

Ю.И. Терентьев

Особенности дифракции света на экране с прямолинейным краем при малых значениях толщины, плотности вещества экрана

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 5.02.2002 г.

Экспериментально установлено значительное ослабление относительной интенсивности света в максимумах и ее усиление в минимумах дифракционной картины от практически непрозрачного экрана при одновременном усилении освещенности в области тени в случае уменьшения толщины края или плотности вещества экрана до малых значений.

Как известно, Френель независимо от Юнга первоначально объяснял возникновение дифракционной картины от экрана интерференцией световых лучей, отраженных его краем, с прямопроходящими лучами. Но, не обнаружив влияния на дифракционные полосы формы края, толщины, поглощающей способности материала экрана, пришел к объяснению дифракции света на основе идеи вторичных волн и открытого Юнгом принципа интерференции [1].

Однако с появлением работ Магги, Зоммерфельда [2], Рабиновича [3], Малюженца [4] и других исследователей объяснение дифракции света совместным действием краевой и падающей волн оказалось более соответствующим физической сущности явления в сравнении с ее объяснением на основе интерференции вторичных волн от мнимых источников Гюйгенса–Френеля [3].

Возникновение дифракции света вследствие интерференции краевой (граничной) волны с падающей подтверждается также результатами экспериментальных исследований автора данной статьи, показавшими ошибочность отмеченных выше утверждений Френеля. В частности, в [5] осуществлено невозможное на основании теории Френеля–Кирхгофа усиление интенсивности света в \max и ее ослабление в \min дифракционной картины от экрана в 1,3 и более раз при неизменных параметрах дифракционной схемы, ширине, форме волнового фронта и величине светового потока падающей волны, являющееся ярким свидетельством мнимости френелевых вторичных волн.

В работах [6–8] обнаружено существование в воздухе над поверхностью экранов, а также по обе стороны границы раздела сред с различной оптической плотностью зоны шириной порядка $60\div 80$ мкм (зоны отклонения или краевой зоны) [8], в которой лучи падающего света отклоняются в направлении от экрана и в сторону его тени, становясь краевыми лучами.

На основании [9] отклонение лучей с $\lambda = 0,53$ мкм в зоне у прямолинейного края тонкого экрана (лезвия бритвы) характеризуется формулой

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

где ε – угол отклонения, мин; h_3 – расстояние между первоначальной траекторией луча и краем экрана, $h_3 \geq 0,9$ мкм.

Согласно [10, 11] фазы компонент краевого света, отклоняемых от экрана и в область тени, испытывают в момент отклонения начальный сдвиг соответственно по направлению (+) их распространения и против него (–), равный $0,5\pi$ [12], а не 0 и π , как это утверждается в [2, 3].

На основании [7] распространяющийся от экрана краевой свет состоит из отклоненных в зоне на экран и от него лучей, образующих основную компоненту, и лучей, отраженных от его края по обе стороны первоначального направления, отчасти также после их предварительного отклонения в зоне. Испытав сдвиг фазы на $-0,5\pi$ при отклонении на экран и на π в процессе отражения, отраженная компонента краевого света, распространяющаяся на освещенной стороне, оказывается в фазе с основной. Компонента краевого света, отражающегося в область тени, после потери полуволны при отражении оказывается, наоборот, в противофазе с основной компонентой того же направления. В условиях взаимного усиления основной и отраженной компонент на освещенной стороне и ослабления их в области тени распространяющиеся от экрана и в его тень потоки краевого света имеют приблизительно одинаковую величину.

Возникновение основной части граничной волны не на крае экрана [3], а в области над ним показывает, что в видимом диапазоне поверхностные токи Пуанкаре [13], являющиеся в теории Зоммерфельда источниками вторичных волн, либо не индуцируются падающей на экран волной, либо излучаемые ими волны вносят незначительный вклад в результирующий поток краевого света. Это заключение согласуется с утверждением Малюженца [13] об ошибочности представления о поверхностных токах как первопричине дифракционного поля.

Отсутствие реальных френелевых вторичных волн и индуцированных токов в области возникновения краевой волны; нереальность существования в ней, из-за малой плотности воздуха, градиента показателя преломления, способного вызывать отклонение лучей на углы, достаточные для образования дифракционных картин; противоречие диффузионной гипотезы Юнга–Малюженца экспериментальным фактам [6]; отклонение краевых лучей на больших расстояниях от экрана в сравнении с λ , по-видимому, свидетельствуют о наличии истины в гипотезе Ньютона относительно существования взаимодействия световых частиц с телами на расстоянии [14]. С признанием реальности данного взаимодействия становится ясной причина отклонения световых лучей в рассмотренных условиях, если понимать под лучом света траекторию, по которой распространяется световой квант совместно со связанной с ним элементарной световой волной [15].

В данной статье рассматриваются результаты экспериментального исследования дифракции света на экране, имеющем в 64 раза меньшую толщину по сравнению с толщиной кромки лезвия (бритвы), указывающие совместно с [5] на ошибочность существующих со времен Френеля представлений о независимости дифракции света от толщины экрана.

Эксперименты проводились на основе схемы, приведенной на рис. 1, где S' – изображение щели S , являющееся линейным источником света; \mathcal{E} – тонкий

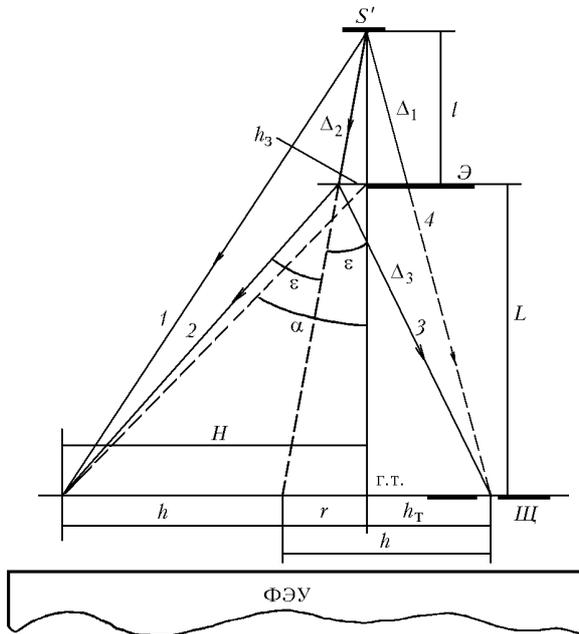


Рис. 1. Схема дифракции на тонком экране с прямолинейным краем светового пучка от линейного источника света

экран с прямолинейным краем, расположенный на расстояниях $l = 12$ мм, $L = 99,5$ мм соответственно от S' и плоскости наблюдения дифракционной картины; \mathcal{C} – сканирующая щель шириной 20 мкм; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; 1, 2 – прямопроходящий и краевой лучи, интерферирующие в полосах дифракционной картины; 3 – краевой луч, распространяю-

щийся в тень экрана; h – расстояния до точек падения краевых лучей от проекций их первоначальных траекторий; H – расстояния от центров дифракционных полос до границы тени (г.т.); h_T – расстояние от г.т. до точки падения краевого луча 3. Не показанная на рис. 1 щель S освещается параллельным пучком зеленого света ($\lambda = 0,53$ мкм), сформированного из излучения лампы накаливания. Изображение S' создается объективом «Юпитер-8». Ширина S , S' равна 36 мкм. Световой пучок ограничен установленной перед объективом апертурной щелью шириной 3,4 мм по \min_1 дифракционной картины от S . Вследствие этого при выведенном из пучка экране распределение интенсивности по его ширине в плоскости щели \mathcal{C} аналогично ее распределению в центральном максимуме от S . Для получения наибольшей интенсивности краевых лучей край экрана установлен на ось пучка по ослаблению распространяющегося от S' светового потока до половины.

В качестве экрана была использована пленка Al, напыленная на лавсановую пленку толщиной 13 мкм, ослабляющая падающий на нее свет в 8700 раз. Рассчитанная по весу и площади толщина пленки Al $t = 5,4 \cdot 10^{-2}$ мкм. Для определения веса пленки использовались весы ВЛМ-20г-М.

С целью выявления особенностей дифракции света на данном экране были исследованы также дифракционные картины от лезвия («Ladas») и экрана из непрозрачного слоя сажи толщиной 70 мкм (нанесенного на поверхность пластинки из стекла К8 толщиной 0,5 мм в пламени горящего керосина) при неизменных параметрах экспериментальной схемы и световом потоке источника.

Результаты исследования дифракционной картины от лезвия характеризуются табл. 1; от экрана – пленки Al и экрана из сажи – соответственно табл. 2, 3. В табл. 1–3: I_n , I_c – интенсивности света в дифракционных полосах и падающей волне; $I_{отн} = I_n / I_c$; a_k – амплитуда краевой волны, равная $(\sqrt{I_n} - \sqrt{I_c})$; $I_{к.л}$, $I_{к.с}$ – интенсивности краевого света, равные a_k^2 ; $A = a_k H$; $I'_{отн} = (\sqrt{I_{с.г}} \pm a_k)^2 / I_{с.г}$ – относительная интенсивность дифракционных полос при постоянной интенсивности света по ширине волнового фронта, равной ее значению $I_{с.г}$ на границе тени, т.е. интенсивность, характеризуемая интегралами Френеля. В экспериментах с лезвием г.т. определялась по H между нею и \max_1 , характеризуемому на основании [12] формулой

$$H = (r + h) = [h_3(L + l) / l + \sqrt{(\kappa_0 + \kappa)\lambda L(L + l) / l}], \quad (2)$$

где $(\kappa_0 + \kappa)$ – число $\lambda/2$ в геометрической разности хода между лучами 1, 2; $\kappa = 0, 2, 4, \dots$, соответствует \max , а $\kappa = 1, 3, 5, \dots$, – \min ; $\kappa_0 = 0,5$ представляет собой упомянутый выше начальный сдвиг между падающим и краевым светом на $0,5\lambda/2$ по направлению распространения краевых лучей, происходящий при их отклонении в зоне в направлении от экрана. При замене лезвия пленкой Al и экраном из сажи г.т. находилась по прежнему расстоянию от нее до оси

Таблица 1

Характеристика дифракционной картины от лезвия

Полоса	H , мм	I_{II} , отн. ед.	I_C , отн. ед.	$I_{отн}$	a_k	$I_{к.л.}$, отн. ед.	A	$I'_{отн}$	ε , мин	h_3 , мкм
max ₁	0,629	99,62	70,4	1,415	1,5903	2,53	1	1,361	17,1	14,4
min ₁	0,959	32,46	45,4	0,715	1,0406	1,083	0,998	0,794	29,61	8
max ₂	1,211	38,81	29,2	1,329	0,8258	0,682	1	1,18	38,24	6
min ₂	1,407	12,64	17,7	0,714	0,6521	0,425	0,918	0,868	45,25	4,95
max ₃	1,594	15,6	11,1	1,4054	0,618	0,382	0,985	1,334	51,31	4,27
Г.т.	0	22,8	91,3	0,2494	–	–	–	–	–	–

Таблица 2

Характеристика дифракционной картины от экрана толщиной $5,4 \cdot 10^{-2}$ мкм

Полоса	H , мм	I_{II} , отн. ед.	I_C , отн. ед.	$I_{отн}$	a_k	$I_{к.}$, отн. ед.	$I_{к.л.}/I_{к.}$	A
max ₁	0,645	90,11	68,87	1,3085	1,194	1,4256	1,774	0,77
min ₁	0,946	42,26	49,73	0,8498	0,5511	0,3037	3,566	0,52
max ₂	1,193	36,65	31,52	1,163	0,4403	0,194	3,517	0,52
min ₂	1,399	17,86	19,34	0,9217	0,1713	0,0294	14,49	0,24
max ₃	1,595	12,37	11,09	1,1158	0,1875	0,0352	10,86	0,3
Г.т.	0	28,48	91,3	0,312	–	–	–	–

Таблица 3

Характеристика дифракционной картины от экрана – непрозрачного слоя сажи толщиной 70 мкм

Полоса	H , мм	I_{II} , отн. ед.	I_C , отн. ед.	$I_{отн}$	a_k	$I_{к.с.}$, отн. ед.	$I_{к.л.}/I_{к.с.}$	A	$I'_{отн}$
max ₁	0,597	99,72	73,1	1,364	1,4357	2,061	1,227	0,857	1,323
min ₁	0,943	39,71	52	0,764	0,9077	0,824	1,314	0,856	0,819
max ₂	1,188	39,52	33	1,199	0,546	0,298	2,77	0,649	1,1166
min ₂	1,389	16,49	19	0,867	0,3003	0,09	4,71	0,417	0,9372
max ₃	1,568	13,1	11	1,192	0,1552	0,0926	4,12	0,243	1,032
Г.т.	0	24,23	91,3	0,2655	–	–	–	–	–

светового пучка ввиду неизменных параметров схемы и положения экрана.

Как видно из сравнения значений $I_{отн}$ табл. 1, 2, замена лезвия пленкой Al привела к усиливающемуся с ростом порядка полос ухудшению контрастности дифракционной картины, проявляющемуся в уменьшении интенсивности max и увеличении интенсивности min. Судя по значениям $I_{к.л.}/I_{к.}$, причиной его явилось падение интенсивности краевого света, усиливающееся с ростом порядка полос и, следовательно, угла дифракции $\alpha = (H/L) 57,3^\circ \cdot 60' = 3438H/L$, мин, и угла $\varepsilon = 3438h/L$, мин.

Одновременно произошло небольшое смещение полос, при котором H_{max_1} увеличилось; расстояние между max₁ и min₁ уменьшилось на 29 мкм, а между другими полосами осталось почти неизменным. Это, по-видимому, вызвано небольшим увеличением κ_0 относительно вышеприведенного значения, так как согласно (2) рост κ_0 сопровождается сокращением расстояния между полосами, быстро уменьшающимся с увеличением их порядка из-за уменьшения доли κ_0 в сумме $(\kappa_0 + \kappa)$. Смещение max₁ от г.т. привело к уменьшению соответствующей ему I_C .

В случае дифракции света на пленке Al A уменьшается с ростом порядка полос, т.е. a_k перестала быть обратно пропорциональной H и $\text{tg}\alpha = H/L$ [10].

В отличие от ослабления интенсивности краевой волны на освещенной стороне уменьшение толщины экрана вызвало усиление интенсивности I_T краевой волны, распространяющейся в область тени пленки Al, характеризуемое приведенными в табл. 4 значениями отношения I_T к интенсивности света $I_{т.л.}$ в тени лезвия.

Таблица 4

Характер распределения I света в области тени экрана – лезвия и экрана пленки Al

h_T , мкм	$I_{т.л.}$, отн. ед.	I_T , отн. ед.	$I_T/I_{т.л.}$	Поло-са	I_C , отн. ед.	a_4	I_3	$\Delta_T, \lambda/2$
0	22,84	28,56	1,251					
58	18,4	23,3	1,266					
108	14,9	19,31	1,296					
158	12,7	16,7	1,315	max ₁	89,76	0,1017	15,88	0,245
208	10,7	14,07	1,315					
258	8,8	11,53	1,31					
308	7,5	9,6	1,28					
358	6,3	7,8	1,235					
408	5,4	6,57	1,216	min ₁	80,1	0,096	7,1	0,565
458	4,65	5,68	1,222					
508	4	5,02	1,255					
558	3,5	4,55	1,3					
608	3,1	4,17	1,345					
658	2,7	3,82	1,415					
708	2,35	3,47	1,475					
758	2,1	3,25	1,545					
808	1,85	3,00	1,619	max ₂	56,4	0,0806	2,73	1,55
858	1,7	2,64	1,555					
908	1,53	2,3	1,50					
958	1,35	1,96	1,455					

Казалось бы, ослабление интенсивности краевой волны на освещенной стороне и ее усиление в тени экрана очень малой толщины можно полностью объяснить уменьшением количества света, отражаемого от края экрана, так как ослабление отраженных компонент краевой волны вызывает ослабление результирующей краевой волны, распространяющейся на освещенной стороне, и ее усиление в области тени. Однако по данным [16] интенсивность отраженной

компоненты на освещенной стороне растет с увеличением α и на α , соответствующем положению \max_1 в дифракционной картине от пленки Al, близка к 0. Следовательно, \max_1 в рассматриваемых картинах образуются в результате интерференции с падающим светом основной компоненты краевой волны. При этом интенсивность краевого света, приходящего в \max_1 дифракционной картины от пленки Al, оказывается в 1,774 раза меньше ее значения в \max_1 дифракционной картины от лезвия. Данное ослабление основной компоненты свидетельствует об уменьшении эффективности отклонения световых лучей в зоне отклонения экрана – пленки Al, так как оно вызывает сужение ширины зоны, в которой происходит отклонение лучей в прежнем диапазоне углов, и соответствующее ему уменьшение потока отклоненных лучей.

Уменьшение эффективности отклонения лучей в зоне, расположенной над краем пленки Al, в свою очередь, свидетельствует о ее зависимости от количества вещества экрана в области взаимодействия световых лучей с экраном, проявляющейся при его малых значениях.

Несмотря на увеличение интенсивности отраженной компоненты, распространяющейся на освещенной стороне, с ростом α ее значение в \max_3 значительно меньше интенсивности основной компоненты. Поэтому даже полное устранение отраженной составляющей краевой волны не может вызвать такого сильного ослабления I_k с ростом порядка полос, которое характеризуется $I_{k,l}/I_k$. Следовательно, ослабление эффективности отклонения лучей по ширине зоны пленки Al меняется таким образом, что уменьшение интенсивности отклоняемых лучей усиливается с увеличением угла их отклонения.

Обозначим через a_{k1} , a_1 , a_T , a_2 амплитуды результирующих и основных компонент краевого света в \max_1 дифракционной картины от лезвия и в его тени на $h_T = h_{\max_1}$; $a_{от}$ – амплитуду отраженной компоненты в тени лезвия на указанном расстоянии; a_3 – ослабление амплитуды краевой волны вследствие уменьшения эффективности отклонения лучей в зоне пленки Al. Поскольку отраженная компонента в \max_1 близка к 0, $a_{k1} = a_1 = 1,59$. В связи с одинаковым значением интенсивности краевого света на освещенной стороне и в области тени, когда экраном является лезвие, $a_T = a_{k1} = 1,59$. Благодаря очень малой отражающей поверхности на крае пленки Al, в сравнении с нею у лезвия, примем равной 0 амплитуду отраженной компоненты в тени пленки. В случае экрана – лезвия $a_T = (a_2 - a_{от})$. Так как $a_1 = a_{k1} = a_T$, то $a_1 = (a_2 - a_{от})$. Из-за ослабления I_k в \max_1 в 1,774 раза и усиления I_T в 1,374 раза (см. табл. 4) на $h_T = h_{\max_1}$ амплитуда результирующей компоненты в \max_1 от пленки Al $a'_{k1} = a_{k1}/\sqrt{1,774} = 1,194 = (a_1 - a_3)$; амплитуда результирующей компоненты в тени пленки Al

$$\begin{aligned} a'_T &= (a_2 - a_3) = (a_1 + a_{от} - a_3) = \\ &= [(a_1 - a_3) + a_{от}] = a_T \sqrt{1,374} = 1,864. \end{aligned}$$

На основании этого

$$a_{от} = (1,864 - 1,194) = 0,67; I_{от} = 0,449;$$

$$a_2 = (a_1 + a_{от}) = (1,59 + 0,67) = 2,26;$$

$$I_2 = a_2^2 = 5,109; I_2/I_{k,l1} = 5,109/2,529 = 2,02;$$

$$I_{от}/I_{k,l1} = 0,449/2,529 = 0,177;$$

$$a_3 = (a_1 - 1,194) = (1,59 - 1,194) = 0,396 < a_{от}.$$

Поэтому усиление интенсивности краевой волны в тени пленки, вследствие исчезновения отраженной компоненты, доминирует над ее ослаблением из-за уменьшения эффективности отклонения лучей. Как результат, интенсивность краевой волны в тени пленки имеет большее значение, чем в тени лезвия.

Согласно данным табл. 1, 3 при дифракции света на экране из сажи дифракционная картина, подобно картине от пленки Al, имеет меньшую контрастность полос в сравнении с картиной от лезвия, также ухудшающуюся с ростом их порядка. Однако уменьшение контрастности полос и ослабление интенсивности краевого света на освещенной стороне в данном случае имеют менее выраженный характер, чем при дифракции света на пленке Al.

Одновременно с уменьшением интенсивности краевых лучей на освещенной стороне произошло ее увеличение в области тени относительно значения интенсивности в тени лезвия в $1,29 \div 1,52$ раза при изменении h_T от 0 до 1,170 мм и в 1,322 раза при $h_T = h_{\max_1}$, т.е. примерно как в тени пленки Al.

Хотя уменьшение $I_{k,c}$ в \max_1 незначительно в сравнении с соответствующим изменением I_k , но оно имеет место. Следовательно, ослабление интенсивности краевой волны на освещенной стороне и ее усиление в области тени до указанных значений обусловлены не только уменьшением отраженной компоненты, вследствие поглощения отражаемых лучей сажей, но и небольшим ослаблением эффективности отклонения лучей в зоне у края сажи.

Существование данного ослабления при толщине слоя сажи приблизительно в 20 раз больше толщины кромки лезвия и в 1290 раз больше толщины пленки Al можно объяснить малой плотностью сажи в эксперименте, равной (на основании установленных веса и объема) 0,0173 г/см³ и в 156 раз меньшей плотности Al. Благодаря этому количеству вещества сажи в области взаимодействия отклоняемых лучей с нею оказывается сопоставимым с его значением при дифракции света на пленке Al.

Вследствие неполного поглощения сажей лучей, падающих на край экрана, и большей отражающей поверхности, в сравнении с нею на кромке лезвия, при дифракции света на экране из сажи отраженная компонента краевого света не уменьшается до 0. Обозначим через $a'_{от}$ разность между амплитудами отраженных компонент в тени лезвия и экрана из сажи на $h_T = h_{\max_1}$; $a_{k,c}$, $a_{T,c}$ – амплитуды результирующих краевых компонент в \max_1 и в тени на $h_T = h_{\max_1}$ в слу-

чае дифракции света на сажевом экране; $a_{3,c}$ – ослабление амплитуды краевой волны, обусловленное уменьшением эффективности отклонения лучей в зоне у края сажи.

Исходя из вышеприведенных сведений:

$$a_{к.с} = a_{к1} / \sqrt{1,227} = 1,4356 = (a_1 - a_{3,c});$$

$$a_{3,c} = (1,59 - 1,4356) = 0,1547; a_T = (a_2 - a_{от}) = a_1;$$

$$a_{T,c} = [a_2 - (a_{от} - a'_{от}) - a_{3,c}] = [(a_2 - a_{от}) + a'_{от} - a_{3,c}] =$$

$$= [(a_1 - a_{3,c}) + a'_{от}] = (1,4356 + a'_{от}) = a_T \sqrt{1,322} = 1,8283;$$

$$a'_{от} = (1,8283 - 1,4356) = 0,3927 > a_{3,c}.$$

В результате этого интенсивность света в тени экрана из сажи оказывается больше ее значения в области тени лезвия. Благодаря поглощению сажей интенсивность отраженной компоненты уменьшилась в $0,67^2 / (0,67 - 0,3927)^2 = 5,85$ раза в сравнении с ее значением в тени лезвия.

При оформлении края сажи в виде клина шириной 50 мкм и с толщиной кромки около 4 мкм, с целью уменьшения количества сажи в нем, дифракционные полосы оказались на грани исчезновения, а интенсивность краевой волны на освещенной стороне уменьшилась в среднем в 6,6 раза относительно ее значений в табл. 3, что видно по данным табл. 5, где $I_{с.к}$ – интенсивность краевой волны в рассматриваемом случае.

Таблица 5

Характеристика дифракционной картины от экрана из сажи с толщиной кромки 4 мкм

Поло-са	H, мм	$I_{п.}$ отн. ед.	$I_{с.}$ отн. ед.	$I_{отн}$	a_k	$I_{с.к.}$ отн. ед.	$I_{к.с}/I_{с.к}$
max ₁	0,577	81,46	72,35	1,126	0,52	0,2704	7,622
min ₁	0,914	46,1	51,14	0,901	0,3632	0,132	6,246
max ₂	1,176	31,19	28,66	1,088	0,2309	0,0533	5,59
min ₂	1,346	18,94	19,95	0,9493	0,1146	0,0131	6,88
max ₃	1,546	11,87	11,06	1,073	0,1192	0,0142	6,52
Г.т.	0	48,72	91,54	0,532	–	–	–

Приведенные в табл. 4 значения $I_T/I_{T.л}$ свидетельствуют о существовании в области тени пленки Al max и min освещенности, возникших вследствие интерференции краевых лучей 3 интенсивностью I_3 с лучами 4 падающей волны, характеризуемой амплитудой a_4 после прохождения через пленку. Возникающая между ними геометрическая разность хода $\Delta_T = (\Delta_2 + \Delta_3 - \Delta_1) = \kappa_T \lambda / 2$ при учете выражения (1) определяется формулой

$$\kappa_T = \left\{ \frac{h_T - 0,786 \cdot 10^{-3}(L + l) / l}{2} + \sqrt{\frac{[h_T - 0,786 \cdot 10^{-3}(L + l) / l]^2 + \frac{75,48 \cdot 10^{-6} L(L + l)^2}{l}}{4}} \right\}^2 / \frac{\lambda L(L + l)}{l}.$$

В min₁, удаленном от г.т. на $h_T = 0,408$ мм, $\Delta_T = 0,565\lambda / 2$. С учетом существования начального запаздывания на $\Delta_H = 0,5\lambda / 2$ у отклоняемых в тень экрана лучей полная разность хода $\Delta_H = 1,065 \cdot \lambda / 2$, на $0,065\lambda / 2$ больше разности хода, необходимой для образования min₁.

Если данная Δ вызвана увеличением оптического пути у лучей 4 в пленке Al, то показатель преломления Al $n = (\Delta\lambda / 2t + 1) = 1,322$. Эта величина близка к n Al для желтой линии Na, равной, по Друде, 1,44 [17].

Как видно, дифракция света на экранах с очень малым пропусканием падающей волны (при котором являющийся помехой краевой свет из зоны отклонения, находящейся в экране у его края, практически равен 0) позволяет просто определять n металлов и сильнопоглощающих веществ. Согласно табл. 4 в max₂ $\Delta_T = 1,55\lambda / 2$. Тогда $\Delta_H = (1,55\lambda / 2 + \Delta_H) = 2,05\lambda / 2$ при необходимой разности хода, равной λ .

Образование рассмотренных полос при Δ_T , отличающейся на $0,5\lambda / 2$ от необходимой, является дополнительным подтверждением возникновения начального запаздывания у лучей, распространяющихся после отклонения в зоне в область тени, отрицаемого теорией.

Описанное в статье ослабление краевого света с уменьшением толщины, плотности вещества экрана до малых значений должно приводить к ослаблению дифракционной составляющей в свете, рассеянном аэрозольными частицами в сопоставимых условиях.

Кроме того, экспериментально установленное в [10, 12] и подтверждаемое рассмотренными результатами возникновение начального сдвига на $\pm 0,5\lambda / 2$ у краевых лучей при их появлении в процессе дифракции света должно являться одной из причин искажения волнового фронта распространяющегося через аэрозоль излучения.

1. Френель О. Избранные труды по оптике / Пер. с фр. Г.С. Ландсберга. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1955. 500 с.
2. Зоммерфельд А. Оптика. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1953. 403 с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 533 с.
4. Физико-энциклопедический словарь. Т. 1. М.: ГНИ, 1960.
5. Терентьев Ю.И. О возможности изменения относительной интенсивности полос дифракционной картины света от экрана // Оптика атмосф. 1991. Т. 4. № 5. С. 462–467.
6. 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..
7. Терентьев Ю.И. Исследование причин и особенностей образования краевого света в оптически более и менее плотных средах // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 6. С. 811–818.
8. Терентьев Ю.И. Об экспериментальной оценке глубины области отклонения краевых лучей света // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 345–348.
9. 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.
10. Терентьев Ю.И. К вопросу дифракции света на плоском тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. 1989. Т. 2. № 11. С. 1141–1147.

11. *Терентьев Ю.И.* Новые сведения о дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. и океана. 1996. Т. 9. № 3. С. 314–323.
12. *Терентьев Ю.И.* Экспериментальное исследование дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 411–413.
13. *Хенль Х., Мауэ А., Вестпфаль К.* Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.
14. *Франкфурт У.И.* Творцы физической оптики. М.: Наука, 1973. 351 с.
15. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
16. *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.
17. *Друде П.* Избранные труды классиков физической оптики. Оптические постоянные и поверхностные слои. Новосибирск: ВО «Наука», 1994. 480 с.

Terent'ev Yu.I. **Peculiarities of light diffraction at a screen with a straight edge at small values of screen thickness and density.**

It was found experimentally that the relative light intensity considerably reduced at maximums and increased at minimums of the diffraction pattern from an almost opaque screen with simultaneous growth of illumination in the shadow region in the case of decrease in the edge thickness or density of the screen substance down to small values.