi_{\parallel})}{2} \sqrt{\sin \frac{\varphi}{2}} Q(\varphi, \psi_z), \quad Q(\varphi, \psi_z) = \frac{\sin \varphi \sin \psi_z}{1 - \sin^2 \frac{\varphi}{2} \sin^2 \psi_z}, \quad (\text{II } 6)$$

где $Q(\varphi, \psi_z)$ имеет вид пика с максимумом $Q_M = 1$ в направлении $\varphi \approx \pi - 2\psi_z$, спадающего до уровня $Q = 0.5$ в направления $(\varphi_{1/2})_1 \approx 2 \arcsin \sqrt{1 - 0.07 \psi_z^2}$ и $(\varphi_{1/2})_2 \approx 2 \arcsin \sqrt{1 - 13.93 \psi_z^2}$ и в направления $2\pi - (\varphi_{1/2})_{1,2}$. Эта компонента не возникает в случае идеально отражающего цилиндра. В случае ТЕ поляризации получаются аналогичные выражения для $\Delta \varepsilon_{\varphi}$ и ε_z , $\varepsilon_r \approx -\psi_z \varepsilon_z$

$$\Delta \varepsilon_{\varphi} = b \tilde{\varepsilon} \Phi_{\perp} \sqrt{\sin \frac{\varphi}{2}} R(\varphi, \psi_z), \quad \varepsilon_z = -b \tilde{\varepsilon} \frac{(\Phi_{\perp} + \Phi_{\parallel})}{2} \sqrt{\sin \frac{\varphi}{2}} Q(\varphi, \psi_z). \quad (\text{II } 7)$$

Формулы (П5)—(П7) не дают вклада в (10)—(13) при нормальном падении $\alpha = \pi/2$. При произвольной поляризации падающего поля добавки к компонентам рассеянного поля берутся как суперпозиция по (П5)—(П7) при $0 < |a, b| < 1$. Таким образом, формулы (10)—(13) и (П5)—(П7) определяют компоненты рассеянного поля в дальней зоне $r \gg \rho$ при освещении цилиндра трехмерным гауссовым пучком в рамках геометрической оптики при $1 \ll k\rho \ll kw_0^2$. Видно, что тип поляризации рассеянного поля при гауссовом профиле падающего поля вдоль образующей цилиндра даже в простейших случаях ТМ и ТЕ поляризации зависит от φ и сохраняется лишь в плоскости $z=0$.

Литература

- [1] Wait J. R. — Can. J. Phys., 1955, v. 33, p. 189.
- [2] Franz W., Вексманн Р. — Trans. IRE, 1956, v. AP-4, p. 203.
- [3] Горяинов А. В. — Радиотехника и электроника, 1958, т. 3, № 5, с. 603.
- [4] Langlois P. L. — Opt. Acta, 1983, v. 30, N 10, p. 1373.
- [5] Булдырев В. С., Смирнов В. Н., Строковский Г. А., Фрадкин Э. Е. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 6, с. 1255.
- [6] Alexopoulos G., Park K. — Trans. IEEE, 1972, v. AP-20, p. 216.
- [7] Kozaki Shogo — Trans. IEEE, 1983, v. AP-31, p. 795.
- [8] Явор М. И. — Вестн. ЛГУ, 1983, т. 4, с. 84.
- [9] Смирнов В. Н., Строковский Г. А. — Вестн. ЛГУ, 1986, т. 18, с. 37.
- [10] Langlois P. L., Voivin A., Lessard R. A. — Can. J. Phys., 1985, v. 63, N 2, p. 301.
- [11] Смирнов В. Н., Строковский Г. А. — В кн.: IX Всесоюз. симпоз. «Волны и дифракция». Тбилиси, 1985, т. 1, с. 78.
- [12] Смирнов В. Н., Строковский Г. А. — Опт. и спектр., 1986, т. 60, в. 5, с. 1053.
- [13] Зейгер С. Г., Калитеевский Н. И., Фрадкин Э. Е., Чайка М. П. — Опт. и спектр., 1985, т. 19, в. 2, с. 255.
- [14] Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М., 1968. 344 с.

Поступило в Редакцию 10 июня 1986 г.