

Научная статья
УДК 537.874.6
DOI: 10.18384/2949-5067-2024-3-58-67

УТОЧНЕНИЕ РАСЧЁТА ПАРАМЕТРОВ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ПЛОСКИХ ОБЪЕКТАХ

Муратов Т. Т.

*Ташкентский государственный педагогический университет имени Низами, 100185,
г. Ташкент, ул. Бунёдкор, д. 27, Республика Узбекистан*

Поступила в редакцию 12.08.2024

После доработки 05.09.2024

Принята к публикации 06.09.2024

Аннотация

Цель – уточнение расчёта дифрагированного светового поля от плоских объектов в рамках классического подхода Кирхгофа. Под этим предполагается вывод аналитических формул с учётом кубических членов фазового разложения и последующим анализом предельных переходов.

Процедура и методы. При выводе аналитических формул для дифрагированных полей использовался метод «стационарной фазы».

Результаты. Получены формулы для дифрагированного поля с учётом кубического члена фазового разложения, из которых в частном порядке получаются известные формулы дифракции света.

Теоретическая и практическая значимость исследования заключается в предельном переходе к частным случаям, исходя из одной общей задачи. Так, из задачи дифракции света на щели в качестве частного случая выступает задача дифракции света от полуплоскости. Поворотом системы координат можно совместить угол падения света с углом поворота, в результате получаются те же формулы, что и при нормальном падении. Использование элементов симметрии объекта, анализ предельных переходов, выбор удачной точки наблюдения позволяют в ряде случаев решать сложные дифракционные задачи. Данную методику расчёта можно использовать на практических занятиях по электродинамике для определения дифрагированного поля от различных объектов.

Ключевые слова: плоский экран со щелью, полуплоскость, дифракция света, дифрагированное поле, интеграл Френеля

Для цитирования:

Муратов Т. Т. Уточнение расчёта параметров дифракции света на плоских объектах // Вестник Государственного университета просвещения. Серия: Физика-математика. 2024. № 3. С. 58-67. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2024-3-58-67>

Original research article

REFINEMENT OF CALCULATION OF THE PARAMETERS OF A LIGHT DIFFRACTION ON FLAT OBJECTS

T. Muratov

Tashkent State Pedagogical University named after Nizami, ulitsa Bunyodkor 27, Tashkent 100185, Republic of Uzbekistan

Received by the editorial office 12.08.2024

Revised by the author 05.09.2024

Accepted for publication 06.09.2024

Abstract

Aim is refinement of the calculation of the diffracted light field from flat objects within the framework of the classical Kirchhoff's approach. This implies the derivation of analytical formulas taking into account the cubic terms of the phase expansion and subsequent analysis of the limit transitions.

Methodology. By obtaining the analytical formulas for diffracted fields, the method of "stationary phase" was applied.

Results. The formulas for the diffracted field with taking into account the cubic term of the phase expansion are obtained, from which obtains the well known formulas of diffraction of light in a private manner.

Research implications. The theoretical significance of the proposed methodology is the limiting transition to special cases, based on one general problem. Thus, from the problem of light diffraction by a slit, as a special case, appears the problem of light diffraction from a half-plane. By rotating the coordinate system, you can combine the angle of incidence of light with the angle of rotation, in results obtains the same formulas as for normal incidence. The use of symmetry elements of an object, analysis of limit transitions, and choose of a successful observation point allows, in a number of cases, to solve complex diffraction tasks. The given technique of calculation can be used in practical lessons on electrodynamics for determination of diffracted field from various objects.

Keywords: flat screen with a slit, half-plane, light diffraction, diffracted field, Fresnel's integral

For citation.

Muratov, T. T. (2024). Refinement of calculation of the parameters of a light diffraction on flat objects. In: *Bulletin of the Federal State University of Education. Series: Physics and Mathematics*, 3, pp.58-67. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2024-3-58-67>

Введение

Асимптотическая теория дифракции электромагнитных волн, излагаемая на занятиях по электродинамике и теоретической оптике, основана на формуле Кирхгофа, которая предполагает непрерывность производной волнового поля E на границе замкнутой поверхности S , охватывающей область пространства, внутри которой находится точка $M(\mathbf{r})$, в которой рассчитывается дифрагированное поле [1, с. 247]:

$$E_M = -\frac{1}{4\pi} \oint_S \left[E \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})}{r} \right) - \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})}{r} \frac{\partial E}{\partial n} \right] dS, \quad (1)$$

где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число, ω – круговая частота монохроматической волны с длиной λ , $\partial/\partial n$ означает дифференцирование вдоль внутренней нормали к поверхности S , $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})/r$ – уходящая в бесконечность сферическая волна. Чтобы применить формулу (1) для решения дифракционных задач, нужно уже знать значения E и/или $\partial E/\partial n$ на границе поверхности S (плоского экрана), т. е. знать решение соответствующего однородного волнового уравнения Гельмгольца:

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0. \quad (2)$$

Следует отметить, что формула (1) формально является точным интегралом уравнения (2). Для устранения «неоднозначности» значения поля на границе поверхности интегрирования, обычно задаются значения одного только $\partial E/\partial n$ или одного E , при свободном распространении монохроматического света при отсутствии непрозрачного экрана:

$$E = E_0 \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]. \quad (3)$$

Формула (1) является решением уравнения (2) в том смысле, что световое поле перед экраном непрерывно (3), на экране (в том числе и на щели) обращается в нуль, а за экраном представляло бы расходящуюся сферическую волну (для двумерного случая – цилиндрическую волну). Формулу (1) можно упростить, рассматривая точку M как зеркально симметричную точке M' относительно общей границы S , тогда

$$E_M = -\frac{1}{2\pi} \oint_S E \Big|_S \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})}{r} \right) dS. \quad (4)$$

При решении теоретических задач дифракции света от непрозрачного плоского экрана со щелью, круглого диска, цилиндра, шара, полуплоскости, полосы в случае большого расстояния r между дифракционным объектом и точкой наблюдения обычно ограничиваются членами порядка r^{-2} [2, с. 198]. Учёт членов $O(r^{-3})$ позволяет уточнить форму контура дифракционной картины. Кроме того, расчёт высших поправок представляет самостоятельный методический интерес в плане применения методов математической физики для решения дифракционных задач. В результате повышается вычислительная культура студентов и расширяется их научный кругозор. В этом отношении теоретико-аналитический подход к методике расчёта параметров дифракции света на плоских объектах имеет важное научно-методическое значение. Традиционный подход, основанный на методе «зон Френеля», несмотря на простоту и наглядность имеет ограниченный характер и не позволяет, например, учесть взаимодействие света с веществом дифракционного объекта и физические свойства среды.

Цель работы – уточнение расчёта дифрагированного светового поля от плоских объектов в рамках классического подхода Кирхгофа. Под этим предполагается вывод аналитических формул с учётом кубических членов фазового разложения и последующим анализом предельных переходов.

Дифракция от щели

Пусть на непрозрачный экран со щелью под углом α к нормали (ос x) падает монохроматическая волна, параллельная плоскости (x, y) . Плоскость экрана совпадает с плоскостью $x = 0$. При этих условиях падающую скалярную волну (3) можно представить уравнением:

$$E = E_0 \exp[ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)]. \quad (5)$$

Обозначим координаты точки наблюдения через $M(x, y, 0)$, координаты произвольной точки в плоскости экрана – $P(0, \eta, \xi)$ (рис. 1).

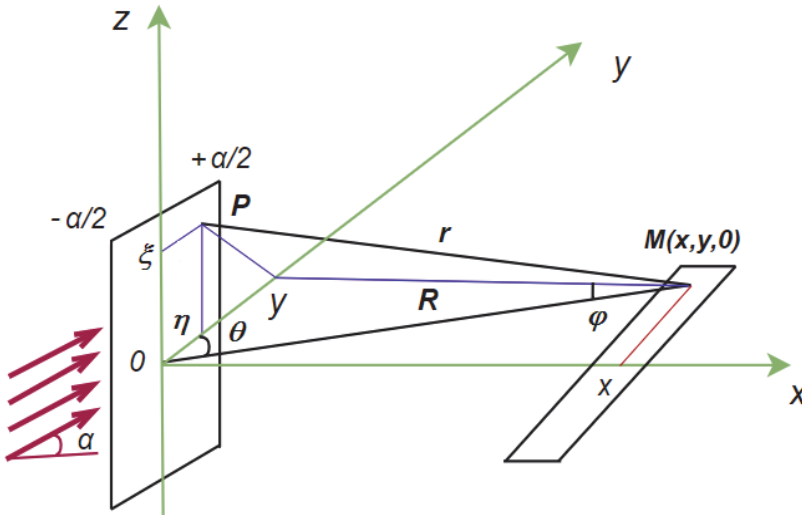


Рис. 1 / Fig. 1. Геометрия задачи дифракции света на щели шириной a /
Geometry of the problem of diffraction light on a slit of width a .

Источник: по данным автора.

Подстановка формулы (5) в интеграл (4) даёт (для простоты опущены амплитудный множитель E_0 и временная зависимость):

$$\begin{aligned} E_M &= -\frac{1}{2\pi} \int_{-a/2}^{+a/2} d\eta \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(ik\eta \sin \alpha) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(ikr)}{r} \right) d\xi = \\ &= -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-a/2}^{+a/2} d\eta \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(ik\eta \sin \alpha) \left(\frac{\exp(ikr)}{r} \right) d\xi. \end{aligned} \quad (6)$$

Так как $r = \sqrt{x^2 + (y - \eta)^2 + \xi^2}$, то ввиду чётности подынтегральной функции относительно ξ формулу (6) можно переписать так:

$$E_M = -\frac{1}{\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-a/2}^{+a/2} d\eta \exp(ik\eta \sin \alpha) \int_0^{+\infty} \left(\frac{\exp(ikr)}{r} \right) d\xi. \quad (7)$$

Интеграл (7) выражается через функцию Ганкеля первого рода:

$$E_M = -\frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-a/2}^{+a/2} \exp(ik\eta \sin \alpha) H_0^{(1)} \left(k\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2} \right) d\eta. \quad (8)$$

Исходя из методических соображений целесообразно рассмотреть случай, когда расстояние от точки наблюдения до щели велико по сравнению с шириной щели a (расстояния и углы показаны на рис. 1):

$$\begin{aligned} \rho &= \sqrt{x^2 + (y-\eta)^2} = R\sqrt{1-2(\eta/R) \sin \phi + (\eta/R)^2} \approx \\ &\approx R \left[1 - (\eta/R) \sin \phi + (\eta^2/2R^2) \cos^2 \phi + (\eta^3/2R^3) \sin \phi \cos^2 \phi - \dots \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

В большинстве случаев, на практических занятиях, ограничиваются вторым и третьим членом разложения (9). Методический интерес может представить учёт четвёртого члена [3]. Функцию Ганкеля можно при этом заменить её асимптотическим выражением, тогда с учетом разложения (9):

$$\begin{aligned} E_M &= \frac{i}{2} \int_{-a/2}^{+a/2} \exp(ik\eta \sin \alpha) \frac{kx H_1^{(1)} \left(k\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2} \right)}{\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2}} d\eta = \\ &= \frac{ikx}{2} \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{\exp(ik\eta \sin \alpha)}{\rho} H_1^{(1)}(k\rho) d\eta \approx \\ &\approx \frac{ikx}{2} \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{\exp(ik\eta \sin \alpha)}{\rho} \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} \exp \left[i \left(k\rho - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right] d\eta \approx \\ &\approx \frac{kx}{2R} \sqrt{\frac{2}{\pi kR}} \exp(-i\pi/4) \int_{-a/2}^{+a/2} \exp(ik\eta \sin \alpha) \exp(ik\rho) d\eta \approx \\ &\approx \frac{k \cos \phi}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi kR}} \exp(ikR) \exp(-i\pi/4) \int_{-a/2}^{+a/2} \exp(ik\eta \sin \alpha) \times \\ &\times \exp \left[ik \left(-\eta \sin \phi + \frac{\eta^2}{2R} \cos^2 \phi + \frac{\eta^3}{2R^2} \sin \phi \cos^2 \phi \right) \right] d\eta = \\ &= \exp(-i\pi/4) \frac{k \cos \phi}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi kR}} \exp(ikR) \times \\ &\times \int_{-a/2}^{+a/2} \exp \left\{ ik \left[\eta (\sin \alpha - \sin \phi) + \frac{\eta^2}{2R} \cos^2 \phi + \frac{\eta^3}{2R^2} \sin \phi \cos^2 \phi \right] \right\} d\eta. \end{aligned} \quad (10)$$

Приведением кубического многочлена в показателе экспоненты к каноническому виду выражение (10) может быть преобразовано к виду:

$$E_M = \exp \left(-i\frac{\pi}{4} \right) \sqrt[3]{\frac{\text{ctg} \phi}{3\pi}} \sqrt[6]{\frac{kR}{2\pi}} \exp \{ ikR [1 + f(\alpha, \phi)] \} I(t), \quad (11)$$

$$f(\alpha, \phi) = \left(\frac{1}{9} - \frac{(\sin \alpha - \sin \phi) \sin \phi}{\cos^2 \phi} \right) \frac{\operatorname{ctg}^2 \phi}{3}, \quad (12)$$

$$I(t) = \int_{\sqrt[3]{\frac{kR \operatorname{ctg}^2 \phi}{18} \left(1 - \frac{3a}{2R} \sin \phi\right)}}^{\sqrt[3]{\frac{kR \operatorname{ctg}^2 \phi}{18} \left(1 + \frac{3a}{2R} \sin \phi\right)}} \exp \left[i \left(tz + \frac{z^3}{3} \right) \right] dz, \quad (13)$$

$$t(\phi) = \sqrt[3]{\frac{2(kR)^2 \operatorname{tg}^2 \phi}{3} \left(\frac{(\sin \alpha - \sin \phi) \sin \phi}{\cos^2 \phi} - \frac{1}{6} \right)} \operatorname{ctg}^2 \phi. \quad (14)$$

Из физических соображений ясно, что функция $t(\phi) < 0$, с учётом этого ограничения интеграл (13) можно доопределить так

$$I(t) = \int_{\sqrt[3]{\frac{kR \operatorname{ctg}^2 \phi}{18} \left(1 - \frac{3a}{2R} \sin \phi\right)}}^{\sqrt[3]{\frac{kR \operatorname{ctg}^2 \phi}{18} \left(1 + \frac{3a}{2R} \sin \phi\right)}} \exp \left[i \left(-|t|z + \frac{z^3}{3} \right) \right] dz. \quad (15)$$

Интеграл (15) можно представить как разность неполных функций Эйри:

$$I(t) = \operatorname{Ai}(-|t|, z_1) - \operatorname{Ai}(-|t|, z_2). \quad (16)$$

Здесь $\operatorname{Ai}(-|t|, \tau) = \int_{\tau}^{\infty} \exp \left[i \left(-|t|z + \frac{z^3}{3} \right) \right] dz$. Неполную функцию Эйри можно оценить методом стационарной фазы [4, с. 342]. Разлагая фазовую функцию вблизи стационарной точки $z = |t|^{1/2}$ в ряд Тейлора и ограничившись квадратичным членом, интеграл (15) можно выразить через комплексные интегралы Френеля [4, с. 356]:

$$I(t) = |t|^{-1/4} \exp \left(-\frac{2i}{3} |t|^{3/2} \right) [F(p_2) - F(p_1)], \quad (17)$$

где $F(p) = \int_0^p \exp(iz^2) dz$, $p_{1,2} = |t|^{1/4} [z_{1,2} - |t|^{1/2}]$,

$$z_{1,2} = \sqrt[3]{\frac{kR \operatorname{ctg}^2 \phi}{18} \left(1 \mp \frac{3a}{2R} \sin \phi \right)}.$$

При этом вкладом граничных точек можно пренебречь¹, так как

¹ Для типичных параметров $a = 10^{-2}$ мм, $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, $\phi \approx 4^\circ$ при нормальном падении света оценки дают $(3a/2R) \sin \phi \approx 10^{-7}$ и $\sqrt{1 + 6 \operatorname{tg}^2 \phi} \approx 1.015$. Граничные точки соизмеримы. При больших углах дифракции метрическое расстояние между стационарной точкой и граничными точками увеличивается, и вкладом последних можно пренебречь, по крайней мере в первом приближении.

$$1 \pm \frac{3a}{2R} \sin \phi < \sqrt{1 - \frac{6(\sin \alpha - \sin \phi) \sin \phi}{\cos^2 \phi}}. \quad (18)$$

Подстановка (17) в (11) приводит к выражению

$$E_M \approx \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \sqrt[3]{\frac{\operatorname{ctg} \phi}{3\pi}} \sqrt[6]{\frac{kR}{2\pi}} |t|^{-1/4} \exp\left\{ikR\left[1 + f(\alpha, \phi)\right] - \frac{2i}{3}|t|^{3/2}\right\} \times \\ \times [F(p_2) - F(p_1)]. \quad (19)$$

Из модифицированной формулы (19), при условии $\frac{6|\sin \alpha - \sin \phi| \sin \phi}{\cos^2 \phi} \ll 1$,

можно получить формулу

$$E_M \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \exp\left[ikR\left(1 - \frac{A^2}{2}\right)\right] \left\{F\left[\sqrt{\frac{kR}{2}}\left(A + \frac{Ba}{2}\right)\right] - F\left[\sqrt{\frac{kR}{2}}\left(A - \frac{Ba}{2}\right)\right]\right\}, \quad (20)$$

где $A = \frac{\sin \alpha - \sin \phi}{\cos \phi}$, $B = \frac{\cos \phi}{R}$. Формула (20) соответствует удержанию второй степени η в показателе подынтегральной функции формулы (10). Формулы (19) и (20) пригодны для любых $\phi = \operatorname{arctg}(y/x)$ при условии $kR \gg 1$ и $R \gg a$. Если ограничиться только линейными членами в показателе подынтегральной функции (10), то получится простая формула [2, с. 209]:

$$E_M \approx \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\exp(ikR) \sin[ka(\sin \alpha - \sin \phi)/2]}{\sqrt{kR} \sin \alpha - \sin \phi} \cos \phi, \quad (21)$$

которая соответствует геометрическому приближению $a/R \rightarrow 0$, т. е. дифракции в параллельных лучах.

Формулы (11), (19) и (20) учитывают дифракцию в непараллельных (сходящихся) лучах – дифракцию Френеля. Вследствие этого возникают разности фаз $(k\eta^2/2R)\cos^2 \phi$ и $(k\eta^3/2R^2)\sin \phi \cos^2 \phi$. В данном случае можно получить полную дифракционную картину на любом конечном расстоянии от экрана ($R \neq \infty$).

Дифракция от полуплоскости

Если границы щели, исходя из методических соображений, переопределить так: $\eta_1 = 0$ и $\eta_2 = a$, то вместо формулы (8) следует написать:

$$E_M = -\frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^a \exp(ik\eta \sin \alpha) H_0^{(1)}\left(k\sqrt{x^2 + (y - \eta)^2}\right) d\eta. \quad (21)$$

Мысленно увеличивая a , можно прийти к случаю дифракции от полуплоскости:

$$E_M = -\frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \exp(ik\eta \sin \alpha) H_0^{(1)}\left(k\sqrt{x^2 + (y - \eta)^2}\right) d\eta. \quad (22)$$

В частности при нормальном падении света на экран:

$$E_M = -\frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} H_0^{(1)} \left(k \sqrt{x^2 + (y - \eta)^2} \right) d\eta = -\frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-y}^{\infty} H_0^{(1)} \left(k \sqrt{x^2 + v^2} \right) dv. \quad (23)$$

С методической точки зрения целесообразно сначала вычислить вспомогательный интеграл

$$I_1 = \int_0^{\infty} H_0^{(1)} \left(k_1 \sqrt{x^2 + v^2} \right) dv, \quad (24)$$

где $H_0^{(1)} \left(k_1 \sqrt{x^2 + v^2} \right) = \frac{2}{i\pi} \int_0^{\infty} \frac{\exp \left(i k_1 \sqrt{u^2 + x^2 + v^2} \right)}{\sqrt{u^2 + x^2 + v^2}} du$, k_1 – комплексное

волновое число.

$$I_1 = \frac{2}{i\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\exp \left(i k_1 \sqrt{u^2 + x^2 + v^2} \right)}{\sqrt{u^2 + x^2 + v^2}} du dv = \frac{2}{i\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\pi/2} \frac{\exp \left(i k_1 \sqrt{R_1^2 + x^2} \right)}{\sqrt{R_1^2 + x^2}} R_1 dR_1 d\phi_1. \quad (25)$$

Для сходимости исходного интеграла необходимо, чтобы $\chi = \text{Im } k_1 > 0$, что соответствует распространению света в поглощающей среде. Реальная среда в той или иной степени обладает диссипацией. Последовательный учёт поглощения света молекулами воздуха требует применения методов статистической физики. Потеря световой энергии приводит к ухудшению видимости дифракционных максимумов вследствие увеличения их ширины. Однако при обычных условиях демонстрационного эксперимента [5; 6] потери световой энергии столь ничтожны, что практически не влияют на распределение интенсивности света.

Таким образом,

$$I_1 = \frac{1}{i} \int_0^{\infty} \frac{\exp \left[(ik - \chi) \sqrt{R_1^2 + x^2} \right]}{\sqrt{R_1^2 + x^2}} R_1 dR_1 =$$

$$= \frac{\exp \left[(ik - \chi) \sqrt{R_1^2 + x^2} \right]}{ik - \chi} \Bigg|_0^{\infty} = -\frac{1}{i} \frac{\exp[(ik - \chi)x]}{ik - \chi}, \quad \lim_{\chi \rightarrow 0} I_1(\chi) = \frac{\exp(ikx)}{k}, \quad (26)$$

$$I_1 = \int_0^{\infty} H_0^{(1)} \left(k \sqrt{x^2 + v^2} \right) dv = \frac{\exp(ikx)}{k}, \quad (27)$$

из (27) следует

$$E_M = -\frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} H_0^{(1)} \left(k \sqrt{x^2 + v^2} \right) dv = \frac{\exp(ikx)}{2}, \quad (28)$$

т. е. в точке наблюдения M , находящейся на границе области геометрической тени, интенсивность света вследствие влияния экрана уменьшается в четыре раза. На основе (28) можно определить поле света, дифрагированного от полуплоскости:

$$E_M = \frac{\exp(ikR \cos \phi)}{2} \left[1 + \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} F\left(\sqrt{2kR} \sin \frac{\phi}{2}\right) \right]. \quad (29)$$

При наклонном падении света:

$$E_M = \frac{\exp[ikR \cos(\phi - \alpha)]}{2} \left[1 + \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} F\left(\sqrt{2kR} \sin \frac{\phi - \alpha}{2}\right) \right]. \quad (30)$$

Формула (30) полностью определяет дифрагированное поле света от полуплоскости в асимптотическом приближении.

Заключение

Основное содержание работы можно резюмировать формулами (11), (19). Применение метода стационарной фазы позволяет представить дифрагированное от экрана со щелью световое поле через интегралы Френеля, что позволяет получать различные оценки и контролировать пределы применимости полученных результатов. Например, при углах дифракции $\varphi \approx 4^\circ$ достаточно ограничиться квадратичным членом разложения (9). При $\varphi > 4^\circ$ следует учесть кубический член. В качестве частного случая от дифракции света на щели рассматривается дифракция от полуплоскости.

Предложенную методику расчёта можно использовать на практических занятиях по электродинамике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мультиановский В. В., Василевский А. С. Курс теоретической физики: Классическая электродинамика. М.: Просвещение, 1990. 272 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. М.: Наука, 1988. 512 с.
3. Чен Т. К теории фокусирующего спектрометра Иоганна // Письма в Журнал теоретической физики. 2002. Т. 28. № 7. С. 84–88.
4. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения / пер. Е. В. Московца и В. В. Тяхта; под ред. В. С. Летохова. М.: Мир, 1989. 664 с.
5. Лосев В. В., Плис В. И. Дифракция света на щели и тонком цилиндре. Конус дифракции // Потенциал: журнал для старшеклассников и учителей. Математика. Физика. Информатика. 2016. № 2. С. 33–42.
6. Лосев В. В., Плис В. И. Дифракция на одномерных дифракционных решетках. Дифракционное «колесо» // Потенциал: журнал для старшеклассников и учителей. Математика. Физика. Информатика. 2016. № 8. С. 25–37.

REFERENCES

1. Multanovsky, V. V. & Vasilevsky, A. S. (1990). *Course of theoretical physics: Classical electrodynamics*. Moscow: Prosveshchenie publ. (in Russ.).
2. Landau, L. D. & Lifshchits, E. M. (1988). *Theoretical Physics. Vol. 2. Field Theory*. Moscow: Nauka publ. (in Russ.).
3. Chen, T. (2002). On the Theory of the Johann Focusing Spectrometer. In: *Applied Physics Letters*, 28 (7), 84–88 (in Russ.).

4. Solimeno, S., Crosignani, B. & Di Porto, P. (1989). *Diffraction and Waveguide Propagation of Optical Radiation*. Moscow: Mir publ. (in Russ).
 5. Losev, V. V. & Plis, V. I. (2016). Diffraction of light on a slit and a thin cylinder. Diffraction cone. In: *Potential: magazine for high school students and teachers. Mathematics. Physics. Computer science*, 2, 33–42 (in Russ).
 6. Losev, V. V. & Plis, V. I. (2016). Diffraction on one-dimensional diffraction gratings. Diffraction “wheel”. In: *Potential: magazine for high school students and teachers. Mathematics. Physics. Computer science*, 8, 25–37 (in Russ).
-

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ

Муратов Темур Ташкабаевич (г. Ташкент, Узбекистан) – доктор философии по физико-математическим наукам, старший преподаватель кафедры методики преподавания физики Ташкентского государственного педагогического университета имени Низами; ORCID: 0000-0002-0905-6620; e-mail: temur-muratov@yandex.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHOR

Temur T. Muratov (Tashkent, Uzbekistan) – Doctor of Philosophy in Physical and Mathematical Sciences (PhD), Senior Teacher, Department of methodology teaching physics, Tashkent State Pedagogical University named after Nizami; ORCID: 0000-0002-0905-6620; e-mail: temur-muratov@yandex.ru