

УДК 535.4

Трактовка дифракции света на щели на основе экспериментальных данных

Ю.И. Терентьев*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 15.04.2011 г.

На основании ранее экспериментально установленных фактов существования отклонения световых лучей в области у края экрана и определяющей его закономерности, образования дифракционных полос от щели вследствие интерференции лучей, распространяющихся из областей у противоположных краев щели, получена формула для интенсивности света в шах, аналогичная формулам строгой теории и теории Кирхгофа.

Ключевые слова: отклонение, световые лучи, зона отклонения, область края экрана; deflection, light beams, deflection zone, area of screen's edge.

Согласно строгому решению задачи дифракции света Зоммерфельдом [1] дифракционная картина от экрана возникает вследствие интерференции неперекрытого экраном света с краевым, представляющим собой, по сути, отраженный от края экрана свет.

При образовании краевого света только на основе данного решения его интенсивность и, следовательно, контрастность дифракционной картины должны быть иными для конечной проводимости реальных экранов, при уменьшении ее до нуля в диэлектриках и использовании в качестве экранов пластинок сильнопоглощающих стекол. Однако при замене находящейся в воздухе сильнопоглощающей пластинки из оптического стекла ИКСЗ экранами из Al, Fe относительная интенсивность света в дифракционных полосах от них имеет практически прежнее значение.

Индифферентность решения Зоммерфельда к перечисленным факторам становится понятной на основании приведенных в [2] результатов экспериментальных исследований, согласно которым край экрана не является единственным источником краевого света. Его основная часть образуется в области (названной зоной отклонения) над экраном, отклоняющей световые лучи от экрана и на экран приблизительно в равных количествах, независимо от того, является ли экран проводником или диэлектриком. О ширине этой области дает представление зависимость, установленная экспериментально в [3, 4]:

$$\varepsilon = 259,5 \frac{\lambda}{0,53} / (h_3 + 0,786) = \frac{489,623\lambda}{h_3 + 0,786}, \quad (1)$$

где ε — углы отклонения краевых лучей, мин; h_3 — расстояние от первоначальной траектории луча до края экрана, мкм; λ — длина волны, мкм; 0,53 мкм — длина волны зеленого света.

Справедливость (1) подтверждается, в частности, результатами [5], в которой на основании (1) получены простые выражения для интенсивности света в области тени экрана. Рассчитанная по ним интенсивность совпадает с ее экспериментальными значениями в основной части области тени.

Следовательно, теневой свет обусловлен не всей открытой частью волнового фронта, а небольшим ее участком у края экрана, являющимся зоной отклонения.

В случае щели отклоняемые в зонах отклонения ее противоположных экранов световые лучи должны интерферировать между собой с образованием интерференционных полос.

Как установлено исследованиями, определяемые на данной основе и закономерности (1) интенсивности полос дифракционной картины находятся в близком соответствии с результатами эксперимента.

Покажем это на примере анализа левой части дифракционной картины, образуемой в плоскости изображения линейного источника света щелью, расположенной в сходящемся пучке.

Соответствующая схема приведена на рис. 1, где Об. — объектив Вега-11У; S' — изображение щели S , освещаемой параллельным пучком зеленого света с $\lambda = 0,53$ мкм, сформированным из излучения лампы накаливания; $Щ_p$ — щель шириной $t_p = 112$ мкм, выполненная раздвижной для возможности вывода образующих ее экранов $\mathcal{E}_l, \mathcal{E}_n$ за пределы светового пучка; $Щ_1$ — сканирующая щель шириной $\Delta H = 28$ мкм; H_1, H_2, R — расстояния от краев и середины ΔH до оси пучка (центра S'); L — расстояние от $Щ_p$ до плоскости сканирования ее

* Юрий Иванович Терентьев (bee@iao.ru).

Приведенные в табл. 1 $\Phi_{2ч}$ и $\Phi_{1ч}$ являются краевыми потоками, равными соответственно $\Phi_{2з} - 0,5\Phi_{\phi}$ и $\Phi_{1з} - 0,5\Phi_{\phi}$, так как при измерении $\Phi_{2з}$ и $\Phi_{1з}$ щель Π_p раскрыта до половины наибольшей ширины, равной 9 мм, а Φ_{ϕ} измерен при ее полном раскрытии.

В случае интерференции $\Phi_{2ч}$ с $\Phi_{1ч}$ в мах без разности хода суммарный поток $\Phi_{\Pi} = (\sqrt{\Phi_{2ч}} + \sqrt{\Phi_{1ч}})^2$ оказался практически равным $\Phi_{з}$, свидетельствуя тем самым о возникновении дифракционной картины от щели в результате интерференции краевых лучей, распространяющихся на основании (1) из зон отклонения у противоположных экранов щели.

При выводе формул, характеризующих интенсивность полос в рассматриваемой дифракционной картине, ограничимся $\lambda = 0,53$ мкм, равной длине волны в поставленных экспериментах.

Для нее зависимость (1) принимает более простой вид, удобный для последующего анализа:

$$\varepsilon = 259,5/(h_3 + 0,786). \quad (2)$$

Вначале найдем выражения для краевых потоков, падающих на ΔH из зоны отклонения левого экрана $\Pi_p - \Phi_{2p}$ и правого экрана $-\Phi_{1p}$.

Согласно рис. 1 приходящие на ΔH из зоны отклонения $\mathcal{E}_л$ краевые лучи $2'$, $2''$ отклоняются на участке Δh_3 на углы ε_1 , ε_2 с h_3 и $h_3 + \Delta h_3$.

Так как для углов $\leq 5^\circ$ тангенс угла равен углу в радианах:

$$\varepsilon_1, \text{ рад} = \frac{H_1}{10^3 L}, \quad \varepsilon_1, \text{ мин} = \frac{H_1}{10^3 L} \cdot 57,3^\circ \cdot 60' = \frac{3,438 H_1}{L};$$

$$H_1 = \frac{\varepsilon'_1 L}{3,438}; \quad (3)$$

$$\varepsilon'_2 = \frac{3,438 H_2}{L}; \quad H_2 = \frac{\varepsilon'_2 L}{3,438}; \quad \Delta H = H_1 - H_2 = \frac{L \Delta \varepsilon'}{3,438}.$$

На основании (2)

$$\varepsilon'_1 = \frac{259,5}{h_3 + 0,786}, \quad \varepsilon'_2 = \frac{259,5}{h_3 + \Delta h_3 + 0,786},$$

$$\Delta \varepsilon' = \frac{259,5 \Delta h_3}{(h_3 + 0,786)(h_3 + \Delta h_3 + 0,786)}.$$

Тогда

$$\Delta H = \frac{L \Delta \varepsilon'}{3,438} = \frac{L \cdot 259,5 \Delta h_3}{3,438 (h_3 + 0,786)(h_3 + \Delta h_3 + 0,786)} =$$

$$= \frac{75,48 L \Delta h_3}{(h_3 + 0,786)^2 + \left[1 + \frac{\Delta h_3}{h_3 + 0,786}\right]}. \quad (4)$$

В соответствии с (3) и (2)

$$H_1 = \frac{L \varepsilon'_1}{3,438} = \frac{L}{3,438} \frac{259,5}{h_3 + 0,786} = \frac{75,48 L}{h_3 + 0,786};$$

$$h_3 + 0,786 = \frac{75,48 L}{H_1}. \quad (5)$$

Согласно (5) и (4)

$$\Delta H = \frac{75,48 L \Delta h_3}{\left(\frac{75,48 L}{H_1}\right)^2 \left[1 + \frac{\Delta h_3 H_1}{75,48 L}\right]} = \frac{\Delta h_3 H_1^2}{75,48 L + \Delta h_3 H_1},$$

$$\Delta h_3 = \frac{75,48 L \Delta H}{H_1^2 - H_1 \Delta H},$$

$$H_1 = (R + 0,5 \Delta H), \quad (6)$$

$$\Delta h_3 = \frac{75,48 L \Delta H}{R^2 - 0,25 \Delta H^2}.$$

Обозначим световой поток, падающий на Δh_3 , через Φ_3 , на $\Pi_p - \Phi_{\Pi}$.

В связи с отклонением световых лучей в зоне отклонения экрана приблизительно в равных количествах на экран и от экрана [6] поток $\Delta \Phi_3$ разделяется на поток, идущий в область тени на ΔH , $-\Phi_2$ и поток, распространяющийся в противоположном направлении, Φ_1 . Если до разделения данные потоки были когерентны и находились в фазе, то после разделения $\Phi_2(\Phi_1) = 0,25 \Delta \Phi_3$.

Так как

$$\Phi_3 = \Phi_{\Pi} \frac{\Delta h_3}{t_p}, \quad \text{то} \quad \Phi_2 = 0,25 \Phi_{\Pi} \frac{\Delta h_3}{t_p}. \quad (7)$$

После замены Δh_3 его выражением (6) получим

$$\Phi_2 = \frac{18,87 L \Delta H \Phi_{\Pi}}{(R^2 - 0,25 \Delta H^2) t_p}, \quad (8)$$

где ΔH , R , t_p в мкм; L в мм.

Данное выражение свидетельствует об обратной пропорциональной зависимости интенсивности краевого света от R^2 , соблюдающейся, как видно, при $R \gg 0,25 \Delta H^2$. Невозможность стремления Φ_2 к бесконечности при $R^2 \rightarrow 0,25 \Delta H^2$, по-видимому, обусловлена нарушением соотношения (2) при больших значениях h_3 и Δh_3 .

Приходящий на ΔH из зоны $\mathcal{E}_п$ краевой поток Φ_1 распространяется под теми же углами ε_1 , ε_2 с такого же Δh_3 , что и Φ_2 . Поэтому повторение изложенных выше преобразований применительно к потоку, образованному краевыми лучами $1'$, $1''$, отклоняемыми в направлении от экрана, приводит к формулам для Δh_3 и Φ_1 , одинаковым с (6)–(8). Вследствие этого без учета рассмотренных выше искажающих факторов Φ_1 равно Φ_2 .

Как видно из табл. 1, рассчитанные по (8) при $\Phi_{\Pi, \text{экс}} = 2580$ отн. ед. значения $\Phi_2(\Phi_1) - \Phi_{2p}$ близки к значениям $\Phi_{1ч}$. Этим значениям Φ_{2p} соответствуют приведенные в таблице значения Δh_3 ; $\varepsilon = 3,438 R/L$; $h'_3 = 259,5/\varepsilon - 0,786$.

Согласно вычислениям падающих на ΔH суммарных световых потоков в дифракционных мах по интерференционной формуле

$$\Phi_{\text{max}} = \Phi_{2p} + \Phi_{1p} + 2\sqrt{\Phi_{2p}\Phi_{1p}} \cos \varphi \quad (9)$$

Φ_{\max} равны $\Phi_{\text{э}}$ при практически одинаковых значениях $\cos\varphi < 1$, равных по данным табл. 1: 0,6953; 0,6936; 0,6949. На основании их $\cos\varphi_{\text{ср}} = 0,695$, тогда как на основе принципа интерференции разность хода между приходящими в max лучами 1, 2 (см. рис. 1) должна соответствовать $\cos\varphi = 1$.

Эта особенность вызвана смещением max в сторону min меньшего порядка из среднего положения между ними в положение, при котором уменьшение их интенсивности, из-за возникновения разности хода между интерферирующими лучами 1, 2, компенсируется увеличением интенсивности краевых лучей вследствие ее обратной пропорциональной зависимости от R^2 на основании (8).

Величина рассмотренного смещения видна из приведенных в табл. 1 значений $\Delta R = R_{\text{max}1} - R_{\text{min}1}$; $R_{\text{min}2} - R_{\text{max}1}$; ...

Отмеченный выше факт равенства $\Phi_{\text{п}}$ значениям $\Phi_{\text{э}}$ при $\cos\varphi = 1$, а не 0,695, по-видимому, обусловлен несколько завышенной величиной $0,5\Phi_{\text{ф}}$ по сравнению с значением фона при полуоткрытой $\text{Щ}_{\text{р}}$.

В связи с одинаковыми значениями $\Phi_{2\text{р}}$ и $\Phi_{1\text{р}}$

$$\begin{aligned} \Phi_{\max} &= 2\Phi_{2\text{р}} + 2\Phi_{2\text{р}}\cos\varphi_{\text{ср}} = 2\Phi_{2\text{р}}(1 + \cos\varphi_{\text{ср}}) = \\ &= 3,39\Phi_{2\text{р}} = \frac{63,9693L\Delta H\Phi_{\text{III}}}{(R^2 - 0,25\Delta H^2)t_{\text{р}}} \approx \frac{63,9693L\Delta H I_{\text{п}}}{R^2}, \quad (10) \end{aligned}$$

где $I_{\text{п}}$ — интенсивность падающего на $\text{Щ}_{\text{р}}$ света, отн. ед., равная $\Phi_{\text{III}}/t_{\text{р}}$; ΔH , R , $t_{\text{р}}$ в мкм; L в мм.

Согласно табл. 1 $\Phi_{\max} = \Phi_{\text{э}}$. Так как $\Phi_{\max} = I_{\max}\Delta H$, то интенсивность

$$I_{\max} = \frac{63,9693L I_{\text{п}}}{R^2}. \quad (11)$$

Соответствующая ей $I_{\text{э,max}}$ равна $\Phi_{\text{э}}/\Delta H$, мкм.

$$\text{При } R \text{ в мм } I_{\max} = \frac{63,9693 \cdot 10^{-6} L I_{\text{п}}}{R^2}.$$

Заменим R выражением $R = K_{\text{г}}\lambda L/2t_{\text{р}}$, где $K_{\text{г}}$ — число $0,5\lambda$ в геометрической разности хода между приходящими в max лучами от противоположных краев $\text{Щ}_{\text{р}}$, равное $\frac{2t_{\text{р}}R}{\lambda L}$; λ , L , $t_{\text{р}}$ в мм;

$\lambda = 0,53 \cdot 10^{-3}$ мм.

Тогда

$$\begin{aligned} I_{\max} &= \frac{63,9693 \cdot 10^{-6} L I_{\text{п}} \cdot 4t_{\text{р}}^2}{K_{\text{г}}^2 \lambda \cdot \lambda L^2} = \\ &= \frac{63,9693 \cdot 4 \cdot 10^{-3} t_{\text{р}}^2 I_{\text{п}}}{0,53 K_{\text{г}}^2 \lambda L} = \frac{0,4828 t_{\text{р}}^2 I_{\text{п}}}{K_{\text{г}}^2 \lambda L}. \quad (12) \end{aligned}$$

Полученная в [7] по методу интегральных уравнений строгая формула для интенсивности света (в дальнем поле позади щели, при нормальном падении на нее плоской волны и $I_{\text{п}} = 1$) имеет вид

$I_{\text{стр}} = \frac{0,4056t^2}{K^2\lambda L} \sin^2 \frac{\pi K}{2}$, аналогичный формуле Кирхгофа, где $K = 2,86; 4,92; 6,94; 8,94, \dots$, соответствуют max .

Так как в случае $\text{max} \sin^2(\pi K/2) \approx 1$, то

$$I_{\text{стр,max}} \approx \frac{0,4056t^2}{K^2\lambda L}. \quad (13)$$

Как видно, (12) аналогична (13). В связи с этим и получением (12) на основе экспериментально установленной закономерности (1) становится очевидным, что основанные на принципе Гюйгенса—Френеля существующие теории дифракции, несмотря на его формализм, оказываются в состоянии правдоподобно описывать дифракционные явления света вследствие представления ими в завуалированной форме реально существующей закономерности (1).

На формализм принципа указывают, в частности, исследования [8], в процессе которых осуществлено разделение света в дифракционной картине от экрана на падающий и краевой свет. Использованная для этого схема приведена на рис. 2, где Э — непрозрачный экран, прикрывающий часть параллельного светового пучка; B — плоскость сканирования дифракционной картины от экрана щелью Щ ; B' — плоскость наблюдения проходящего через Щ света.

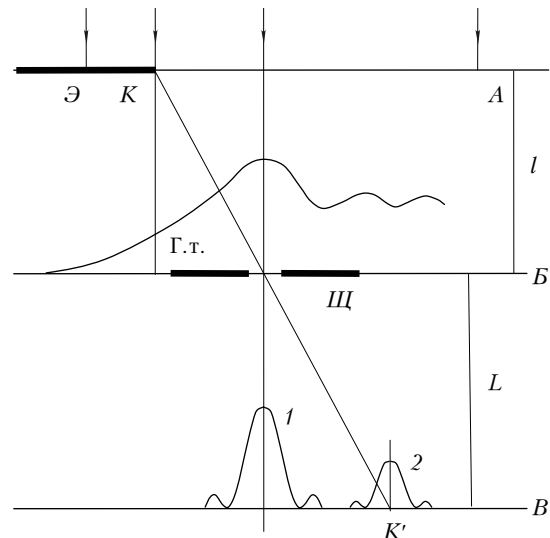


Рис. 2. Схема разделения краевых и падающих лучей при дифракции света на экране

После перемещения Щ от границы тени по освещенной стороне на некоторое расстояние на плоскости B становятся видными max_1 и max_2 . При этом max_1 находится на направлении распространения параллельного пучка, max_2 — в точке K' , сопряженной с т. K , т.е. образован светом из области края экрана.

Если бы точки поверхности волнового фронта AK были источниками вторичных волн, то плоскость B была бы монотонно заполнена светом на ширине $KA \frac{L}{l}$ вследствие их распространения через щель под разными углами в сопряженные точки.

Но кроме полосок 1 и 2 на ней никакого света нет. Следовательно, никаких вторичных световых волн Гюйгенса—Френеля в природе не существует.

Согласно экспериментальным исследованиям [9, 10] отклоняемые в направлении от экрана лучи (1) испытывают начальное опережение на $0,25\lambda$, а лучи, отклоняемые на экран (2), — начальное запаздывание на $0,25\lambda$. Из этих фактов следует, что установленное в [6] существование между лучами 1, 2 начального сдвига на $0,5\lambda$ проявляется в виде начального опережения лучами 1 на $\Delta_{\text{нр}} = 0,5\lambda$ лучей 2.

Вследствие этого полная разность хода между приходящими с Δh_3 левого и правого экранов Π_p в центр ΔH лучами 2 и 1 равна $(K'_r - K_{\text{нр}})0,5\lambda$, где K'_r — число полуволн в геометрической разности хода, $K_{\text{нр}} \approx 1$.

Для образования min_1 возникающая между лучами 1, 2 геометрическая разность хода должна быть равной λ , чтобы скомпенсировать $\Delta_{\text{нр}} \approx 0,5\lambda$, поэтому заключенный между min_1 центральный максимум — max_0 — в 2 раза шире боковых полос.

На основании схемы (см. рис. 1)

$$K'_r = \frac{4R(0,5t_p - h'_3)}{\lambda L}, \quad (14)$$

где R, L в мм; λ, h'_3, t_p в мкм; ε , мин = $3438R/L$; $h'_3 = 259,5/\varepsilon' - 0,786$.

Приведенные в табл. 1 значения $K_{\text{нр}}$ соответствуют $K_{\text{п}} = K'_r - K_{\text{нр}}$, при которых $\cos(180^\circ K_{\text{п}})$ равны содержащимся в ней значениям $\cos\varphi$.

Как видно, они не строго равны 1 и с ростом порядка полос постепенно увеличиваются.

Согласно табл. 1 разность $K'_r - K_{\text{п}}$ с ростом порядка полос уменьшается с 0,54 до 0,45.

На основании (10) Φ_{max} обратно пропорционален R^2 . Поэтому приведенные в табл. 1 значения $A = \Phi_p R^2$ имеют одинаковые величины.

В рассмотренных экспериментах $I_{\text{max}_0}/I_{\text{max}_1} = 22,28$.

Кажется естественным предположение, что при дифракции на щели отклонение световых лучей должно происходить одновременно в зонах отклонения обоих экранов, образующих щель.

В этом случае при отклонении луча с некоторого h_3 на ε_1 , например в зоне отклонения левого экрана, он отклонился бы на ε_2 в зоне правого экрана с расстояния t_p минус h_3 . Поэтому для $\lambda = 0,53$ мкм

$$\begin{aligned} \varepsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) &= \left(\frac{259,5}{h_3 + 0,786} - \frac{259,5}{t_p - h_3 + 0,786} \right) = \\ &= \frac{259,5(t_p - 2h_3)}{(h_3 + 0,786)(t_p - h_3 + 0,786)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Отсюда

$$h_3 = \left[\left(0,5t_p + \frac{259,5}{\varepsilon} \right) - \sqrt{\left(\frac{259,5}{\varepsilon} \right)^2 + (0,5t_p + 0,786)} \right], \quad (16)$$

где h_3, t_p в мкм; ε в мин.

В случае существования влияния второго экрана на отклонение лучей у первого на основании преобразований, аналогичных вышерассмотренным:

$$\begin{aligned} \Delta h_3 &= \Delta h_{3,в} = \\ &= 0,5 \left(A - \frac{2}{B} \right) - \sqrt{0,25 \left(A - \frac{2}{B} \right)^2 + \frac{A}{B} + xy}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $A = (t_p - 2h_3)$; $x = (h_3 + 0,786)$; $y = (t_p - h_3 + 0,786)$; $B = \left[\frac{\Delta H}{75,48L} - \frac{A}{xy} \right]$; h_3 определяется (16);

$\varepsilon = 3438(R + 0,5\Delta H)/L$; $t_p, h_3, \Delta h_{3,в}$ в мкм; R, L в мм.

На основании экспериментов с $t_p = 140,5$ мкм; $L = 69,1$ мм; $\Delta H = 27$ мкм; $I_{\text{п}} = 8,997$ отн. ед.; $R_{\text{max}_1} = 375$ мкм в табл. 2 произведено сравнение потоков краевого света, падающего на ΔH из зоны отклонения левого экрана с участков $\Delta h_{3,в}$ и Δh_3 , определяемого (6), — $\Phi_{p,в}$, Φ_p с потоком $\Phi_{1,2}$. Здесь $\Phi_{p,в} = 0,25\Delta h_{3,в}I_{\text{п}}$; $\Phi_p = 0,25\Delta h_3I_{\text{п}}$; $\Phi_{1,2}$ — экспериментальное значение краевого потока, взятое равным $(\Phi_{2ч} + \Phi_{1ч})/2$.

Как видно, поток Φ_p даже на $R = 64$ мкм, когда $h_3 + \Delta h_3 \rightarrow t_p$, близок к $\Phi_{1,2}$, тогда как $\Phi_{p,в} < \Phi_{1,2}$ в $76,7/18,88 = 4,06$ раза. Следовательно, на результат отклонения лучей в зоне отклонения экрана противоположный экран не оказывает влияния.

Таким образом, экспериментально установлено возникновение дифракции света на щели вследствие существования отклонения световых лучей в области у края экрана и их интерференции. Полученные

Таблица 2

Экспериментальные значения краевого потока от экрана, рассчитанные без и с учетом влияния на них второго экрана щели

| R , мкм | $h_{3,в}$, мкм | ε , мин | $\Delta h_{3,в}$, мкм | $\Phi_{p,в}$, отн. ед. | h_3 , мкм | Δh_3 , мкм | $h_3 + \Delta h_3$, мкм | Φ_p , отн. ед. | $\Phi_{1,2}$, отн. ед. |
|-----------|-----------------|---------------------|------------------------|-------------------------|-------------|--------------------|--------------------------|---------------------|-------------------------|
| 645 | 6,693 | 32,76 | 0,299 | 0,671 | 7,135 | 0,339 | 7,474 | 0,76 | 0,722 |
| 375 | 11,382 | 19,33 | 0,823 | 1,847 | 12,64 | 1,003 | 13,64 | 2,25 | 2,137 |
| 165 | 22,66 | 8,88 | 3,044 | 6,83 | 28,43 | 5,207 | 33,64 | 11,69 | 11,07 |
| 105 | 30,7 | 5,9 | 5,407 | 12,13 | 43,23 | 12,99 | 56,22 | 29,15 | 27 |
| 75 | 36,88 | 4,404 | 7,532 | 16,9 | 58,15 | 25,87 | 84 | 58,07 | 55,15 |
| 64 | 39,63 | 3,86 | 8,411 | 18,88 | 66,5 | 35,98 | 102,5 | 80,75 | 76,7 |
| 45 | 45,411 | 2,91 | 10,11 | 22,69 | 88,37 | 76,42 | 164,8 | 171,5 | 140,3 |

результаты должны стимулировать исследование причин, вызывающих данное отклонение, а их установление, безусловно, приведет к обнаружению новых свойств света к более глубокому проникновению в его сущность.

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
2. Терентьев Ю.И. О причинах возникновения краевой волны, влиянии на нее поглощающей способности, толщины и формы края дифрагирующего экрана // Оптика атмосфер. и океана. 1995. Т. 8, № 4. С. 510–520.
3. Терентьев Ю.И. Характер зависимости углов дифракции лучей краевого света от расстояния между их первоначальными траекториями и прямолинейным краем тонкого экрана // Оптика атмосфер. и океана. 1998. Т. 11, № 12. С. 1269–1273.
4. Терентьев Ю.И. Зависимость углов отклонения лучей краевого света от длины волны // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17, № 7. С. 540–542.

5. Терентьев Ю.И. Результаты сравнения интенсивности света в области тени тонкого непрозрачного экрана с прямолинейным краем, рассчитанной на основе действительной причины образования теневого света, с ее экспериментальными значениями // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 2. С. 160–167.
6. Терентьев Ю.И. К вопросу о дифракции света на плоском тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосфер. 1989. Т. 2, № 11. С. 1141–1146.
7. Хенль Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.
8. Терентьев Ю.И. О новых фактах в пользу объективности представлений Юнга относительно причины образования дифракционной картины от экрана // Оптика атмосфер. 1989. Т. 2, № 12. С. 1325–1327.
9. Терентьев Ю.И. Экспериментальное исследование дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосфер. и океана. 1999. Т. 12, № 5. С. 411–413.
10. Терентьев Ю.И. Новые сведения о дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосфер. и океана. 1996. Т. 9, № 3. С. 314–323.

Yu.I. Terent'ev. Interpretation of light diffraction by a slit on the basis of experimental data.

The equation for light intensity in maximum, analogous to the equations of strong theory and Kirchhoff formula, is obtained on a basis of experimentally determined existence of deflection of light beams in the range of screen edge and regularity determining it and formation of diffraction fringes by a slit owing to interference of the beams propagating from the ranges near opposite edges of the slit.