

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН
В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 535.4

Ю.И. Терентьев

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЧИН И ОСОБЕННОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ КРАЕВОГО СВЕТА
В ОПТИЧЕСКИ БОЛЕЕ И МЕНЕЕ ПЛОТНЫХ СРЕДАХ

Экспериментально доказано существование в оптически более плотной среде над границей раздела сред зоны, являющейся основным источником краевого света вследствие происходящего в ней отклонения световых лучей по обе стороны первоначального направления.

Установлено, что крайовой свет из оптически более плотной среды обладает резко выраженной асимметрией относительно направления падающего света. Дано объяснение ее причины. Экспериментально исследовано влияние поляризации на крайовой свет из оптически более плотной среды. Поставлены эксперименты, показывающие, что зоны отклонения оптически менее и более плотных сред отклоняют одни и те же лучи света в противоположных направлениях.

Настоящая работа является продолжением исследований, описанных в [1]. Они показывают, что над поверхностью тел в воздухе существует зона, отклоняющая лучи падающего света по обе стороны первоначального направления, создавая тем самым основную часть потока краевого света.

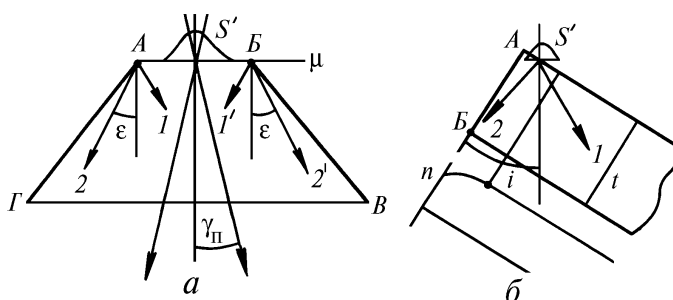


Рис. 1. Схема исследования причины образования краевого света в оптически более плотных средах

Чтобы выяснить причину возникновения крайовой волны в оптически более плотных однородных средах, заменим в приведенной на рис. 1 [1] экспериментальной схеме щель \mathcal{S}' прямоугольной призмой с полированной кромкой AB (рис. 1, *a*). Призма изготовлена из оптического стекла К8, ее высота составляет 6,2 мм, ширина кромки t равна 114 мкм. Кромка совмещена с плоскостью изображения S' линейного источника света. Как и прежде, расстояние от S' до входа в ФЭУ L равно 118 мм; ширина S' – 23 мкм; угловая полуширина выходящего из S' светового пучка $\gamma_n = 1,4 \div 1,6^\circ$; ширина проекции пучка на входе в ФЭУ составляет $6 \div 6,6$ мм. Изображение линейного источника S' показано на рисунке в виде примерного распределения интенсивности света по его ширине.

При перемещении призмы из положения, в котором S' расположено посередине кромки и падающий пучок не возмущен, в сторону сближения S' с ребром A через некоторое время в поле зрения по обе стороны проекции падающего пучка появляются горизонтальные ленты L_1, L_2 , образованные крайевыми лучами $1, 2$, подобные лентам от \mathcal{S}' . В случае сближения S' с ребром B появляются зеркально противоположные L_1' и L_2' .

Согласно [1] потоки крайевых лучей $1, 1'$ на начальных участках L_1, L_1' шириной 5,5 мм ($\Phi_{111}, \Phi_{11'1}$) в момент их максимального значения образуются лучами из центра S' .

Как показали эксперименты, величина перемещения призмы $\Delta\mu_1$ из положения максимального значения $\Phi_{\text{л}11}$ до максимального значения $\Phi_{\text{л}1'1}$ равна 106 мкм, т.е. $\Phi_{\text{л}11}$ и $\Phi_{\text{л}1'1}$ достигают наибольшей величины не тогда, когда центр S' выходит на ребра, а в те моменты, когда он удален от них на $h_{3,1} = (t - \Delta\mu_1) / 2 = 4$ мкм. Следовательно, в оптически более плотной среде (призме) над границей раздела AG (BB) стекла с воздухом также существует зона отклонения падающих лучей по обе стороны от первоначального направления, в результате которого они становятся краевыми лучами. Полученное значение $h_{3,1}$ примерно равно значению $h_{3,1}$ в воздухе [1].

Во время сближения S' с ребрами кромки $\Phi_{\text{л}11(1'1)}$ достигает максимальной величины при расстоянии от его центра до ребер, которое на 2,7 мкм больше соответствующего расстояния в момент максимального значения $\Phi_{\text{л}21(2'1)}$.

Т а б л и ц а 1

Н, мм	$\Phi_{\text{л}1P}$ отн.ед	$\Phi_{\text{л}2P}$ отн.ед	$\frac{\Phi_{\text{л}1i}}{\Phi_{\text{л}2i}}$
5,8	122,4	18,6	6,6
11,6	23,2	3,8	6,2
17,4	11,1	1,36	8,2
23,2	7,3	0,7	10,3

В табл. 1 приведены данные, характеризующие интенсивность краевых лучей $1(1')$, $2(2')$ в зависимости от $H(\varepsilon)$ при лазерном источнике света с $\lambda = 0,6328$ мкм и с электрическим вектором в плоскости падения (P -компонента). (H – расстояние между осью падающего пучка и центрами последовательно расположенных по длине лент в плоскости ФЭУ интервалов шириной 5,5 мм). Согласно этим данным краевой свет из оптически более плотной среды обладает резко выраженной асимметрией, растущей с увеличением H , поэтому лента $L_{1(1')}$ – длинная, яркая, $L_{2(2')}$ – короткая, слабая.

Для краевого света из призмы отношение $\Phi_{\text{л}11P}$ к $\Phi_{\text{л}11S}$ равно 1,18, а $\Phi_{\text{л}21P}$ к $\Phi_{\text{л}21S}$ – 0,77. В сравнении с краевым светом от лезвия здесь P -компонента краевых лучей $1(1')$ сильнее S -компоненты, а P -компонента краевых лучей $2(2')$ слабее S -компоненты, поэтому $\Phi_{\text{л}11P} / \Phi_{\text{л}21P} = 6,8$, а $\Phi_{\text{л}11S} / \Phi_{\text{л}21S} = 4,4$.

Когда электрический вектор перпендикулярен плоскости падения, то $\Phi_{\text{л}11}$ из призмы в 2,11 раза сильнее, чем от лезвия. При электрическом векторе в плоскости падения $\Phi_{\text{л}11}$ из призмы в 2,34 раза больше $\Phi_{\text{л}11}$ от лезвия. Если электрический вектор перпендикулярен плоскости падения, то $\Phi_{\text{л}21}$ из призмы в 1,34 раза меньше $\Phi_{\text{л}21}$ от лезвия. При электрическом векторе в плоскости падения $\Phi_{\text{л}21}$ из призмы в 2,8 раза меньше $\Phi_{\text{л}21}$ от лезвия.

Когда источником краевого света является зона отклонения лезвия, то $\Phi_{\text{л}11} / \Phi_{\text{л}12} = 5,6$; $\Phi_{\text{л}21} / \Phi_{\text{л}22} = 5$. В случае краевого света из зоны в призме данные отношения равны соответственно 5,3 и 4,9.

Как видно, краевой свет из призмы и от лезвия изменяется по одинаковому закону в зависимости от $H(\varepsilon)$.

Табл. 2 содержит данные по асимметрии краевого света, образованного в плоскопараллельных пластинках (рис. 1, б) из различных материалов, развернутых на угол $i = 14^\circ$ относительно оси падающего пучка (свет естественный).

Т а б л и ц а 2

Материал пластинок	$\frac{\Phi_{\text{л}11}}{\Phi_{\text{л}2i}}$	t , мм
Кристаллический кварц	1,52	3,5
Плавленый кварц	3,1	2,1
Стекло К8	3,56	2,2
Стекло ПС14	6,7	3

Исходя из наименьшей асимметрии краевого света, образованного в пластинке кристаллического кварца, и меньшей асимметрии краевых лучей, идущих из пластинки К8 (по срав-

нению с асимметрией краевого потока из призмы), можно предположить, что причиной ее существования является наличие в пластинках и призме переходного слоя [2], в котором показатель преломления n уменьшается от значения показателя преломления материала до некоторой величины в направлении к поверхности. В этом случае переходный слой будет препятствовать отклонению зоной пластинки лучей 2 на грань AB и содействовать отклонению лучей 1 в направлении от грани.

На рис. 2, *a*, *б* показано распределение интенсивности света в плоскости ФЭУ по ширине падающего пучка для случаев образования краевых лучей в области края лезвия и в области ребра A в призме. Кривые 1 характеризуют J в невозмущенном падающем пучке, кривые 2 – при нахождении центра S' в зонах отклонения лезвия и призмы посередине между его положениями во время максимальных значений Φ_{n11} и Φ_{n21} . Кривая 2 (рис. 2, *a*) приблизительно симметрична относительно оси невозмущенного пучка, тогда как кривая 2 (рис. 2, *б*) смещена вправо, т.е. вследствие влияния переходного слоя происходит <втягивание> более интенсивных краевых лучей 2, образующих L_2 , в пределы проекции невозмущенного падающего пучка и <выталкивание> из нее более интенсивных краевых лучей 1.

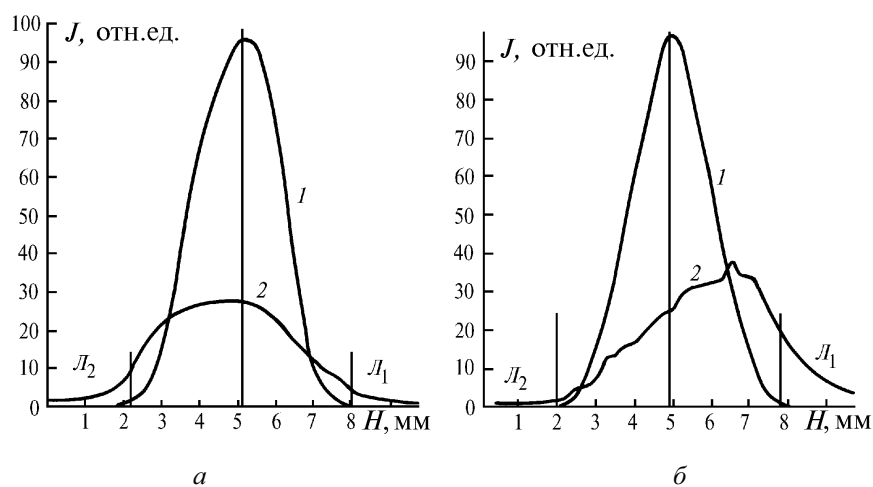


Рис. 2. Распределение интенсивности в краевом свете, идущем от лезвия и из оптически более плотной среды

В результате за пределами проекции пучка остается слабая часть L_2 и усиливается яркость L_1 .

Рассмотренные выше эксперименты с призмой были поставлены спустя три месяца после изготовления кромки AB . В экспериментах, проведенных через три дня после изготовления кромки, величина $h_{s,1}$ равнялась 4,2 мкм, т.е. имела такое же значение, как впоследствии, но $\Phi_{n11} / \Phi_{n21} = 2$, что в несколько раз меньше его значения в табл. 1. Данный факт свидетельствует об изменении n в переходном слое за время, прошедшее после изготовления кромки. В первоначальных экспериментах Φ_{n21} достигал наибольшего значения не при ближайшем расположении центра S' к ребру A по сравнению с его положением при $\Phi_{n11, \max}$, а наоборот, на удалении от него, равном 2,4 мкм. Этот факт и небольшая величина Φ_{n11} / Φ_{n21} позволяют предположить, что вначале изменение n имело примерно такой вид, как показано на рис. 3.

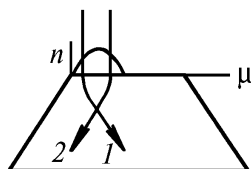


Рис. 3. Предполагаемый характер изменения показателя преломления в поверхностном слое кромки призмы из стекла К8

При расположении окна шириной 0,5 мм (стоящего на входе ФЭУ вместо окна шириной 5,5 мм) на начальном участке L_1 $\Phi_{n1,max}$ устанавливался тогда, когда расстояние от центра S' до ребра A было на 3,7 мкм больше его значения в момент максимума Φ_{n1} на периферийном участке L_1 , отстоящем от проекции падающего пучка на $H = 17,5$ мм. Очевидно, этот сдвиг примерно равен толщине слоя с положительным градиентом показателя преломления.

В экспериментах с призмой $\Phi_{n11} + \Phi_{n21} = 11,2$ отн. ед. Когда вместо призмы в плоскости S' стояло лезвие, то $\Phi_{n11} + \Phi_{n21} = 9,9$ отн. ед. Примерно одинаковое значение данных суммарных потоков показывает, что переходный слой расположен в пределах зоны отклонения. Как видно из рассмотренного, эксперименты с краевым светом из оптически более плотной среды позволяют обнаруживать переходные слои, оценивать их толщины и изменения во времени.

По существующим представлениям скользкий свет не преломляется, а в действительности же такое явление наблюдается [3, 4].

На рис. 4, *a* показаны две пластинки из оптических стекол ПС14 и К8, склеенные пихтовым бальзамом, длина пластинки ПС14 равна 5,45 мм, пластинки К8 – 5,3 мм. Передние грани пластинок находятся в одной плоскости. Поскольку длина пластинок различная, задние грани их смещены относительно друг друга на 150 мкм. Пластинка К8 является оптически более плотной средой по отношению к пластинке ПС14. Если вдоль границы раздела пластинок распространяется параллельный пучок, например зеленого света, то из пластинки К8 появляется преломленный свет, выходящий через грань ΓB . В связи с установлением факта существования зон отклонения световых лучей становится очевидным, что данное преломление является следствием отклонения части скользких лучей (2) в сторону границы раздела сред в зоне отклонения пластинки ПС14, после которого они преломляются обычным образом. На рис. 5 кривая *l* дает представление о распределении интенсивности J_n по ширине преломленного пучка на расстоянии $L = 101$ мм от пластинок. Участок *бв* кривой соответствует лучам, преломленным под предельным углом, определяемым выражением $\sin \beta_n = 1 / n_3$, где n_3 – относительный показатель преломления на границе раздела пластинок, равный 1,025 для зеленого света с $\lambda = 0,53$ мкм. Эти лучи появились в результате отклонения скользких лучей в слабой части зоны и поэтому достигших границы BV при таких углах падения, синус которых равен единице или близок к ней. Скользящие лучи, входящие в зону на меньших расстояниях до ребра B , отклоняются в сильной части зоны с быстро возрастающей к ребру эффективностью отклонения [1]. Вследствие этого их преломление происходит под различными углами β_n . Диапазон этих углов и интенсивность преломленных лучей характеризуются участком *аб* кривой *l*.

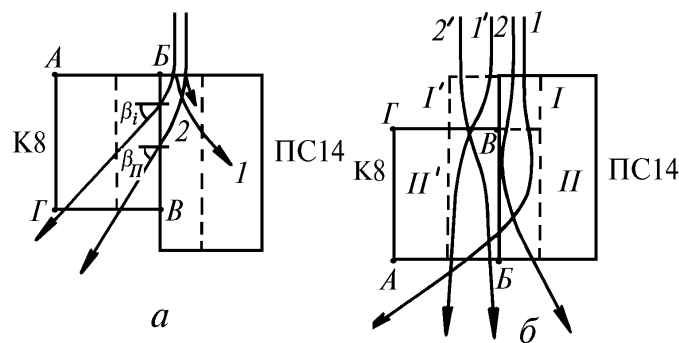


Рис. 4. Преломление скользкого света в области границы раздела находящихся в оптическом контакте пластинок из оптических стекол К8 и ПС14

Если перевернуть пластинки так, чтобы их задние грани стали передними (см. рис. 4, *б*), то скользкие лучи до отклонения в зоне II пластинки ПС14, расположенной над границей ее оптического контакта с К8 (в зоне оптически менее плотной среды – МПС) будут предварительно отклоняться в зоне выступа пластинки (I), которая является зоной оптически более плотной среды – БПС. В результате отклонения скользких лучей в последовательно расположенных зонах БПС и МПС преломленный поток оказался состоящим только из лучей, преломленных под предельным углом (кривая 2, рис. 5). Суть происходящего нетрудно понять, если допустить, что лучи, отклоняемые в зоне II влево, предварительно отклоняются в зоне I

вправо. Вследствие этого они, во-первых, входят в более слабую часть зоны II по сравнению со случаем, когда зоны I не было бы. Во-вторых, из-за изменения направления движения лучей от границы раздела на направление движения к границе, т.е. из-за необходимости устранения последствий влияния зоны I зоной II, они падают на границу раздела под малыми углами скольжения и на таких расстояниях от ребра B , на которых эффективность зоны по длине грани постоянная, либо изменяется незначительно, и благодаря этому преломляются под предельным углом.

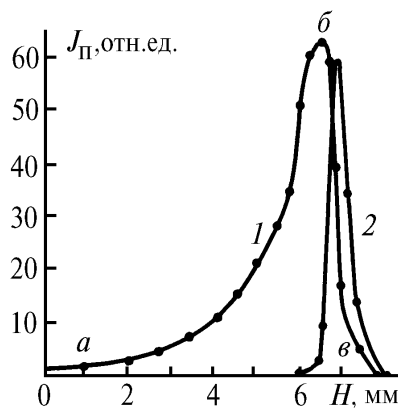


Рис. 5. Распределение интенсивности света по ширине преломленных пучков при преломлении скользких лучей

Те лучи, которые в зоне II должны отклоняться от границы раздела сред, в первой зоне отклоняются, наоборот, на границу раздела. В результате совместного, но противоположного действия зон I и II они либо падают на преломляющую поверхность под малыми углами скольжения за пределами эффективной части зоны, либо распространяются в противоположном направлении, образуя краевой свет (2) со значительно возросшей интенсивностью по сравнению с ее значением в экспериментах по схеме рис. 4, *a* из-за уменьшившихся углов отклонения лучей.

Благодаря противоположному действию зон отклонения МПС и БПС, лучи $1'$, $2'$ падающего света, распространяющиеся сначала в зоне отклонения в воздухе ($1'$), а затем в зоне пластинки К8 (II'), отклоняются на малые углы в сравнении с отклонением в одной зоне. Поэтому образуемая ими лента короткая и по яркости сравнима с яркостью невозмущенного падающего пучка.

Когда зоны отклонения в МПС и БПС расположены по обе стороны границы раздела (рис. 4, *a*), тогда лучи, отклоняемые на границу раздела в первой зоне, будут отклоняться в зоне II от данной границы, т.е. в направлении их отклонения в зоне I. В результате этого углы отклонения лучей будут больше углов отклонения их в одной зоне.

Если бы отклонение в зоне световых лучей на границу раздела сред (на экран) или в противоположном направлении имело случайный характер, то световые лучи, отклоненные в пределах какого-то диапазона углов относительно первоначального направления в зоне I, рассеялись бы на еще большие углы в следующей за ней зоне II. Однако после прохождения двух последовательно расположенных зон противоположной направленности действия краевого свет, наоборот, стягивается к оси падающего пучка. Это позволяет предположить, что в отношении направленности отклонения в зоне распространяющиеся по лучевым траекториям световые кванты находятся в двух, а возможно в трех состояниях.

В первом состоянии они отклоняются в сторону экрана, находящегося в воздухе, или границы раздела в зоне МПС, во втором – в обратном направлении, в третьем (промежуточном) состоянии их отклонение отсутствует.

Установим в плоскости S' тонкий экран (лезвие) \mathcal{E}_1 (рис. 6). На расстоянии $l = 3$ мм от него введем в пучок краевых лучей 1 (2) тонкий экран \mathcal{E}_2 . При этом из зоны отклонения последнего появляются краевые лучи $1'$, $2'$ ($1''$, $2''$), распространяющиеся по обе стороны первоначального направления.

Образование из краевого света одного направления вторичных краевых лучей, движущихся по двум противоположным направлениям, показывает, что вышеупомянутые состояния

квантов света не являются постоянными и могут сменяться на другие в различные временные интервалы, меньшие l/c . В результате световые кванты одного состояния, распространяющиеся по лучевым траекториям 1 (2) от \mathcal{E}_1 , на пути до \mathcal{E}_2 оказываются в двух состояниях и поэтому отклоняются в зоне \mathcal{E}_2 в область его тени и в противоположную сторону.

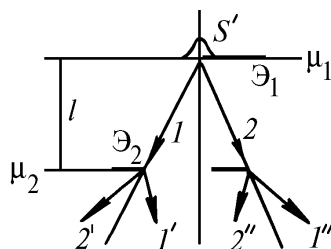


Рис. 6. Схема образования краевых лучей, распространяющихся по двум направлениям из краевого света одного направления

Чтобы краевым лучам $2''$ (рис. 8 [1]) от цилиндрического экрана диаметром 30 мм отклоняться на одинаковый угол в область тени с такими же лучами, как от цилиндрического экрана диаметром 5,8 мм, они должны пройти больший путь в зоне отклонения из-за меньшей кривизны первого экрана. За время этого пути лучи $2''$ могут перейти в противоположное состояние и вследствие смены направления отклонения их проникновение в область тени будет происходить на меньшие углы по сравнению с одноименными лучами от экрана большей кривизны. Благодаря этому за их пределом прекратится ослабление лучей 2.

Видимо, по этой причине на $\mu > 0,3$ мм (рис. 7, а [1]) интенсивность краевого света в области тени цилиндра диаметром 30 мм стала одинаковой с ее значениями при тонком экране (кривая 3 разошлась с кривой 2 и слилась с кривой 1).

Если в плоскости S' расположить переднюю грань плоскопараллельной пластинки из оптического стекла БС7 (рис. 7) высотой 6,5 мм и перемещать ее вправо по оси μ из положения, в котором невозмущенный пучок падающего света проходит через пластинку, то максимальное значение $\Phi_{\mu 1'}$ устанавливается на пути меньшем на $\mu_{1-1'}$ величины смещения пластинки до максимального значения $\Phi_{\mu 1}$. При этом $\mu_{1-1'} = 8,7$ мкм, т.е. и в данном случае значения потоков краевых лучей из пластинки (I') и в воздухе (I) достигают максимальной величины при положении центра S' не на ребре A , а по обе стороны от него, что является дополнительным подтверждением образования основной части краевого света в областях над границей раздела сред.

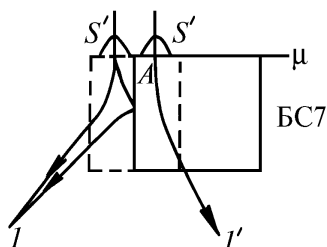


Рис. 7. Схема совместного исследования краевых лучей, образующихся в воздухе и пластинке из оптического стекла БС7

Сумма значений $h_{3,1}$ в воздухе и в БПС имеет такую же величину, как и $\mu_{1-1'}$. Следовательно, $\mu_{1-1'}$ представляет собой сумму расстояний от ребра A до уровней зоны отклонения в воздухе и пластинке, с которых лучи падающего света отклоняются на углы, которые больше или равны $50'$ [1].

1. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 4. С. 510–520.
2. Кизель В. А. Отражение света. М: Наука, 1973. 351 с.
3. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 3. С. 300–305.
4. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 3. С. 306–314.

Ju. I. Terentyev. Investigation of Cause and Peculiarities of Edge Light Formation in Optically More and Less Dense Media.

An experimental proof of existence of a zone inside optically denser medium located just above the medium boundary is presented in the paper. The zone is the chief source of the edge light formation due to deflection of light lines on each side of initial direction. The edge light from the optically denser medium is stated to be sharply asymmetrical relative to incident light direction. The cause of the effect is explained. The dependence of the edge light from the optically denser medium on the light polarization is studied experimentally. It is shown that the deflection zones of optically more and less dense media deflect one and the same light lines in opposite directions.