

Описание дифракции Фраунгофера в приближении теории светового поля

В.П. БУДАК, Д.С. ЕФРЕМЕНКО, П.А. СМИРНОВ

НИУ «МЭИ», Москва
E-mail: budakvp@gmail.com

Аннотация

Длина волны есть естественный масштаб, который разделяет области применимости лучевой и волновой моделей света. Если изменение пространственной плотности потока излучения существенно в масштабе длины волны, то имеет место явление дифракции света, описываемое волновой оптикой. В дифракции на диафрагме можно выделить ближнюю зону, с существенной неоднородностью волны (зона Френеля), и дальнюю (зона Фраунгофера), где волна становится близкой к однородной (квазиоднородной) и возможно лучевое описание. Проблема заключается в том, что яркости лучей до и после диафрагмы не связаны друг с другом. В настоящей статье предлагается метод определения граничных условий для яркости лучей в зоне Фраунгофера через яркость лучей, падающих на диафрагму. Данный подход допускает обобщение определения яркости полей в зоне Фраунгофера и в других задачах оптики, открывая возможности использования эффективных лучевых методов для определения световых полей.

Ключевые слова: дифракция, геометрическая оптика, волновая оптика, квазиоднородность.

Введение

Дифракция считается одним из главных проявлений волновой природы света [1]. Однако сегодня это относится, скорее всего, к школьному курсу физики, где принято антагонистично противопоставлять волновые и лучевые представления о свете. Любое физическое явление или объект мы изучаем с помощью некоторого зонда, тестера или пробного приёмника, но в классической физике считалось, что последний всегда можно сделать пренебрежимо малым и сформулировать свойства самого объекта. С возникновением и развитием квантовой механики стало очевидным, что мы никогда не выходим за пределы описания взаимодействия тестер – объект, и в любом физическом явлении есть некоторый такой масштаб, что попытка сделать приёмник меньше него сразу разрушает установившуюся картину.

Особенностью оптики является то, что в ней существуют два типа приёмников: квадратичный, реагирующий на поглощённую им энергию, и линейный (типа антенны), реакция которого пропорциональна напряжённости поля. Соответственно, каждый из процессов измерений порождает своё поле. Порождаемое квадратичным приёмником поле будем называть световым или лучевым, а порождаемое линейным – волновым [2]. Световое поле представляет собой лучи всевозможных направлений, по которым протекает поток с пространственной плотностью $L(\mathbf{r}, \mathbf{l}, t)$ – яркость светового поля в точке \mathbf{r} в момент вре-

мени t в направлении $\hat{\mathbf{l}}$, а волновое поле характеризуется пространственно-временным распределением вектора напряжённости $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, и его структура представима в виде суперпозиции случайных волн в пространстве.

Поскольку энергия – величина квадратичная относительно напряжённости поля, то, вообще говоря, все свойства светового поля выразимы через свойства волнового. Но реально в оптическом диапазоне существуют только квадратичные приёмники. Линейный приёмник можно создать, разместив перед квадратичным некоторое оптическое устройство, например, диафрагму. Если размеры диафрагмы меньше некоторого масштаба λ , то поле после диафрагмы – волновое, однако измерять его значения мы всё равно сможем только квадратичным приёмником. В простейшем случае однородной монохроматической волны λ есть её длина.

Если амплитуда (напряжённость) волнового поля и плотность энергии (мощности) светового поля не меняются в пространстве, то поле называется однородным и обе модели описания, по сути, эквивалентны друг другу: в каждой точке пространства луч перпендикулярен фронту волны, который выступает функцией описания всех возможных траекторий лучей. Если же поле становится неоднородным, особенно в случае, когда масштаб изменения поля становится порядка и менее λ , то лучевое описание делается невозможным. Собственно, в узком смысле слова, это явление и принято называть дифракцией.

Поле дифрагированной волны сразу за диафрагмой представимо в виде суперпозиции [1] сильно неоднородной компоненты, убывающей с расстоянием r от диафрагмы быстрее, чем $1/r$, с квазиоднородной медленно меняющейся в масштабе λ и убывающей как $1/r$. Поэтому у диафрагмы поле сильно неоднородно (зона Френеля), но с некоторого расстояния возникает зона Фраунгофера, где волна уже опять квазиоднородна и допускает лучевую трактовку. В общем случае картину поля после дифракции на круглой диафрагме радиуса a можно представить в виде рис. 1.

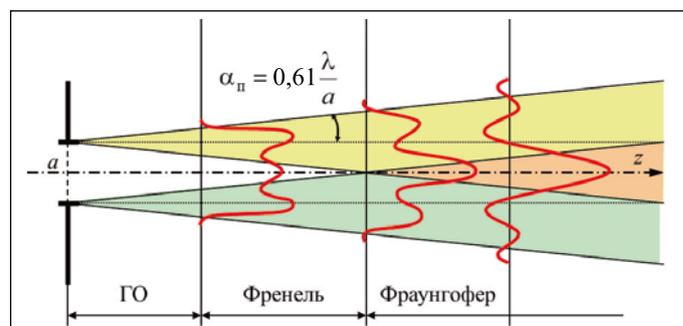
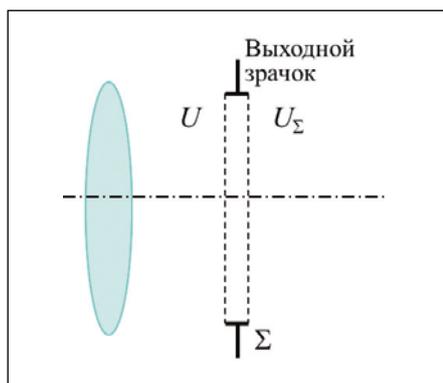


Рис. 1. Зависимость распределения облучённости (красная линия) от расстояния от отверстия диафрагмы z

Рис. 2. Выходной зрачок оптической системы



Далее, в основу анализа положим представление, что дифракция порождает на каждой точке диафрагмы расходящийся пучок с углом расходимости $\alpha_n \sim \lambda/a$, соответствующим первому минимуму кружка рассеяния Эйри [1]. Если перекрытие «пятен» пучков на расстоянии z от отверстия диафрагмы $z\alpha_n \approx z\lambda/a \ll a$, то влияние дифракции пренебрежимо мало и поле допускает лучевую трактовку, где яркость лучей, прошедших через диафрагму, равна яркости падающего излучения. При значительном перекрытии «пятен» $z\lambda/a \approx a$, что соответствует зоне Френеля, поле определяется интерференцией пучков от каждой точки диафрагмы, становится существенно неоднородным, и лучевое описание становится невозможным. В зоне Фраунгофера, $z\lambda/a \gg a$, пучки от каждой точки диафрагмы сильно перемешаны, поле становится квазиоднородным, и вновь возможно лучевое описание. Однако яркость лучей в этой зоне определяется уже не яркостью падающих лучей, а законами дифракции.

Проблема состоит в том, что связь лучей до диафрагмы и после неочевидна и может определяться только через свойства волнового поля сразу за диафрагмой [3]. Задача настоящей статьи – получить связь между пространственно-угловыми распределениями яркости, $L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}})$, стационарных световых полей до и после диафрагмы.

Дифракция волны на выходном зрачке оптической системы

По принципу Аббе (*Abbe Ernst*, 1840–1905) [5], структуру оптического изображения можно исследовать в приближении геометрической оптики (ГО) с анализом дифракции волны на выходном зрачке. Рассмотрим резкое изображение от точки на оптической оси. Поскольку в плоскости анализа мы должны иметь сходящуюся в точку изображения сферическую волну, то волна в этой плоскости анализа квазиоднородна.

Пусть комплексная амплитуда волны, прошедшей через оптическую систему (ОС), в плоскости выходного зрачка есть $U(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} – радиус-вектор в плоскости выходного зрачка Σ (рис. 2). Тогда поле сразу после зрачка выразим через зрачковую функцию $\Theta(\mathbf{r})$:

$$U_{\Sigma}(\mathbf{r}) = \Theta(\mathbf{r})U(\mathbf{r}), \text{ где } \Theta(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} \in \Sigma, \\ 0, & \mathbf{r} \notin \Sigma. \end{cases}$$

Отсюда следует выражение для корреляционной функции поля сразу за выходным зрачком:

$$\Gamma_{\Sigma}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle U_{\Sigma}(\mathbf{r}_1)U_{\Sigma}^*(\mathbf{r}_2) \rangle = \Theta(\mathbf{r}_1)\Theta(\mathbf{r}_2)\langle U(\mathbf{r}_1)U^*(\mathbf{r}_2) \rangle = \Theta(\mathbf{r}_1)\Theta(\mathbf{r}_2)\Gamma_o(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2),$$

где $\Gamma_o(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ – корреляционная функция прошедшего через ОС излучения на плоскости выходного зрачка.

Перейдём к локальным координатам в плоскости выходного зрачка Σ :

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \quad \boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{r}_1 = \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}, \text{ что приводит к выражению}$$

длит к выражению

$$\Gamma_{\Sigma}(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \Gamma_o(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})\Theta\left(\mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right)\Theta\left(\mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}\right). \quad (1)$$

Наше предположение возможности расчёта поля до выходного зрачка в лучевом приближении эквивалентно допущению квазиоднородности поля, что позволяет выразить $\Gamma_o(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})$ через обобщённую яркость в форме спектра Вигнера [3, 4]:

$$\Gamma_o(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \oint L_o(\mathbf{R}, \hat{\mathbf{l}})e^{-i\hat{\mathbf{l}}\boldsymbol{\rho}}d\hat{\mathbf{l}}, \text{ где } L_o(\mathbf{R}, \hat{\mathbf{l}}) \text{ – яркость излучения, прошедшего ОС, в плоскости выходного зрачка.}$$

Тогда яркость квазиоднородной части поля после выходного зрачка, которое формирует изображение в плоскости анализа, выражается согласно [3]:

Тогда яркость квазиоднородной части поля после выходного зрачка, которое формирует изображение в плоскости анализа, выражается согласно [3]:

$$L(\mathbf{R}, \mathbf{l}'_{\perp}) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 l_z \int \Gamma_{\Sigma}(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})e^{i\mathbf{l}'_{\perp}\boldsymbol{\rho}}d^2\rho, \quad (2)$$

где \mathbf{l}'_{\perp} – вектор проекции вектора направления $\hat{\mathbf{l}}$ на плоскость изображения; l_z – проекция вектора $\hat{\mathbf{l}}$ на нормаль к плоскости изображения; $\hat{\mathbf{l}}$, согласно (рис. 3), выражается как

$$\hat{\mathbf{l}} = \frac{\mathbf{r}_{\perp} - (\mathbf{R}_{\perp} + R\hat{\mathbf{z}})}{\sqrt{(\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{R}_{\perp})^2 + R^2}}.$$

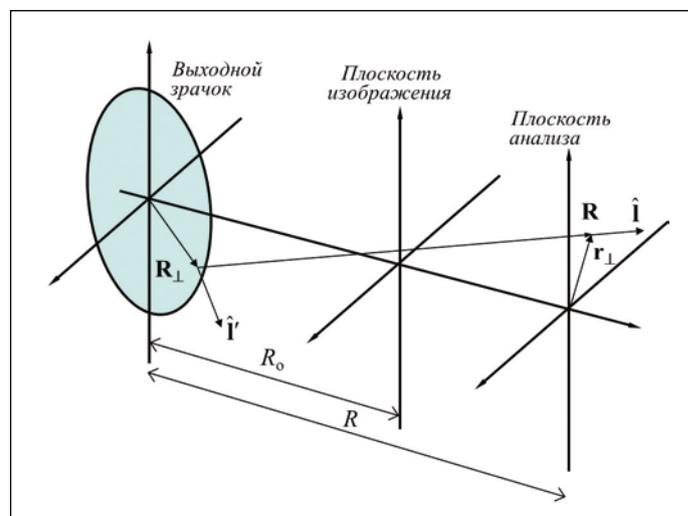
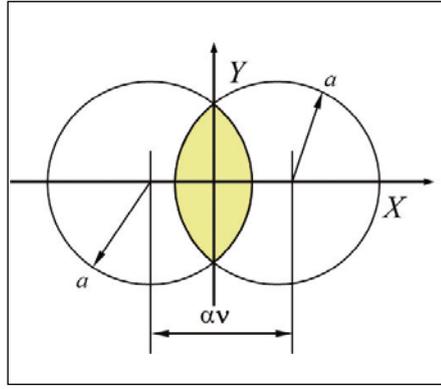


Рис. 3. Схема формирования изображения в оптической системе, ограниченной дифракцией

Рис. 4.
К определению
пределов
интегрирования
в выражении (10)



Подставив (1) в (2), получим выражение

$$L(\mathbf{R}, \mathbf{l}'_{\perp}) = \left(-\frac{k}{2\pi}\right)^2 l_z \oint L_o(\mathbf{R}, \hat{\mathbf{l}}) \int \Theta\left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \Theta \times \\ \times \left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \exp(-ik(\mathbf{l}'_{\perp} - \mathbf{l}_{\perp})\mathbf{p}_{\perp}) d^2\rho d\hat{\mathbf{l}}. \quad (3)$$

Введя функцию

$$h(\mathbf{l}'_{\perp} - \mathbf{l}_{\perp}) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{l_z}{l'_z}\right) \\ \int \Theta\left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \Theta\left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \exp(-ik\mathbf{p}(\mathbf{l}'_{\perp} - \mathbf{l}_{\perp})) d^2\rho, \quad (4)$$

перепишем выражение (3) в виде интеграла свёртки:

$$L(\mathbf{R}, \mathbf{l}'_{\perp}) = \int L_o(\mathbf{R}, \mathbf{l}_{\perp}) h(\mathbf{l}'_{\perp} - \mathbf{l}_{\perp}) d^2l_{\perp}.$$

Тем самым дифракция волны на выходном зрачке приобретает простой лучевой смысл рассеяния света, причём $h(\mathbf{l}'_{\perp} - \mathbf{l}_{\perp})$ является функцией рассеяния света.

Оптическая передаточная функция идеальной оптической системы

Для проверки полученных соотношений рассмотрим оптическую передаточную функцию (ОПФ) безабберационного тонкого объектива, оправка которого является и выходным зрачком, при наличии расфокусировки. Расчёт ОПФ такой системы хорошо известен из волновой оптики [1]. Для этого в качестве источника рассмотрим точечный изотропный источник с силой света I_o на оптической оси, имеющий стигматическое изображение в плоскости анализа на расстоянии R_o по оптической оси от плоскости выходного зрачка (рис. 3). Распределение облучённости от него является функцией рассеяния точки (ФРТ), преобразование Фурье от которой есть искомая ОПФ. Яркость луча в плоскости диафрагмы при этом может быть выражена как

$$L_o(\mathbf{R}_{\perp}, \mathbf{l}'_{\perp}) = I_o \delta\left(\mathbf{l}'_{\perp} + \frac{\mathbf{R}_{\perp}}{R_o}\right). \quad (5)$$

Подставим (5) в (3) и преобразуем полученное соотношение к координатам $\mathbf{R}_{\perp}, \mathbf{l}_{\perp}$:

$$L_{\Sigma}(\mathbf{R}_{\perp}, \mathbf{l}_{\perp}) = I_o \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{l_z}{l'_z}\right) \times \\ \times \int \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \exp\left\{ik\mathbf{p}\left(\mathbf{l}_{\perp} + \frac{\mathbf{R}_{\perp}}{R_o}\right)\right\} d^2\rho. \quad (6)$$

Здесь учтены следующие геометрические соотношения (рис. 3):

$$\mathbf{l}_{\perp} \approx \frac{\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{R}_{\perp}}{R}, \quad \mathbf{l}_{\perp} + \frac{\mathbf{R}_{\perp}}{R_o} = \frac{\mathbf{r}_{\perp}}{R} + \beta \frac{\mathbf{R}_{\perp}}{R}, \\ \beta = \frac{R - R_o}{R_o}, \quad d^2l_{\perp} \approx \frac{d^2R}{R^2}.$$

Выражение для облучённости в плоскости анализа имеет вид

$$E(\mathbf{r}_{\perp}) = \int_{(\Omega_{\perp})} L_{\Sigma}(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{l}_{\perp}) l_z d\hat{\mathbf{l}} = \int_{(\Omega_{\perp})} L_{\Sigma}(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{l}_{\perp}) l_z d^2l$$

и с учётом (6) принимает форму

$$E(\mathbf{r}_{\perp}) = \frac{I_o}{R^2} \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \times \\ \times \exp\left\{ik\mathbf{p}\left(\frac{\mathbf{r}_{\perp}}{R} + \beta \frac{\mathbf{R}_{\perp}}{R}\right)\right\} d^2\rho d^2R_{\perp}, \quad (7)$$

где учтено, что в условиях параксиальной оптики можно считать $l_z/l'_z \approx 1$.

ОПФ ОС есть преобразование Фурье от распределения облучённости:

$$H(\mathbf{v}) = \int E(\mathbf{r}_{\perp}) e^{-i\mathbf{v}\mathbf{r}_{\perp}} d^2r_{\perp},$$

что после подстановки выражения (7) преобразуется к виду

$$H(\mathbf{v}) = \frac{I_o}{R^2} \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \times \\ \times \exp\left\{ik\mathbf{p}\left(\frac{\mathbf{r}_{\perp}}{R} + \beta \frac{\mathbf{R}_{\perp}}{R}\right) - i\mathbf{v}\mathbf{r}_{\perp}\right\} d^2r_{\perp} d^2\rho d^2R_{\perp}. \quad (8)$$

Отметим очевидное соотношение

$$\delta\left(\frac{k\mathbf{p}}{R} - \mathbf{v}\right) = \int \exp\left\{i\mathbf{r}_{\perp}\left(\frac{k\mathbf{p}}{R} - \mathbf{v}\right)\right\} d^2r_{\perp}, \quad (9)$$

позволяющее преобразовать (8) к виду

$$H(\mathbf{v}) = I_o \int \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} + \frac{\alpha\mathbf{v}}{2}\right) \Theta\left(\mathbf{R}_{\perp} - \frac{\alpha\mathbf{v}}{2}\right) \exp(i\beta\mathbf{v}\mathbf{R}_{\perp}) d^2R_{\perp},$$

где с учётом (9) определена константа α :

$$\alpha = \frac{R}{k} = \frac{\lambda R}{2\pi}.$$

Вычислим ОПФ ОС для нулевой пространственной частоты:

$$H(0) = I_o \int \Theta(\mathbf{R}_{\perp}) d^2R_{\perp} = \pi a^2 I_o,$$

что соответствует пропусканию ОС.

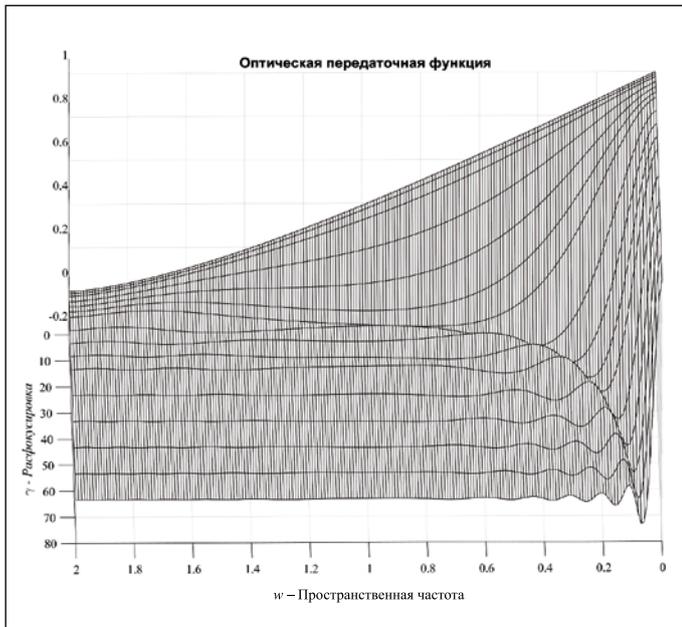


Рис. 5. Влияние расфокусировок на ОПФ идеальной оптической системы, ограниченной дифракцией

Тогда относительную ОПФ (модуляционную передаточную функцию) ОС можно представить в форме

$$T(\mathbf{v}) = \frac{H(\mathbf{v})}{H(0)} = \frac{1}{\pi a^2} \int \Theta\left(\mathbf{R}_\perp + \frac{\alpha \mathbf{v}}{2}\right) \Theta \times \left(\mathbf{R}_\perp - \frac{\alpha \mathbf{v}}{2}\right) \exp(i\beta \mathbf{v} \mathbf{R}_\perp) d^2 R_\perp. \quad (10)$$

Рассмотрим влияние расфокусировок на ОПФ системы. Из рис. 4 следует очевидное соотношение

$$\left(x - \frac{\alpha \mathbf{v}}{2}\right)^2 + y^2 = a^2,$$

что позволяет определить пределы интегрирования в выражении (10) как

$$x_1 = \frac{\alpha \mathbf{v}}{2} - \sqrt{a^2 - y^2}, \quad x_2 = -\frac{\alpha \mathbf{v}}{2} + \sqrt{a^2 - y^2}, \quad y_{1,2} = \pm \sqrt{a^2 - \frac{\alpha^2 \mathbf{v}^2}{4}}$$

и переписать (10) как

$$T(\mathbf{v}) = \frac{2}{\pi a^2} \int_0^{\sqrt{a^2 - \left(\frac{\alpha \mathbf{v}}{2}\right)^2}} \int_{\frac{\alpha \mathbf{v}}{2} - \sqrt{a^2 - y^2}}^{-\frac{\alpha \mathbf{v}}{2} + \sqrt{a^2 - y^2}} e^{i\beta \mathbf{v} x} dx dy.$$

Интеграл по dx легко вычисляется:

$$T(\mathbf{v}) = \frac{2}{\pi a^2} \int_0^{\sqrt{a^2 - \left(\frac{\alpha \mathbf{v}}{2}\right)^2}} \sin\left[\beta \mathbf{v} \left(\sqrt{a^2 - y^2} - \frac{\alpha \mathbf{v}}{2}\right)\right] dy.$$

Если перейти к безразмерным переменным

$$w = \frac{\alpha \mathbf{v}}{a} = \frac{R \mathbf{v}}{a k} = \frac{R \mathbf{v}}{\zeta}, \quad t = \frac{y}{a},$$

$$\gamma = \frac{\beta a^2}{\alpha} = \frac{\beta k a^2}{R} = \beta \zeta \frac{a}{R} \quad \text{и} \quad \zeta = k a = \frac{2\pi a}{\lambda},$$

то этот интеграл приобретает более простой для анализа вид

рассмотрим более простой для анализа вид

$$T(w) = \frac{4}{\pi \gamma w} \int_0^{\sqrt{1 - \left(\frac{w}{2}\right)^2}} \sin\left[\gamma w \left(\sqrt{1 - t^2} - \frac{w}{2}\right)\right] dt. \quad (11)$$

На рис. 5 представлены графики ОПФ при разных значениях относительной расфокусировки γ .

Отметим, что в отсутствие расфокусировки, что эквивалентно $\beta \rightarrow 0$ и, соответственно, $\gamma \rightarrow 0$, а также

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{1}{\gamma w} \sin\left[\gamma w \left(\sqrt{1 - t^2} - \frac{w}{2}\right)\right] = \sqrt{1 - t^2} - \frac{w}{2},$$

выражение (11)

переходит в выражение для ОПФ ОС с дифракцией на выходном зрачке

$$T(w) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\sqrt{1 - \left(\frac{w}{2}\right)^2}} \left(\sqrt{1 - t^2} - \frac{w}{2}\right) dt = \frac{2}{\pi} \left[\arccos \frac{w}{2} - \frac{w}{2} \sqrt{1 - \frac{w^2}{4}} \right], \quad (12)$$

которое полностью соответствует выражению, получаемому по дифракционной теории [6–8].

В статье [7] для выражения (12) дано представление через функции Бесселя, что позволяет получить асимптотику для $T(w)$ для больших расфокусировок γ . Нетрудно видеть, что при значительных расфокусировках роль дифракционного размытия становится пренебрежимо мала, функция размытия точки определяется посредством ГО и пятно размытия представляет собой равномерно засвеченный круг. В этом случае ОПФ как преобразование Фурье от равномерно светящегося круга представляет собой функцию Бесселя первого рода от своего аргумента.

Заключение

Как видим, сформулированный метод определения связи яркости световых полей до диафрагмы и в зоне Фраунгофера после диафрагмы позволяет описывать все явления формирования изображения в идеальной ОС. Поэтому при анализе изображения в ОС можно использовать эффективный лучевой подход, в котором диафрагмы заменяются рассеивающими элементами с функцией рассеяния точки (ФРТ) по выражению (4). Более того, поскольку зона Фраунгофера представляет значительный практический интерес, то данный подход может быть обобщен и развит для других задач. Например, сегодня

рассеяние на частицах сложной формы считают не по теории Г. Ми [9], а на основе геометрической оптики, что приводит к пренебрежению волновыми эффектами (дифракция, поверхностная волна и краевой эффект). Определение новых граничных условий для рассеянных лучей в зоне Фраунгофера позволит включить и эти эффекты в методы лучевой оптики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
2. Будаков В.П. Теория светового поля / Разд. 2.1 в кн.: Справочная книга по светотехнике. Под общ. ред. Ю.Б. Айзенберга и Г.В. Бооса. – М.: Редакция журнала «Светотехника», 2020. – 829 с.
3. Апресян Л.А., Кравцов Ю.А. Теория переноса излучения: Статистические и волновые эффекты. – М.: Наука, 1983. – 216 с.
4. Wigner E. On quantum corrections for thermodynamic equilibrium // Phys. Rev. – 1932. – Vol. 40, No. 6. – P. 749–759.
5. Abbe E. Beitrage zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung // Archiv f. Mikroskopische Anat. – 1873. – В. 9. – S. 413.
6. Hopkins H.H. On the Diffraction Theory of Optical Images // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1953. – Vol. 217. – P. 408–432.
7. Hopkins H.H. The Frequency Response of a Defocused Optical System // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1955. – Vol. 231. – P. 91–103.
8. Steel W.H. The Defocused Image of Sinusoidal Gratings // Optica Acta: International Journal of Optics. – 1956. – Vol. 3, No. 2. – P. 65–74.
9. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // Annalen der Physik. – 1908. – В. 330. – S. 377–445.



Будаков Владимир Павлович, доктор техн. наук, профессор. Окончил в 1981 г. МЭИ. Главный редактор журнала «Светотехника / Light & Engineering» и профессор кафедры «Светотехника» НИУ «МЭИ». Член-корреспондент Академии электротехнических наук РФ



Ефременко Дмитрий Сергеевич, доктор техн. наук. Окончил в 2009 г. МЭИ. Научный сотрудник Института дистанционного зондирования (IMF) Германского аэрокосмического центра (DLR) в Оберпфaffenхофене, Германия, доцент Мюнхенского технического университета. Область научных интересов: перенос излучения, дистанционное зондирование, анализ больших данных



Смирнов Павел Александрович, кандидат техн. наук. Окончил в 2001 г. кафедру «Светотехника» МЭИ. Доцент кафедры «Светотехника» НИУ «МЭИ». Область научных интересов: теория светового поля, перенос излучения в атмосфере, естественное освещение, зрительное восприятие

Физики создали линзу из метаматериала, которые может сжимать пучки света в структуры шириной несколько нанометров, которые «нарушают» классические законы оптики. Об этом пишет пресс-служба МФТИ со ссылкой на журнал «*Optics Letters*».

Наночастицы из диэлектриков и тонкие полоски из некоторых металлов, к примеру золота или серебра, могут поглощать видимый свет, передавать его дальше и повторно излучать в виде других форм электромагнитных волн. Это возможно благодаря так называемым поверхностным плазмонам – коллективным колебаниям электронов, которые могут поглощать и испускать энергию в виде световых волн.

За последние десять лет открыты десятки примеров того, что подобные структуры действительно существуют – например, во многих красках и шедеврах искусства, созданных ещё во времена античности и средневековья. Кроме того, физики придумали, как применять знания об этих структурах на практике.

Например, шесть лет назад учёные из Массачусетского технологического института создали на основе плазмонов прозрачный цветной дисплей, а их коллеги приспособили эти структуры для создания устройств, которые могут скрывать объекты от СВЧ или ИК радаров.

Учёные из России и Дании приспособили плазмоны для решения одной из самых важных проблем, которая мешает использовать свет в качестве переносчика информации внутри микропроцессоров компьютеров и других вычислительных устройств. Дело в том, что из-за дифракции света – явления, в ходе которого волны света огибают препятствия размером менее половины длины световой волны, световые аналоги транзисторов не могут быть меньше 200 нм для видимого света и около 500 нм для ИК излучения.

Ещё пять лет назад в МФТИ показали, что этого можно добиться, сжав свет с помощью источников плазмонных колебаний и так называемых поляритонов – квазичастиц, которые одновременно ведут себя и как волна, и как частица. Сейчас физики из России и Дании решили эту задачу на практике, создав своеобразную линзу, которая может «сжимать» пучок света до наноразмеров с помощью плазмонов и поляритонов.

Этот прибор, так называемая металинза, представляет собой квадратный блок из материала, который не проводит электрический ток, размерами 5 на 5 мкм и толщиной в 250 нм. Она прикреплена к плёнке из золота, на обратную поверхность которой также нанесена дифракционная решётка. Учёные подобрали их размеры таким образом, что они сжимают падающий на них пучок света до 60 % от длины его волны.

Подобная структура, как объясняют учёные, позволяет линзе из метаматериалов не только сжимать свет, но и фокусировать его и манипулировать его движением благодаря формированию так называемой плазмонной наноструи, существование которой российские исследователи впервые смогли подтвердить экспериментально.

Создание металинзы, как считают авторы статьи, открывает дорогу для разработки полноценных фотонных чипов и появления первых световых компьютеров уже в ближайшем будущем. Этому, в частности, может помочь то, что подобные наноструктуры можно «печатать» с помощью уже существующих литографических технологий.

nanonewsnet.ru
23.06.2020