

УДК 535.4

Ю.И. Терентьев

ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ УГЛОВ ДИФРАКЦИИ ЛУЧЕЙ КРАЕВОГО СВЕТА ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ИХ ПЕРВОНАЧАЛЬНЫМИ ТРАЕКТОРИЯМИ И ПРЯМОЛИНЕЙНЫМ КРАЕМ ТОНКОГО ЭКРАНА

Экспериментально установлен вид зависимости углов отклонения краевых лучей в существующих над поверхностью экранов зонах отклонения от расстояния между слоем зоны, в котором они отклоняются, и прямолинейным краем тонкого экрана.

В [1] приведены новые экспериментальные факты о существовании над поверхностью тел зоны, в которой световые лучи отклоняются в обе стороны от первоначального направления. Установлено уменьшение отклонения падающих лучей с удалением слоя зоны, в котором они отклоняются, от экрана. Показано, что данное отклонение является основной причиной возникновения краевого света (граничной волны). Согласно [2] наибольшая экспериментально установленная ширина зоны отклонения равна приблизительно 70 мкм.

В настоящей статье изложены результаты исследования характера зависимости углов отклонения ε световых лучей в зоне отклонения тонкого экрана с прямолинейным краем от расстояния h_3 между первоначальными траекториями лучей и краем дифрагирующего экрана.

Соответствующие эксперименты проводились на основе схемы, показанной на рис. 1, где S – щель шириной 30 мкм; S' – ее изображение; об. – объектив с фокусным расстоянием 50 мм; $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ – тонкие экраны (лезвия) с прямолинейными краями; O – окно на входе ФЭУ шириной 20 мм; кривая I характеризует приблизительное распределение интенсивности света по ширине S' ; u_0 – установленная перед объективом щель шириной 1,75 мм.

Щель S освещается параллельным пучком зеленого света с $\lambda = 0,53$ мкм, выделенным из светового излучения лампы накаливания с помощью интерференционного фильтра. Экран \mathcal{E}_1 расположен в плоскости S' . Чтобы получить максимальный краевой поток Φ_2 за экраном \mathcal{E}_1 , его край установлен в центре S' на основании ослабления светового потока образующих S' лучей до 0,5 полной величины Φ_n .

Правый экран u_0 ограничивает световой поток на уровне m_{n1} дифракционной картины от S в передней фокальной плоскости объектива. Левый экран u_0 перекрывает путь лучам левой половины пучка с целью предотвращения проникновения света за \mathcal{E}_1 без отклонения его в зоне отклонения последнего. С перекрытием левым экраном u_0 левой половины

пучка параллельные его первоначальной оси и наиболее интенсивные лучи оказываются на границе пучка. Вследствие этого образуемый ими в тени экрана \mathcal{E}_1 краевой поток становится доступным регистрации на малых углах дифракции. Следовательно, появляется возможность исследования краевого света в большем диапазоне углов отклонения его лучей в сравнении с [1] и установления больших значений ширины зоны отклонения. Ширина S' равна 70 мкм при световом потоке через него, равном 0,92 полного потока падающего пучка. Входное окно O удалено от плоскости \mathcal{E}_1 на расстояние $L = 100,6$ мм.

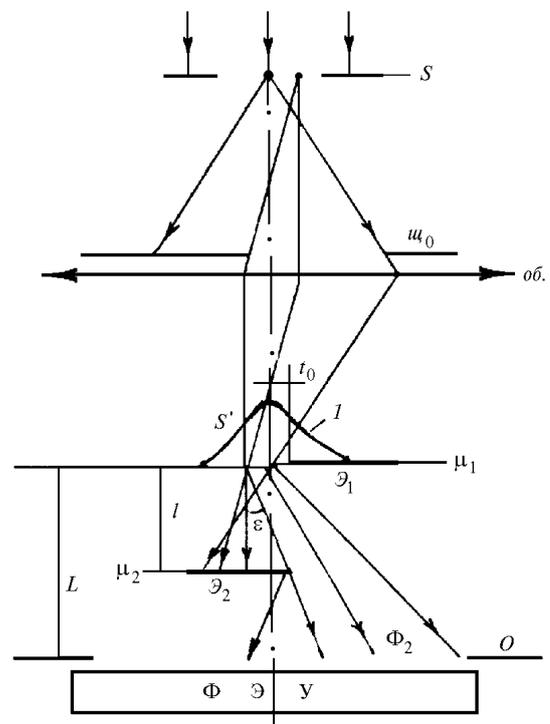


Рис. 1. Схема исследования краевого света, распространяющегося в область тени экрана \mathcal{E}_1

В процессе экспериментов производилось ослабление краевого света, возникшего вследствие от-

соответствующего точке A , находящейся на пересечении граничного луча с продолжением плоскости \mathcal{E}_1 .

Выходящий с наибольшего h_3 при данном ослаблении Φ_2 граничный луч l является продолжением луча, параллельного оси пучка, так как отклоняемые с уровня A на такой же угол наклонные лучи 2 задерживаются \mathcal{E}_2 , а лучи 3 перекрыты левым экраном u_0 .

Это обстоятельство позволяет определять углы отклонения ε граничных краевых лучей посредством их отсчета от линии, параллельной оси падающего пучка.

Вследствие перекрытия левым экраном u_0 наклонных лучей 3 весь проходящий между \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 свет выходит из слоя зоны отклонения \mathcal{E}_1 шириной h_3 .

Благодаря прямолинейности AB h_3 и ε определяются формулами:

$$h_3 = r_i l_0 / (l_i - l_0), \quad (1)$$

$$h_3 = \{[(r_i - r_{i-m}) l_{i-m} / (l_i - l_{i-m})] - r_{i-m}\}, \quad (2)$$

$$h_3 = \{[(t_i + r_i) l'_i / (l_i - l'_i)] + t_i\}; \quad (3)$$

$$\varepsilon = \frac{h_3}{l_0} = \frac{r_i - r_{i-m}}{l_i - l_{i-m}} = \frac{h_3 - t_i}{l'_i}. \quad (4)$$

Легко понять, что чем меньше ослабление \mathcal{E}_2 краевого потока Φ_2 , тем с большего участка зоны h_3 экрана \mathcal{E}_1 идет данный поток и тем на меньшие углы отклоняются граничные лучи, и наоборот.

В табл. 2 приведены значения h_3 и ε , найденные по указанным выше формулам в условиях различного ослабления Φ_2 экраном \mathcal{E}_2 .

Характер зависимости ε от h_3 представлен на рис. 4. Ее анализ показал, что в интервале значений $h_3 = 0,9 \div 16$ мкм

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

$$h_3 = (259,5 - 0,786 \varepsilon) / \varepsilon, \quad (6)$$

где ε – в минутах; h_3 – в микрометрах.

В достоверности данных формул нетрудно убедиться на основании сравнения содержащихся в табл. 2 значений углов дифракции ε , найденных по формулам (4), с их значениями ε_Φ , рассчитанными по формуле (5).

Таблица 2

Φ_2^* , %	l_i^{**} , мм	l_{i-m}^{**} , мм	l_i^{**} , мм	l_i^{***} , мкм	r_{i-m}^{***} , мкм	r_i^{***} , мкм	h_3 , мкм	ε , мин	ε_Φ , мин	Φ_2 , отн. ед.
12,93	–	3,45	4,45	–	0	4,57	15,75	15,7	15,7	109,4
8,53	–	2,05	3,95	–	0,066	11,25	12	20,24	20,2	72,2
6	1,01	–	3,95	1,987	–	20,125	9,583	25,9	25,03	50,76
4	–	1,01	3,95	–	2,07	29,93	7,5	32,6	31,3	33,84
2	–	1,01	3,95	–	10,145	52,63	4,45	49,68	49,56	16,92
1	–	1,01	3,95	–	20,145	86,23	2,56	77,27	77,55	8,46
0,5	–	1,01	3,95	–	33,47	135	1,407	118,73	118,32	4,23
0,296	–	1,01	3,95	–	44,33	176	0,9	153,9	154	2,5

* Значения Φ_2 в процентах от Φ_n .

** Значения l , использованные для определения h_3 и ε при данном ослаблении Φ_2 .

*** $t_i, r_i, r_{i-m} - t, r$ на соответствующих l', l .

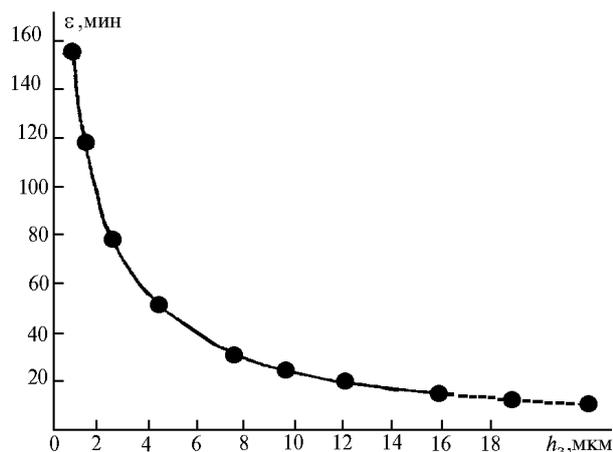


Рис. 4. Вид зависимости углов отклонения ε краевых лучей от расстояния h_3 между их первоначальными траекториями и дифрагирующим экраном

Если предположить, что выражение (5) справедливо и при $h_3 > 16$ мкм, то с расстояния 70 мкм

от экрана [2] лучи отклоняются на $\varepsilon = 3,7'$; с $h_3 = 60$ мкм – на $4,3'$, т.е. на критический угол [3]; с $h_3 = 259$ мкм – на $1'$. В случае $h_3 = 0$ $\varepsilon = 5,5^\circ$. В действительности слабый краевой свет наблюдается даже на $\varepsilon > 21^\circ$. Его существование можно объяснить рассеянием падающего света на закруглении края экрана (лезвия) и возможным нарушением справедливости (5) на $h_3 < 0,9$ мкм.

При $h_3 \gg 0,786$ между ε и h_3 устанавливается практически обратно пропорциональная зависимость.

В экспериментах по доказательству существования зоны отклонения [1] с $h_3 = 4,7$ мкм отклонение краевых лучей равнялось $49'$. Согласно (5) $h_3 = 4,7$ мкм соответствует $\varepsilon = 47,3'$. Как видно, полученные ранее результаты хорошо согласуются с формулой (5).

Достоверность табличных значений h_3 подтверждается плавным ходом графика зависимости $\Phi_2 = f(h_3)$ в начало координат на рис. 5.

Криволинейность графика вызвана тем, что с уменьшением r на Δr прирост Φ_2 происходит не

только из-за расширения участка зоны, с которого отклоненный свет идет за $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ на Δh_3 , но и вследствие ухода \mathcal{E}_2 с пути наклонных лучей 2, отклоняемых на предыдущем участке зоны.

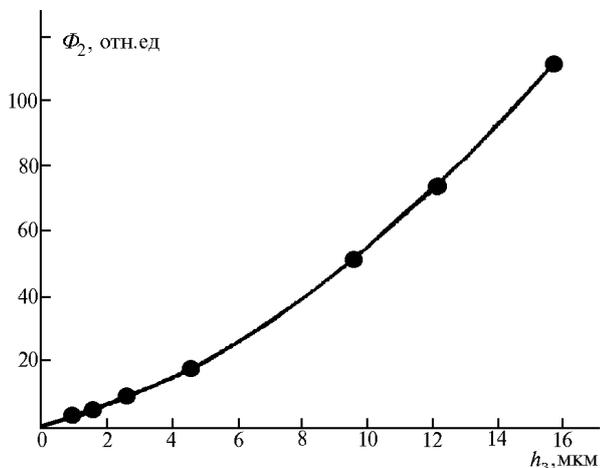


Рис. 5. График зависимости краевого потока Φ_2 , выходящего из слоя h_3 зоны отклонения \mathcal{E}_1 в область тени $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$, от его ширины

В [3–5] экспериментально доказано образование дифракционной картины от экрана вследствие интерференции краевого и прямопроходящего света. Это позволяет определять h_3 в зависимости от ε с помощью экспериментов, схема которых приведена на рис. 6. Согласно (1) [4]

$$h_{\max 1} = [2\lambda L(L+l)/l - h_{21}^2]/2h_{21},$$

где h_{21} – расстояние между первым и вторым максимумами. Как следует из схемы,

$$\varepsilon = h_{\max 1}/L; h_3 = H/(L+l).$$

В процессе экспериментов край \mathcal{E} устанавливался на ось цилиндрического пучка по ослабле-

нию его потока наполовину. За проекцию оси на плоскость сканирования дифракционной картины, являющуюся КГТ, принималась точка, лежащая посередине между точками с одинаковой интенсивностью света в левой и правой частях пучка при выведенном из него экране. Положение ППЛ₁ находилось по $h_{\max 1}$.

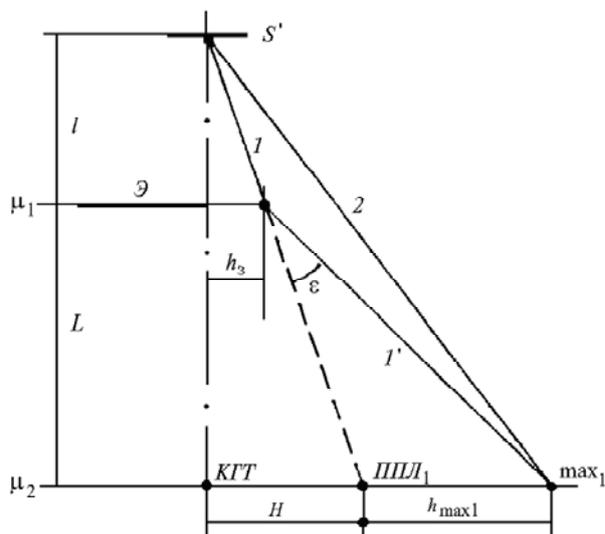


Рис. 6. Схема дифракции света на экране. КГТ – классическая граница тени [4]; ППЛ₁ – проекция падающего луча l , идущего после отклонения в зоне экрана \mathcal{E} на расстоянии h_3 от него в \max_1 дифракционной картины в виде луча I' ; 2 – прямой луч, интерферирующий с I' без разности хода; μ_2 – микрометрический винт перемещения сканирующей щели; $h_{\max 1}$ – расстояние от \max_1 до ППЛ₁; H – расстояние между ППЛ₁ и КГТ

В табл. 3 дано сравнение значений h_3 на одинаковых ε , найденных по формуле (6) – $h_{3,1}$ и на основании экспериментов по дифракции света на экране – $h_{3,2}$. Близкие значения h_3 в обоих случаях являются дополнительным подтверждением справедливости (5).

Таблица 3

Экран	λ , мкм	l , мм	L , мм	$h_{\max 1}$, мм	H , мкм	ε , мин	$h_{3,1}$, мкм	$h_{3,2}$, мкм
Лезвие	0,53	6	99,5	0,715	140	24,7	9,8	8
«	«	«	«	0,71	138	24,5	9,9	7,9
«	«	12	«	0,571	85	19,7	12,7	9,2
«	«	«	«	0,583	131	20,14	12	14,1
«	«	«	«	0,536	118	18,5	13,4	12,7
«	0,6328	11,4	«	0,688	112	23,8	10,3	11,5
«	0,53	12	«	0,555	117	19,2	12,8	12,6
«	«	«	«	0,565	110	19,5	12,7	11,9
«	«	22	«	0,438	88	15,1	16	15,9
«	«	24	«	0,412	85	14,6	16,7	16,5
«	«	22	«	0,442	101	15,3	15,9	15,6
«	«	35,5	«	0,372	89	12,9	20	21,4
Алюминиевый стержень $\varnothing 5,8$ мм	«	38,4	96,6	0,345	74	12,3	20,3	21
Стальной цилиндр $\varnothing 30$ мм	«	35,5	98,5	0,363	70	12,7	19,7	18,5
Лезвие	«	52,5	99,5	0,327	66	11,3	22,2	22,8
«	«	«	«	0,321	53,5	11,1	22,6	18,5
«	«	90	«	0,260	68,5	9	28	32,5

Выразим в (6) h_3 в миллиметрах, ε в радианах. Тогда

$$h_3 = (0,0755 - 0,786 \varepsilon) / 1000 \varepsilon.$$

Изменим ε на $\Delta\varepsilon$ и найдем соответствующее изменение h_3 на Δh_3 . $\Delta h_3 \approx 0,0755 \Delta\varepsilon / 1000 \varepsilon^2$. В этом случае $\Delta h_3 / \Delta\varepsilon = 7,55 \cdot 10^{-5} / \varepsilon^2$. При постоянной интенсивности падающего света по ширине зоны отклонения интенсивность выходящего с Δh_3 краевого света J_r в точке наблюдения обратно пропорциональна $\Delta\varepsilon$ и, следовательно, обратно пропорциональна ε^2 . Такая же зависимость между J_r и ε следует из формулы (10) [3], устанавливающей связь между интенсивностью краевого и падающего света J_c :

$$J_r = 0,0205 \lambda L J_c / h^2.$$

Чтобы убедиться в этом, преобразуем ее посредством умножения и деления h^2 на L^2 к виду

$$J_r = 0,0205 \lambda J_c / L \operatorname{tg}^2 \varepsilon \approx 0,0205 \lambda J_c / L \varepsilon^2.$$

Одинаковая зависимость J_r от ε по обеим формулам является еще одним свидетельством достоверности (6).

В заключение отметим, что установленные закономерности являются новым подтверждением реальности существования зон отклонения света над поверхностью тел (экранов) и справедливости представлений Юнга относительно причины образования светом дифракционных картин.

1. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 4. С. 510–520.
2. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 345–348.
3. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1147–1153.
4. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 3. С. 314–323.
5. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1141–1146.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
2 июля 1998 г.

Yu.I. Terentjev. Dependence of Diffraction Angles of Boundary Light Rays on the Distance Between Their Initial Trajectories and the Straight Line Edge of Thin Screen.

The type of dependence of the boundary rays deflection angles within the deflection zones over the screens surface on the distance between the deflection zone and the straight line edge of the thin screen is found experimentally.