

Ю.И. Терентьев

Зависимость интенсивности света в геометрической тени непрозрачного экрана от углов отклонения световых лучей в области у его края

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 19.05.2005 г.

Найдены соотношения для интенсивности краевого света (граничной волны), распространяющегося из области, находящейся у края экрана, в сторону его тени на основе экспериментально полученных выражений, характеризующих углы отклонения крайних лучей в зависимости от расстояния между первоначальной траекторией луча и прямолинейным краем тонкого экрана. Дано сравнение полученных формул с экспериментальными результатами.

Согласно [1] источником краевого света (граничной волны) является не край дифрагирующего экрана, а область (зона) над ним, в которой падающие лучи отклоняются в направлении от экрана и в сторону его тени, становясь крайними лучами.

На основании приведенных в [2] результатов экспериментальных исследований отклонение световых лучей с $\lambda = 0,53$ мкм в зоне у прямолинейного края тонкого экрана (бритвенного лезвия) описывается формулой

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

где ϵ — угол отклонения, мин; h_3 — расстояние между первоначальной траекторией луча и краем экрана, мкм.

Как установлено в [3], для других λ видимого диапазона формула (1) принимает вид

$$\epsilon = 259,5\lambda / 0,53(h_3 + 0,786). \quad (2)$$

Данные соотношения позволяют установить характер зависимости интенсивности краевого света от углов отклонения его лучей, расстояния между сканирующей щелью и границей геометрической тени (г.т.), ее связь с интенсивностью падающего света и параметрами дифракционной схемы.

Покажем эти возможности применительно к свету, распространяющемуся в область тени экрана в различных дифракционных схемах.

I. Сходящийся падающий пучок, $\lambda = 0,53$ мкм. Соответствующая схема приведена на рис. 1, где т. О — центр изображения щели, освещаемой параллельным пучком и являющейся линейным источником света; об — объект; ϵ_1, ϵ_2 — углы отклонения лучей 1, 2 в зоне отклонения экрана на расстояниях $h_{31}; h_{32} = (h_{31} + \Delta h_3)$, мкм; L — расстояние от экрана до плоскости сканирования, мм; ΔH — ширина сканирующей щели, мкм; R — расстояние от середины ΔH до г.т. (т. О), мкм; H_1, H_2 — расстояния от места падения лучей 1 и 2 до границы тени, мкм.

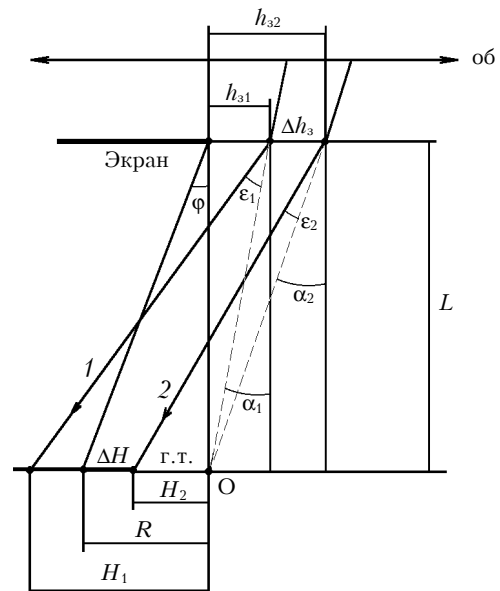


Рис. 1. Схема, поясняющая формирование интенсивности света в области тени тонкого экрана с прямолинейным краем при сходящемся световом пучке

Отклоненные на участке Δh_3 лучи приходят на ΔH :

$$H_1 = 10^3 L \text{tg}(\epsilon_1 + \alpha_1) - 10^3 L \text{tg} \alpha_1.$$

Так как для углов $\leq 5^\circ$ тангенс угла равен углу в радианах, то $H_1 = 10^3 L \epsilon_1$, рад.

Поскольку

$$1 \text{ рад} = 57,3^\circ \cdot 60' = 3438', \text{ то } H_1 = \frac{L}{3,438} \epsilon_1'. \quad (3)$$

Аналогично $H_2 = \frac{L}{3,438} \epsilon_2'$. Исходя из этого

$$\Delta H = (H_1 - H_2) = \frac{L}{3,438} \Delta \epsilon'.$$

На основании (1)

$$\epsilon'_1 = \frac{259,5}{h_{31} + 0,786}, \quad \epsilon'_2 = \frac{259,5}{h_{31} + \Delta h_3 + 0,786}.$$

Следовательно:

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

где $h_3 = h_{31}$.
Тогда

$$\Delta H = \frac{75,48L\Delta h_3}{(h_3 + 0,786)(h_3 + \Delta h_3 + 0,786)}.$$

Отсюда

$$h_3 = -\frac{(1,572 + \Delta h_3)}{2} + \sqrt{\frac{(1,572 + \Delta h_3)^2}{4} + \left(\frac{75,48L}{\Delta H} - 0,786\right)\Delta h_3 - 0,6177}. \quad (4)$$

В соответствии с (3) и (1)

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

$$h_3 = \left(\frac{75,48L}{H} - 0,786\right). \quad (6)$$

Согласно (4) и (6)

$$\left(\frac{75,48L}{H} - 0,786\right) = -0,786 - 0,5\Delta h_3 + \sqrt{0,25(1,572 + \Delta h_3)^2 + \left(\frac{75,48L}{\Delta H} - 0,786\right)\Delta h_3 - 0,6177}.$$

Преобразовав равенство, получим

$$\Delta h_3 = \frac{75,48L\Delta H}{H^2 - H\Delta H}; \quad (7)$$

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

поэтому

$$\Delta h_3 = \frac{75,48L\Delta H}{R^2 - 0,25\Delta H^2}. \quad (8)$$

Обозначим угол, заключенный между линиями, проходящими через край экрана в центр ΔH и т. О, через φ .

Так как

$$\varphi(\text{мин}) = \frac{R}{10^3 L} 3438 = \frac{3,438R}{L},$$

$$\text{то } R^2 = \frac{\varphi^2 L^2}{3,438^2} \text{ и}$$

$$\Delta h_3 = \frac{75,48\Delta H}{0,0845\varphi^2 L - 0,25\Delta H^2 / L}. \quad (9)$$

В экспериментах со сходящимся пучком [4] при $L = 21,9$ мм, $\Delta H = 36$ мкм было установлено, что распространяющиеся в область тени и на противоположной стороне краевые потоки имеют приблизительно одинаковую величину, а интенсивность в них на $\varphi \geq 15'$ изменяется обратно пропорционально φ^2 и R^2 . (При меньших φ закон изменения интенсивности не исследовался из-за попадания в сканирующую щель прямых лучей на малых R).

Обозначим падающий на Δh_3 поток через $\Delta\Phi_{\text{п}}$, его интенсивность — $I_{\text{п.э}}$, а поток, распространяющийся с Δh_3 в тень экрана, через $\Delta\Phi_{\text{т}}$, его интенсивность — $I_{\text{т.э}}$. Поскольку $\Delta\Phi_{\text{т}} = 0,5\Delta\Phi_{\text{п}}$, то $I_{\text{т.э}} = 0,5I_{\text{п.э}}$. В плоскости сканирования $\Delta\Phi_{\text{т}}$ распределится по ΔH .

Следовательно, интенсивность краевого света в области тени на расстоянии L от экрана $I_{\text{т.с}} = 0,5I_{\text{п.э}}\Delta h_3/\Delta H$. Подставляя вместо Δh_3 его значения, определяемые по (8) или (9), получим соответственно

$$I_{\text{т.с}} = 0,5 \frac{75,48LI_{\text{п.э}}}{R^2 - 0,25\Delta H^2}, \quad (10)$$

$$I_{\text{т.с}} = \frac{75,48I_{\text{п.э}}}{0,0845\varphi^2 L - 0,25\Delta H^2 / L}. \quad (11)$$

В табл. 1 приведены результаты расчета $I_{\text{т.с}}/I_{\text{п.э}}$ по (10), Δh_3 — по (7), H — по (5), R , ϵ — по (1), φ , $I_{\text{т.с.и}}/I_{\text{т.с.о}}$, $(R_0/R_i)^2$ для $L = 21,9$ мм и $\Delta H = 20$ мкм при различных h_3 . Из сравнения $I_{\text{т.с.и}}/I_{\text{т.с.о}}$ с $(R_0/R_i)^2$ видно, что для $\varphi \geq 15'$ $I_{\text{т.с}}$ обратно пропорциональна R^2 , как и в упомянутых выше экспериментах. На основании (10) нарушение данной зависимости наступает и усиливается по мере приближения R^2 к $0,25\Delta H^2$.

Т а б л и ц а 1

Характер зависимости интенсивности света в области тени экрана от R при различных значениях h_3

№ п/п	h_3 , мкм	H , мкм	R , мкм	ϵ , мин	Δh_3 , мкм	$\frac{I_{\text{т.с}}}{I_{\text{п.э}}} \cdot 10^3$	$\frac{I_{\text{т.с.и}}}{I_{\text{т.с.о}}}$	$\left(\frac{R_0}{R_i}\right)^2$	φ , мин	$\frac{I_{\text{т.с.и}}}{I_{\text{т.с.о}}} / \left(\frac{R_0}{R_i}\right)^2$
0	2	593,33	583,33	93,14	0,0971	2,425	1	1	91,57	1
1	5	285,69	275,69	44,85	0,4355	10,885	4,4886	4,477	43,28	1,0025
2	10	153,26	143,26	24,06	1,6188	40,47	16,6886	16,58	22,5	1,0065
3	15	104,71	94,71	16,44	3,727	93,17	38,4206	37,931	14,87	1,0129
4	20	79,53	69,53	12,48	6,984	174,595	71,998	70,3937	10,91	1,0227
5	25	64,11	54,11	10,06	11,693	292,325	120,546	116,239	8,49	1,037
6	30	53,69	43,69	8,43	18,274	456,85	188,392	178,233	6,86	1,057
7	35	46,19	36,19	7,25	27,326	683,1	281,69	259,783	5,68	1,0843
8	40	40,53	30,53	6,36	39,735	993,38	409,641	365,09	4,79	1,122
9	45	36,1	26,1	5,67	56,866	1421,66	586,25	499,393	4,1	1,174
10	55	29,63	19,63	4,65	115,843	2896,1	1194,26	882,93	3,08	1,353

Зависимость интенсивности света в геометрической тени непрозрачного экрана от углов отклонения...

Невозможность вытекающего из (10) стремления $I_{т.с}$ к бесконечности при $R^2 \rightarrow 0,25\Delta H^2$ в реальных условиях объяснима тем, что на основании (8) для этого необходима $\Delta h_3 \rightarrow \infty$, тогда как ее максимальное значение равно полуширине пучка в плоскости экрана, уменьшенной на h_3 .

Невозможная в принципе данная особенность, по-видимому, свидетельствует о нарушении соотношения (1) при больших значениях h_3 в условиях малых значений $R = (H - 0,5\Delta H)$, связанных между собой на основании (6).

II. Краевой свет в области тени экрана при расходящемся падающем пучке; $\lambda = 0,53$ мкм.

В соответствующей схеме (рис. 2) s' – линейный источник света;

$$R = \left(H_1 - h_{31} \frac{L+l}{l} - 0,5\Delta H \right); \quad (12)$$

$$\Delta H = \left(H_1 - H_2 + \Delta h_3 \frac{L+l}{l} \right),$$

где L, l – мм; $R, H_1, H_2, \Delta H, h_3, \Delta h_3$ по-прежнему в мкм;

$$H_1 = (H'_1 + H''_1) = [10^3 L(\epsilon_1 - \alpha_1), \text{рад} + 10^3 L\alpha_1, \text{рад}] =$$

$$= L \frac{\epsilon'_1}{3,438}.$$

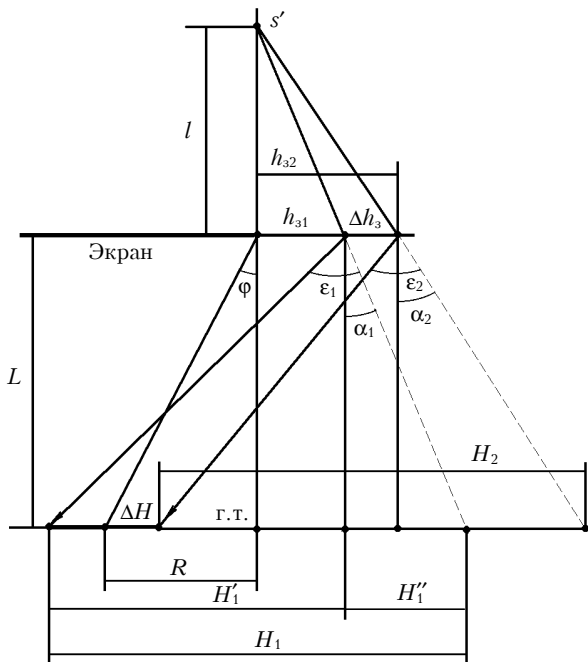


Рис. 2. Схема, поясняющая формирование интенсивности света в области тени экрана, находящегося в расходящемся пучке

Аналогично

$$H_2 = L \frac{\epsilon'_2}{3,438}.$$

В таком случае

$$\Delta H = \left(\frac{L}{3,438} \Delta \epsilon' + \Delta h_3 \frac{L+l}{l} \right).$$

Так как согласно установленному выше

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

где $h_3 = h_{31}$, то

$$\Delta H = \left[\frac{75,48L\Delta h_3}{(h_3 + 0,786)(h_3 + \Delta h_3 + 0,786)} + \Delta h_3 \frac{L+l}{l} \right].$$

Преобразуя данное равенство, выразим h_3 через Δh_3 :

$$h_3 = \left[-0,5(1,572 + \Delta h_3) + \sqrt{0,25(1,572 + \Delta h_3)^2 - 0,786(\Delta h_3 + 0,786) + \frac{75,48L\Delta h_3}{\Delta Hl - \Delta h_3(L+l)}} \right]. \quad (13)$$

Приравняв правые части (6) и (13), получим после преобразования

$$\Delta h_3 =$$

$$= \left[-0,5 \left(\frac{75,48L}{H} + \frac{Hl}{L+l} - \frac{\Delta Hl}{L+l} \right) + \sqrt{A^2 + \frac{75,48L\Delta Hl}{H(L+l)}} \right], \quad (14)$$

где

$$A = 0,5 \left(\frac{75,48L}{H} + \frac{Hl}{L+l} - \frac{\Delta Hl}{L+l} \right).$$

Как показано выше, интенсивность краевого света, распространяющегося в область тени экрана, в плоскости сканирования

$$I_{т.с} = 0,5 I_{п.э} \Delta h_3 / \Delta H.$$

Так как в плоскости сканирования интенсивность падающего света без экрана в световом пучке

$$I_{п.с} = I_{п.э} \frac{l}{L+l},$$

то

$$I_{т.с} = 0,5 \frac{\Delta h_3 (L+l)}{\Delta H l} I_{п.с}. \quad (15)$$

Заменяя в (15) Δh_3 его значением по (14), получим выражение для интенсивности света в области тени, характеризующее связь $I_{т.с}$ с интенсивностью падающего света, параметрами дифракционной схемы, величиной ΔH при различных значениях H :

$$I_{т.с} / I_{п.с} =$$

$$= \left[-0,5 \left(\frac{75,48L}{H} + \frac{Hl}{L+l} - \frac{\Delta Hl}{L+l} \right) + \sqrt{A^2 + \frac{75,48L\Delta Hl}{H(L+l)}} \right] \times$$

$$\times \frac{0,5(L+l)}{\Delta Hl}, \quad (16)$$

где H определяется (5).

В отличие от R параметр H не имеет общего начала отсчета. Чтобы перейти от H к R , заменим в (12) $h_{31} = h_3$ его значением по (6). В результате получим соотношение

$$R = \left[H - 0,5\Delta H - \left(\frac{75,48L}{H} - 0,786 \right) \frac{L+l}{l} \right]. \quad (17)$$

Из (17)

$$H = \left[0,5 \left(R + 0,5\Delta H - 0,786 \frac{L+l}{l} \right) + \sqrt{B^2 + 75,48L \frac{L+l}{l}} \right], \quad (18)$$

где

$$B = 0,5 \left[R + 0,5\Delta H - 0,786 \frac{L+l}{l} \right].$$

На основании (6), (12), в случае $R = 0$:

$$h_3 = -0,5 \left(\frac{0,5\Delta H l}{L+l} + 0,786 \right) + \sqrt{C^2 + \frac{(75,48L - 0,393\Delta H)l}{L+l}}, \quad (19)$$

где

$$C = 0,5 \left(\frac{0,5\Delta H l}{L+l} + 0,786 \right).$$

В табл. 2 содержатся значения H , Δh_3 , $I_{т.с.}/I_{п.с.}$, R , рассчитанные по (5), (14), (16), (17) при $l = 12$ мм; $L = 100$ мм; $\Delta H = 20$ мкм для различных значений h_3 , а также значения угла φ , определяемые из соотношения $\operatorname{tg}\varphi = R/L$. Из них следует, что интенсивность света на границе тени ($R = 0$) в соответствии с реальностью равна 0,25 интенсивности падающего света ($I_{т.с.}/I_{п.с.} = 0,2534$). Судя по близким к единице величинам $\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}} \left(\frac{H_0}{H_i} \right)^2$, интенсивность света в тени

экрана в случае расходящегося падающего пучка обратно пропорциональна H^2 при $\varepsilon \geq 45'$, т.е. при большей пороговой величине ε , чем в условиях сходящегося пучка. Обратная пропорциональная зависимость $I_{т.с.}$ от R^2 наступает при еще больших ε .

В табл. 3 приведены экспериментальные и рассчитанные по (16) значения относительной интенсивности света в области тени экранов $I_{т.с.э.}/I_{с.г.э.}$, $I_{т.с.}/I_{п.с.}$ на $R = H_{\max 1}$ (s' – ширина изображения щели, являющейся линейным источником света, когда пучок расходящийся, либо ширина щели в фокусе объектива, создающего параллельный пучок; t_c – ширина сканирующей щели; $I_{с.г.э.} = I_{п.с.}$ на г.т., $H_{\max 1}$ – расстояние от \max_1 до г.т. в дифракционной картине от экрана с прямолинейным краем, определяемое в соответствии с [5] формулой

$$H_{\max 1} = \frac{h_3(L+l)}{l} + \sqrt{\frac{0,5\lambda L(L+l)}{l}}.$$

Таблица 2

Характер изменения интенсивности света в области тени экрана при расходящемся падающем пучке

№ П/П	h_3 , мкм	H , мкм	R , мкм	ε , мин	Δh_3 , мкм	$\frac{I_{т.с.}}{I_{п.с.}} \cdot 10^3$	$\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}}$	$\left(\frac{H_0}{H_i} \right)^2$	$\left(\frac{R_0}{R_i} \right)^2$	φ , мин	$\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}} \left(\frac{H_0}{H_i} \right)^2$
0	2	2709,26	2680,6	93,14	0,0205	4,783	1	1	1	92	1
1	5	1304,53	1247,86	44,85	0,0863	20,134	4,2094	4,311	4,614	42,9	0,976
2	10	699,8	596,46	24,06	0,2754	64,25	13,433	14,99	20,18	20,51	0,896
3	15	478,15	328,15	16,44	0,5172	120,66	25,227	32,08	66,73	11,28	0,786
4	20	363,13	166,46	12,48	0,7637	177,94	37,2	55,66	259,3	5,72	0,668
5	25	292,72	49,33	10,06	0,9868	230,22	48,133	85,66	2945,7	1,7	0,562
6	27,51	266,76	0	9,171	1,086	253,4	52,98	103,15		0	0,514

Таблица 3

Относительная интенсивность теневого света на $R = H_{\max 1}$ в различных условиях

№ П/П	Экран	s' , мкм	l , мм	L , мм	R , мм	$\frac{I_{т.с.э.}}{I_{с.г.э.}}$	$\frac{I_{т.с.}}{I_{п.с.}}$	t_c , мкм				
1	Бритв. лезвие «Ladas»	35	12	99,5	0,629	0,0344	0,0594	50				
2	Бритв. лезвие «Спутник»					0,0353						
3	Бритв. лезвие «Нева»					52,5			99,5	0,3527	0,0362	0,0582
4						161			99,5	0,2641	0,0355	0,0584
5						8,63			198,5	1,4248	0,034	0,0597
6	Бритв. лезвие «Ladas»	20	12	99,5	0,629	0,0425	0,0594	25				
7	— “ —	0,0316										
8	Си-фольга толщиной 20 мкм	0,0334										
9	Рв-фольга толщиной 30 мкм	0,0314										
10	Непрозрачный слой сажи толщиной 51 мкм на стекле толщиной 1 мм	35				0,0442						
11	Бритв. лезвие «Нева»	20	∞	114,2	0,223	0,032	0,0582	20				
						148,8			0,2543	0,0323	0,0582	
						279,5			0,3488	0,03	0,058	

Зависимость интенсивности света в геометрической тени непрозрачного экрана от углов отклонения...

Как видно по данным строк 1÷5, расчетные величины относительной интенсивности в области тени экрана аналогично экспериментальным сохраняют постоянное значение при различных $l, L, R = H_{\max 1}$.

Соответствие эксперименту в такой характерной особенности, а также равенство $I_{т.с}/I_{п.с} = 0,25$ на г.т. достаточно убедительно свидетельствуют о справедливости (16).

Меньшее значение экспериментальной интенсивности в сравнении с расчетной обусловлено, в частности, тем, что действительная ширина s' линейного источника света отлична от нулевой (рис. 3).

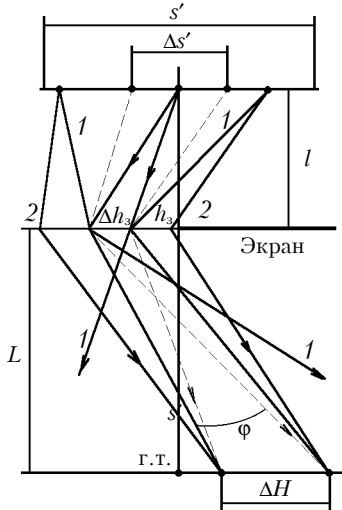


Рис. 3. Схема, поясняющая причину зависимости интенсивности света в тени экрана от ширины линейного источника света

В этих условиях приходящие на ΔH через Δh_3 лучи падают на Δh_3 с $\Delta s' = 2\Delta H l / L$. Лучи 1, приходящие на Δh_3 с более удаленных участков s' , после отклонения на экран падают на плоскость сканирования вне ΔH . Поэтому световой поток, падающий на Δh_3 и проходящий затем через ΔH , оказывается меньше светового потока, падающего на Δh_3 . Кроме лучей, отклоненных в сторону экрана с Δh_3 , на ΔH приходят лучи 2, отклоняемые вне Δh_3 , увеличивая проходящий через ΔH поток. Все это обуславливает отличное от вышерассмотренного соотношение между падающим на Δh_3 и приходящим на ΔH световыми потоками, являющееся причиной расхождения расчета с экспериментом.

Из рассмотренного следует, что уменьшение s' должно сопровождаться увеличением экспериментальной относительной интенсивности, уменьшение же ΔH — ее ослаблением. Действительно, согласно строке 6 табл. 3 уменьшение s' с 35 до 20 мкм вызвало увеличение относительной интенсивности в области тени экрана с 0,0344 до 0,0425. Уменьшение же t_c с 50 до 25 мкм, наоборот, несколько ослабило ее (строки 7÷9).

Другая причина меньшего значения экспериментальной интенсивности в сравнении с расчетной заключается в наложении на краевой свет, отклоняемый непосредственно в область тени и характеризую-

мый (16), света, отраженного от края экрана после падения на него в процессе отклонения в сторону экрана с меньших h_3 (рис. 4). Как отмечалось в [1], вследствие потери полуволны при отражении вторая компонента оказывается в противофазе с первой и поэтому ослабляет ее.



Рис. 4. Схема формирования результирующего потока краевого света, распространяющегося в тень экрана

Согласно [6], нанесение сажи на экран, уменьшающей отражаемый свет, вызывает значительное усиление света в области тени экрана. По этой же причине при использовании в качестве экрана непрозрачного слоя сажи (строка 10) интенсивность света в области тени увеличилась до 0,0442.

Повторение проделанных операций с использованием вместо (1) соотношения (2) приводит к формулам, справедливым для различных λ , отличающихся от предыдущих множителем $\lambda/0,53$ при постоянной 75,48, где λ в мкм.

III. Плоская падающая волна, $\lambda = 0,53$ мкм.

Соответствующая данному случаю схема иллюстрируется рис. 5. В ней $R = (H_1 - h_3 - 0,5\Delta H)$. В последующем $H_1 = H$.

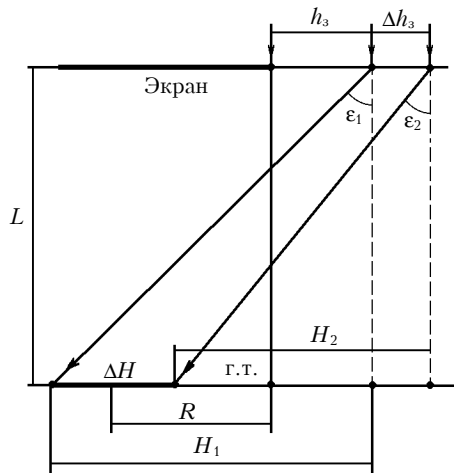


Рис. 5. Схема, поясняющая формирование интенсивности света в тени экрана в случае плоской падающей волны

Легко понять, что необходимые в рассматриваемом случае соотношения можно получить без предварительного вывода, приравнявая в формулах для расходящегося пучка параметр l бесконечности. Они имеют вид

$$\Delta h_3 = \left[-0,5 \left(\frac{75,48L}{H} + H - \Delta H \right) + \sqrt{A^2 + \frac{75,48L\Delta H}{H}} \right], \quad (20)$$

где

$$A = 0,5 \left(\frac{75,48L}{H} + H - \Delta H \right);$$

$$I_{т.с}/I_{п} = 0,5 \left[-0,5 \left(\frac{75,48L}{H\Delta H} + \frac{H}{\Delta H} - 1 \right) + \sqrt{0,25 \left(\frac{75,48L}{H\Delta H} + \frac{H}{\Delta H} - 1 \right)^2 + \frac{75,48L}{H\Delta H}} \right], \quad (21)$$

где $I_{п} = I_{п.э} = I_{п.с}$;

$$R = \left(H - \frac{75,48L}{H} - 0,5H + 0,786 \right); \quad (22)$$

$$H = 0,5(R + 0,5\Delta H - 0,786) + \sqrt{0,25(R + 0,5\Delta H - 0,786)^2 + 75,48L}. \quad (23)$$

На основании формулы для приближенных вычислений ($\sqrt{1+x} = (1+0,5x)$ при $x \leq 0,09$) выражение (20) преобразуется к виду

$$\Delta h_3 = \frac{75,48L\Delta H}{75,48L - H\Delta H + H^2}. \quad (24)$$

В случае $H^2 \gg (75,48L - H\Delta H)$

$$\Delta h_3 \approx \frac{75,48L\Delta H}{H^2} \quad \text{и} \quad I_{т.с} = I'_{т.с} = \frac{75,48L}{2H^2} I_{п}. \quad (25)$$

В табл. 4 приведены значения $H, R, \Delta h_3, I_{т.с}/I_{п}, \epsilon, I'_{т.с}/I_{п}$, рассчитанные по (5), (20), (21), (1), (25) при $L = 100$ мм, $\Delta H = 20$ мкм, различных значениях h_3 .

Согласно значениям $\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}} \left(\frac{H_0}{H_i} \right)^2 \approx 1, I_{т.с}$ при данном L и $\epsilon \geq 12,5' = \epsilon_{крит}$ обратно пропорциональна H^2 . Обратно пропорциональная зависимость $I_{т.с}$ от R^2 устанавливается при $\epsilon \geq 45' = \epsilon'_{крит}$ как в случае расходящегося пучка. С увеличением L происходит существенное уменьшение $\epsilon_{крит}$; $\epsilon'_{крит}$ изменяется незначительно; нарушение обратно пропорциональной зависимости $I_{т.с}$ от R^2 при $\epsilon < \epsilon'_{крит}$ стано-

вится более медленным. Так, при увеличении L до 300 мм $\epsilon_{крит}$ уменьшился до $6,36'$, а $\epsilon'_{крит}$ остался почти прежним; при $h_3 = 40$ мкм $\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}} \left(\frac{R_0}{R_i} \right)^2$ вместо 0,473 увеличилось до 0,805.

Из табл. 4 видно, что относительная интенсивность света на г.т. равна 0,25; результаты вычислений по (25) близки к результатам, полученным на основе (21), пока $I_{т.с}$ обратно пропорциональна H^2 .

Согласно данным строки 11 табл. 3, при плоской падающей волне на $R = H_{max1}$ экспериментальные ($I_{т.с.э}/I_{с.г.э}$) и расчетные ($I_{т.с}/I_{п.с}$) значения относительной интенсивности в области тени также не зависят от L , имеют такую же величину и находятся в таком же соотношении между собой, как в случае расходящегося падающего пучка.

Сравнение данных табл. 2 и 4 показывает, что $\epsilon_{крит}$ при параллельном падающем пучке значительно меньше, чем в условиях расходящегося пучка.

Так же как в случае расходящегося пучка, при $\lambda \neq 0,53$ мкм постоянную величину 75,48 в полученных выражениях необходимо умножить на $\lambda/0,53$.

Рассмотренные соотношения вскрывают сущность связи интенсивности света, распространяющегося в тень экрана, с углами отклонения лучей, заключающуюся в зависимости приходящего на сканирующую щель светового потока от соответствующей ей величины Δh_3 и уменьшении Δh_3 с увеличением ϵ .

Сопоставление рассчитанных по ним результатов с экспериментом дает возможность выяснить степень влияния на данную интенсивность отражающей и поглощающей способностей края экрана, ширины источника света.

Равенство расчетной интенсивности света на г.т. экспериментальной, соответствие полученных выражений эксперименту в рассмотренных выше характерных условиях, следующая из них и подтверждаемая экспериментальными исследованиями обратно пропорциональная зависимость интенсивности света от $\text{tg}^2 \epsilon$ при $\epsilon \geq \epsilon_{крит}$ — все это новые факты, свидетельствующие о возникновении краевого света вследствие отклонения световых лучей в расположенной у края экрана зоне, а не в результате излучения вторичных волн токами, индуцируемыми в крае экрана падающей волной.

Таблица 4

Характер изменения интенсивности света в области тени экрана при плоской падающей волне

№ п/п	h_3 , мкм	H , мкм	R , мкм	ϵ , мин	Δh_3 , мкм	$\frac{I_{т.с}}{I_{п.с}} \cdot 10^3$	$\frac{I'_{т.с}}{I_{п.с}} \cdot 10^3$	$\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}}$	$\left(\frac{H_0}{H_i} \right)^2$	$\left(\frac{R_0}{R_i} \right)^2$	$\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}} \left(\frac{H_0}{H_i} \right)^2$	$\frac{I_{т.с.i}}{I_{т.с.0}} \left(\frac{R_0}{R_i} \right)^2$
0	2	2709,26	2697,26	93,14	0,0206	0,515	0,514	1	1	1	1	1
1	5	1304,53	1289,53	44,85	0,0896	2,24	2,22	4,35	4,31	4,37	1,008	0,994
2	10	699,8	679,8	24,06	0,3122	7,805	7,707	15,16	15	15,74	1,011	0,963
3	20	363,1	333,1	12,48	1,1387	28,47	28,26	55,28	55,66	65,56	0,993	0,843
4	30	245,18	205,18	8,43	2,3833	59,58	62,78	115,7	122,1	172,82	0,947	0,67
5	40	185,06	135,06	6,36	3,89	97,23	110,2	188,8	214,32	398,8	0,881	0,473
6	50	148,62	88,62	5,11	5,493	137,33	170,85	266,66	332,3	—	0,802	—
7	60	124,17	54,73	4,27	7,067	176,68	—	343,06	476	—	0,721	—
8	81,61	91,608	0	3,15	10,045	251	450	487,5	874,7	—	0,557	—

1. *Терентьев Ю.И.* О причинах возникновения краевой волны, влиянии на нее поглощающей способности, толщины и формы дифрагирующего экрана // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 4. С. 510–520.
2. *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.
3. *Терентьев Ю.И.* Зависимость углов отклонения лучей краевого света от длины волны // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 7. С. 540–542.
4. *Терентьев Ю.И.* К вопросу о дифракции света на плоском тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. 1989. Т. 2. № 11. С. 1141–1146.
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.
6. *Терентьев Ю.И.* Особенности рассеяния света в области тонкого края непрозрачного экрана. Ч. I. // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 12. С. 1093–1097.

Yu.I. Terentyev. **Dependence of light intensity in opaque screen geometric shadow on angles of light ray deviation in the range near the screen's edge.**

Relations for intensity of edge light (boundary wave) propagated from the screen edge region in the direction of its shadow are derived, which are based on experimentally stated expressions for angles of edge rays deviations depending on the distance between the initial ray trajectory and straight line edge of a thin screen. A comparison with experimental facts counts in favor of the derived relations.