

Ю.И. Терентьев

Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. III

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 22.07.2002 г.

Приведены новые экспериментальные факты существования между лучами света различия, проявляющегося в отклонении одной части лучей светового пучка в области края экрана только на экран, другой – от экрана и распространении третьей части лучей без изменения первоначального направления.

В работах [1, 2] экспериментально установлено, что световые лучи, отклоненные в области края тонкого непрозрачного экрана на экран или от него, оказавшись в области края второго экрана, удаленного от первого на расстояние меньше 4,5 мм, по-прежнему отклоняются только на экран или от него.

Эта особенность подтверждается также экспериментами данной статьи, поставленными на основании следующих ранее установленных фактов и закономерностей.

1. Над поверхностью экранов существуют зоны шириной во много раз больше длины волны видимого света, в которых происходит отклонение световых лучей в противоположные стороны относительно первоначального направления [3] на углы, характеризуемые в случае зеленого света с $\lambda = 0,53$ мкм формулой [4]:

$$\varepsilon = 259,5 / (h_3 + 0,786), \quad (1)$$

где h_3 – расстояние между краем экрана и первоначальной траекторией луча, мкм; ε – в мин.

2. Краевой (граничный) свет, распространяющийся от экрана, состоит из отклоненных в зоне отклонения на экран и от него лучей, образующих основную компоненту, и лучей, отраженных от его края, отчасти также после их предварительного отклонения в зоне, образующих компоненту, названную зоммерфельдовской вследствие их распространения после отражения непосредственно от экрана [3].

Эксперименты проводились на основе схемы, приведенной на рис. 1, где об. – объектив с фокусным расстоянием $f = 50$ мм («Юпитер-8»); S – щель шириной 36 мкм; S' – изображение щели S , показанное в виде кривой приближенного распределения интенсивности света по ширине изображения; u_1 – щель шириной 1,2 мм; \mathcal{E}_1 – тонкий непрозрачный экран с прямолинейным краем (лезвие), расположенный в плоскости S' перпендикулярно оси светового пучка и перекрывающий половину светового потока Φ_{II} от объектива; \mathcal{E}_2 – тонкий непрозрачный экран, удаленный на l от \mathcal{E}_1 ; u_2 – щель шириной 0,1 мм для ска-

нирования по оси μ_3 на расстоянии $(L + l) = 100,6$ мм от S' распределения интенсивности света, проникающего за экраны. Щель S освещается параллельным

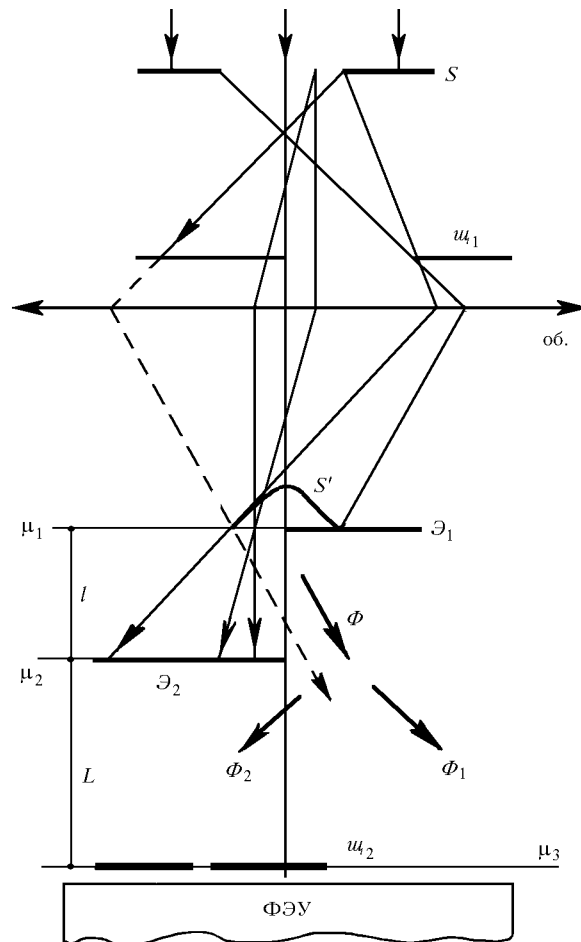


Рис. 1. Схема исследования характера распространения света за двумя последовательно и противоположно расположенными экранами

пучком зеленого света ($\lambda = 0,53$ мкм), сформированным из излучения лампы накаливания. Правый экран щели u_1 ограничивает световой пучок по \min_1 ди-

фракционной картины от S . Левый экран u_1 выведен на ось пучка по ослаблению падающего на щель светового потока до половины. Вследствие перекрытия им лучей, приходящих из правой половины S на левую половину объектива, выходящие с открытой половины S' лучи не могут попасть в область тени \mathcal{E}_1 без предварительного отклонения их в направлении на экран в зоне отклонения экрана.

При $l = 2$ мм и отсутствии зазора между \mathcal{E}_1 и проекцией \mathcal{E}_2 на плоскость, совмещенную с \mathcal{E}_1 , распространяющийся за экранами световой поток $\Phi = (\Phi_1 + \Phi_2)$ составляет $0,085\Phi_{\Pi}$.

В условиях постоянного значения $\Phi = 0,085\Phi_{\Pi}$ уменьшение l приводит к появлению зазора шириной t между \mathcal{E}_1 и проекцией \mathcal{E}_2 , а его увеличение – к перекрытию \mathcal{E}_1 проекции \mathcal{E}_2 на величину r [4]. В данных экспериментах лучи, отклоняемые в зоне \mathcal{E}_1 от экрана, задерживаются экраном \mathcal{E}_2 .

Благодаря малому расстоянию l между экранами все лучи, отклоняемые в зоне первого экрана на экран и не задерживаемые вторым экраном, оказываются в зоне отклонения второго экрана, где повторно, если не полностью, то частично, отклоняются в сторону последнего. При этом вследствие одинакового, но противоположного отклонения в зонах обоих экранов должен существовать луч Γ , распространяющийся параллельно направлению падающего на плоскость \mathcal{E}_1 пучка (рис. 2).

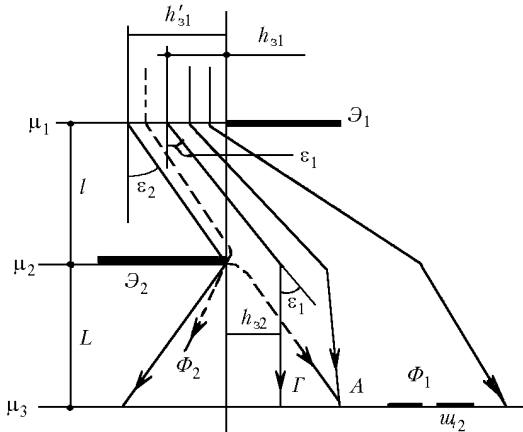


Рис. 2. Характер распространения световых лучей в тени двух экранов, расположенных последовательно на малом расстоянии друг от друга без зазора между их проекциями на плоскость, перпендикулярную оси первичного светового пучка

Данный луч отклоняется в зонах экранов на расстоянии h_{31} , $h_{32} = h_{31}$ от них и является границей раздела между краевыми потоками Φ_2 , Φ_1 , распространяющимися после \mathcal{E}_2 в тень его и в противоположную сторону. Эти потоки выходят с участков зоны \mathcal{E}_1 шириной соответственно $(h'_{31} - h_{31})$ и h_{31} , где h'_{31} – расстояние до уровня зоны \mathcal{E}_1 , с которого лучи после отклонения падают на край \mathcal{E}_2 .

Так как при перекрытии экраном \mathcal{E}_1 половины Φ_{Π} он не доходит до оси пучка, распространяющегося от S , на $3,5$ мкм [4], проекция граничного луча на ось μ_3 удалена от проекции оси на $h_{31} + 3,5$ мкм в случае $t = 0$; $h_{31} - t + 3,5$ мкм; $h_{31} + r + 3,5$ мкм, когда $t, r \neq 0$.

Согласно (1) угол отклонения граничного луча в зонах $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$

$$\varepsilon_1 = 259,5 / (h_{31} + 0,786),$$

а угол отклонения луча, падающего после отклонения в зоне \mathcal{E}_1 на край 2-го экрана

$$\varepsilon_2 = 259,5 (h'_{31} + 0,786).$$

В то же время при $t = 0$

$$\varepsilon_1 = (2h_{31}/l) 57,3^\circ \cdot 60' = (2h_{31}/l) \cdot 3438',$$

$$\varepsilon_2 = (h'_{31}/l) \cdot 3438'.$$

На основании этого

$$h_{31} = -0,393 + \sqrt{0,1544 + 37,74 l}, \quad (2)$$

$$h'_{31} = -0,393 + \sqrt{0,1544 + 75,48 l}, \quad (3)$$

где h_{31}, h'_{31} в мкм; l в мм.

В случае $r > 0$

$$h_{31} = - (0,393 + 0,25r) + \sqrt{(0,393 + 0,25r)^2 - 0,393r + 37,74l}, \quad (4)$$

$$h'_{31} = - (0,393 + 0,5r) + \sqrt{(0,393 + 0,5r)^2 - 0,786r + 75,48l}. \quad (5)$$

Когда $t > 0$,

$$h_{31} = (0,25t - 0,393) + \sqrt{(0,25t - 0,393)^2 + 0,393t + 37,74l}, \quad (6)$$

$$h'_{31} = (0,5t - 0,393) + \sqrt{(0,5t - 0,393)^2 + 0,786t + 74,48l}, \quad (7)$$

где h_{31}, h'_{31}, t, r – в мкм.

Рассчитанное по данным формулам и содержащимся в таблице значениям l, t, r при $\Phi = 0,085\Phi_{\Pi}$ $h'_{31} = 12$ мкм.

На рис. 3 приведен график распределения интенсивности $I_{S'}$ света, найденной по формуле $I = \Delta\Phi_{\Pi} / \Delta\mu_1$,

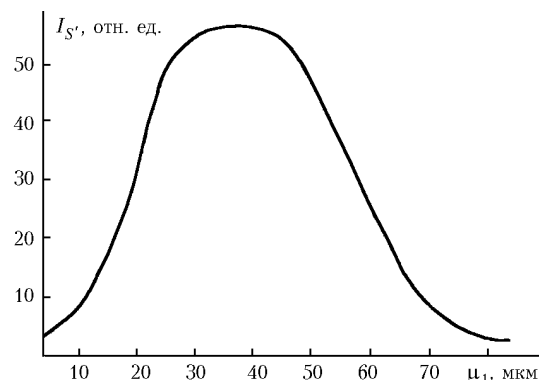


Рис. 3. Характер распределения интенсивности света по ширине изображения S' щели S

по ширине S' ($\Delta\Phi_{\Pi}$ – величина уменьшения светового потока Φ_{Π} при перекрытии светового пучка экраном \mathcal{E}_1 на $\Delta\mu_1$ при его перемещении микрометром

по оси μ_1), свидетельствующий о незначительном изменении I_S на участке зоны отклонения шириной h'_{31} .

Как легко понять, при постоянной I на данном участке зоны и отклонении лучей на участке зоны \mathcal{E}_2 шириной h_{32} на экран $\Phi_2/\Phi_1 = (h'_{31} - h_{31})/h_{31}$. Если же отклоненные на экран на участке $(h'_{31} - h_{31})$ зоны \mathcal{E}_1 лучи отклоняются в зоне \mathcal{E}_2 не только на экран, но и от него, то Φ_2/Φ_1 будет меньше $(h'_{31} - h_{31})/h_{31}$.

Экспериментальное отношение Φ_2/Φ_1 определяется по отношению пропорциональных Φ_2 , Φ_1 площадей S_2 , S_1 , заключенных между кривой $I = f(H)$ и осью μ_3 (рис. 4, кривая 1).

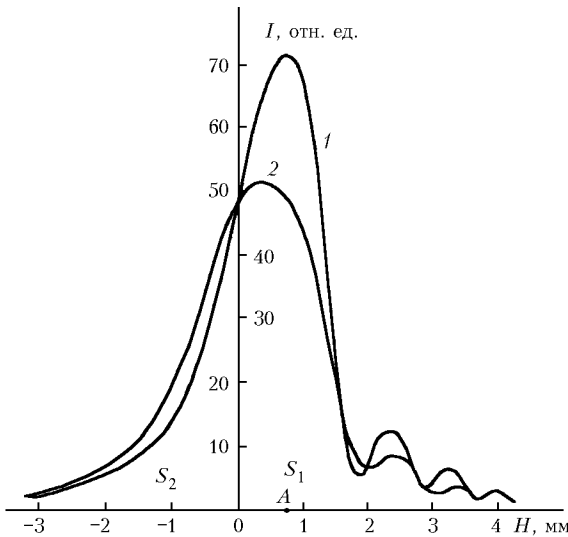


Рис. 4. Распределение интенсивности света по оси μ_3 в дифракционных картинах от чистого (кривая 1) и покрытого сажей (кривая 2) второго экрана при распространении около него краевого света, отклоняемого в тень первого экрана в области его края, в случае $l = 2$ мм; $r = 0$

При разграничении их за проекцию оси пучка (относительно которой определялось положение проекции граничного луча Γ) принималась точка с наибольшей I без \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 в световом пучке, являющаяся на рис. 4 началом отсчета H по оси μ_3 .

Согласно таблице расчетные величины Φ_2/Φ_1 незначительно отличаются от экспериментальных, а их средние значения, равные соответственно 0,456 и 0,475, являются практически одинаковыми.

l , мм	Φ_2/Φ_1 расчетн.	Φ_2/Φ_1 эксп.	t , мкм	r , мкм	h_{31} , мкм	h'_{31} , мкм
0,6	0,67	0,719	7,6	—	6,79	11,34
1,01	0,585	0,629	6,1	—	7,6	12,04
1,55	0,492	0,536	2,9	—	8,06	12,03
2,05	0,434	0,398	0	0	8,41	12,05
2,05	0,434	0,402	0	0	8,41	12,05
2,45	0,394	0,386	—	2,42	8,62	12,02
3	0,337	0,374	—	5,7	8,8	11,76
3,95	0,301	0,355	—	11,25	9,24	12,02

Следовательно, лучи, отклоняемые в зоне отклонения \mathcal{E}_1 на него, оказавшись в зоне отклонения \mathcal{E}_2 ,

удаленного от \mathcal{E}_2 на $l \leq 4$ мм, также отклоняются только в сторону экрана.

Соответственно с этим лучи, отклоняемые в зоне какого-либо экрана в направлении от него, распространяясь в зоне второго экрана, расположенного за первым на $l \leq 4$ мм, должны отклоняться только от экрана.

Характер кривой 1 на рис. 4 свидетельствует о существовании максимумов и минимумов в области тени \mathcal{E}_1 в плоскости μ_3 , возникающих вследствие интерференции лучей, распространяющихся из зон экранов \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 .

Казалось бы, данный факт опровергает предыдущие выводы. Однако распространение лучей из зоны \mathcal{E}_2 в тень \mathcal{E}_1 вызвано не отклонением их от экрана, а отклонением на экран и последующим отражением от его края в направлении тени \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 . Это подтверждается тем, что с нанесением на \mathcal{E}_2 сажи, поглощающей частично отражаемые лучи, I_{\max} уменьшается (рис. 4, кривая 2; [1, рис. 3]). Одновременно по причине, указанной в [1, 2], усиливается свет в области тени \mathcal{E}_2 .

Значительное изменение I света, распространяющегося за экранами, когда экран \mathcal{E}_2 покрыт сажей, на первый взгляд, свидетельствует о значительной I лучей, отражаемых от него. Но это не так. Например, вызывающие наибольшее усиление I с 50 до 71,5 отн. ед. в точке A (рис. 4) отраженные лучи имеют

$$I = (\sqrt{71,5} - \sqrt{50})^2 = 1,92 \ll 50$$

(на основании проведенного анализа геометрическая разность хода между лучами, идущими из зон \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 , в точке A при $l = 2,05$ мм отсутствует).

Интересной особенностью рассматриваемой дифракции света является тот факт, что при отражении лучей (упавших на край \mathcal{E}_2 в результате отклонения на него) в направлении тени \mathcal{E}_1 не происходит потери полуволны. В противном случае нанесение сажи на экран вызвало бы вместо ослабления усиление I_A .

Отражение же лучей от края \mathcal{E}_2 в его тень сопровождается потерей полуволны, что видно по увеличению I в тени \mathcal{E}_2 , когда он покрыт сажей [1, 2].

Переход части лучей из Φ_2 в Φ_1 из-за их отражения от края \mathcal{E}_2 не приводит к заметному различию между расчетными и экспериментальными значениями Φ_2/Φ_1 , так как одновременно с ним происходит выход части лучей из Φ_1 в результате их отражения от края \mathcal{E}_1 после отклонения на него.

Вследствие ослабления Φ_1 и усиления Φ_2 при покрытом сажей экране \mathcal{E}_2 Φ_2/Φ_1 существенно превышает его значение в случае чистого экрана. Так, в эксперименте при $l = 2$ мм ($t = 0$) $\Phi_2/\Phi_1 = 0,654$ вместо 0,434 и 0,4, когда \mathcal{E}_2 чистый.

В отличие от \max более высоких порядков главный \max (\max_A) не имеет чисто интерференционную природу и обусловлен в основном быстрым спадом интенсивности отклоняемых в зонах \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 лучей с увеличением их отклонения от направления граничного луча.

Если переместить \mathcal{E}_2 в плоскость, совмещенную с осью μ_3 , т.е. увеличить l до 100,6 мм, и расположить его без зазора между ним и проекцией \mathcal{E}_1 , то фотоумножитель (ФЭУ) будет регистрировать поток $\Phi = \Phi_3$, идущий в тень \mathcal{E}_1 практически от всей открытой части S' (имеющей ширину $p = 42$ мкм при граничной $I_{S'}$, равной 5,5% от $I_{S\text{max}}$), так как $\varepsilon_2 = (p/l) \cdot 3438' = 1,44'$ меньше угла $\varepsilon_3 = 259,5/(p + 0,786) = 6'$, на который отклоняются лучи в зоне \mathcal{E}_1 с расстояния p от экрана. При этом Φ_3 оказывается равным 0,136 светового потока, падающего на открытую часть S' .

Эта величина в пределах погрешности измерений подтверждает полученные в [5] на основе выражения для I краевой волны и формулы (1) соотношения, показывающие, что выходящие с какого-либо участка зоны отклонения в тень экрана или в противоположном направлении краевые потоки равны по отдельности $1/7$ части падающего на данный участок светового потока и в сумме меньше его значения. Благодаря этому вывод о распространении части лучей через зону отклонения без изменения направления получает прямое экспериментальное подтверждение.

Равный $0,085\Phi_{\Pi}$ или $0,17$ потока, падающего на открытую часть S' при $l = 2$ мм и отсутствии зазора между \mathcal{E}_2 и проекцией \mathcal{E}_1 , световой поток Φ оказывается больше Φ_3 , хотя распространяется только с участка шириной $h'_{31} = 12$ мкм, меньшего $p = 42$ мкм. Это создает иллюзию появления на краю \mathcal{E}_2 дополнительного источника. В действительности же большее значение Φ в сравнении с Φ_3 вызвано наложением без разности хода части лучей Φ , после их отклонения на

\mathcal{E}_2 и последующего отражения, на остальной поток. Об этом свидетельствует значительно меньшая величина площади, ограниченной кривой 2 и осью μ_3 , в сравнении с площадью, ограниченной кривой 1 совместно с осью μ_3 , даже при неполном поглощении отражаемых лучей сажеей.

При большом l (100,6 мм) ширина пучка краевого света, отклоненного в тень \mathcal{E}_1 , в плоскости \mathcal{E}_2 становится во много раз больше участка его зоны, из которого световые лучи после отклонения падают на край экрана. Вследствие этого количество отраженных лучей оказывается малым и неспособно заметно влиять на Φ . Он становится равным Φ_3 .

1. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. I // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 12. С. 1093–1097.
2. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. II // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 1. С. 9–11.
3. Терентьев Ю.И. О причинах возникновения краевой волны, влияние на нее поглощающей способности, толщины, формы дифрагирующего экрана // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 4. С. 510–520.
4. Терентьев Ю.И. Характер зависимости углов дифракции лучей краевого света от расстояния между их первоначальными траекториями и прямолинейным краем тонкого экрана // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 12. С. 1269–1273.
5. Терентьев Ю.И. Экспериментальное исследование дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 411–413.

Yu.I. Terent'ev. Peculiarities of light scattering near an edge of a thin opaque screen. Part 3.

New experimental facts confirming the presence of a difference between light rays are presented. This difference manifests itself as deflection of some rays of a light beam near a screen edge only toward the screen, while the second part of rays deflects in the direction outward the screen, and the third part of rays propagates without deflection.