

Ю.И. Терентьев

### О ПРИЧИНЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС ПУЧКОМ ПРЕЛОМЛЕННЫХ СКОЛЬЗЯЩИХ ЛУЧЕЙ

Описана интерференционная картина, образованная преломленными лучами из пучка лазерного излучения, распространяющегося вдоль прозрачной призмы. Дано объяснение причины большой контрастности полос в картине.

Осуществлено разделение преломленных световых лучей на краевые лучи и лучи, преломленные в соответствии с законом преломления.

Показано, что интенсивность краевых лучей достаточна для образования совместно с лучами, преломленными под предельным углом, наблюдаемой интерференционной картины.

На основе интерференции краевых лучей с лучами, преломленными под предельным углом, получена формула, определяющая положение полос в картине в хорошем согласии с экспериментом.

Настоящая статья является продолжением исследования преломления скользящих лучей из воздуха в прозрачные среды [1] – явления, неожиданного для современных представлений о преломлении света.

Рассматриваемые здесь эксперименты проводились на основе схемы, описанной в вышеупомянутой статье, с использованием скользящего пучка шириной 300 мкм в плоскости изображения  $S'$  щели  $S$ , освещаемой параллельным пучком монохроматического света. Расходимость скользящих лучей находилась в пределах  $0,32^\circ$ . Для получения максимального преломленного потока из стеклянной призмы изображение  $S'$  было совмещено с плоскостью ее передней грани и примерно наполовину перекрывалась ею.

Если на пути преломленного света поставить экран, то на нем образуется картина, по виду аналогичная дифракционной картине от экрана. На рис. 1 показано распределение интенсивности света  $J_{\Pi}$  в картине, образованной светом от гелий-неонового лазера, для случая, когда расстояние от гипотенузной грани призмы до плоскости сканирующей щели  $u_c$  равнялось 112 мм, сканирующая щель шириной 30 мкм была перпендикулярна преломленному пучку, шаг сканирования равнялся 25 мкм.

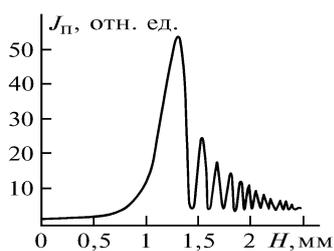


Рис. 1. Распределение интенсивности в интерференционной картине, образованной преломленными лучами скользящего вдоль призмы светового пучка

Когда на пути преломленного пучка находится глаз (рис. 2), то видна яркая вертикальная линия. По обе стороны от нее простираются ленты, постепенно слабеющие к периферии. Расположим перед гипотенузной гранью на расстоянии 3 мм экран  $\mathcal{E}$  и будем перемещать его слева направо. Через некоторое время правая лента начинает укорачиваться от конца к началу до полного исчезновения. При этом линия и левая лента остаются неизменными. В процессе последующего перемещения экрана начинает сокращаться левая лента в направлении от линии к концу с образованием увеличивающегося промежутка полной темноты между ее под-

вижной границей и линией. Одновременно происходит постепенное ослабление яркости линии без изменения ее положения. Как легко понять, такой характер изменения картины в поле зрения свидетельствует о распространении от основной части преломляющейся грани  $AB$  параллельного пучка преломленных лучей, фокусирующегося на сетчатке глаза в линию, и образовании в области входного ребра  $A$  преломленных краевых лучей. Краевые лучи  $K_1$ , идущие под углами, меньшими предельного угла преломления  $\beta$ , образуют правую ленту в поле зрения, а краевые лучи  $K_2$ , распространяющиеся под углами, большими  $\beta$ , образуют левую ленту.

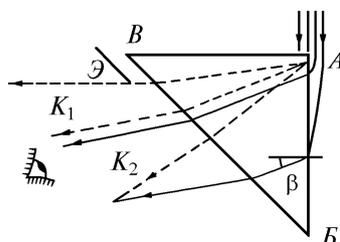


Рис. 2. Схема эксперимента по обнаружению краевых лучей в преломленном пучке

Поскольку краевые лучи  $K_2$  и параллельные лучи взаимно перекрываются, их интерференция является естественным объяснением возникающей на экране наблюдения интерференционной картины. Френель считал энергию краевого света недостаточной для образования полос с наблюдаемой в опыте интенсивностью [2]. Однако он оказался не прав [3, 4].

Заменим экран  $\mathcal{E}$  щелью  $u_r$  шириной  $t_r = 56$  мкм (рис. 3). Во время перемещения ее вдоль гипотенузной грани в направлении от ребра  $B$  к  $A$  она сначала пересекает область краевых лучей  $K_1$ . При этом в щель виден постепенно усиливающийся одиночный центральный максимум угловой полушириной  $\lambda/t_r$ , образующийся вследствие дифракции падающего на нее света. После прохождения щелью участка с наибольшей интенсивностью преломленного света максимум начинает расширяться, затем разделяется на 2 постепенно удаляющихся друг от друга максимума:  $\max_{H, \Pi}$  и  $\max_{K2,1}$ .

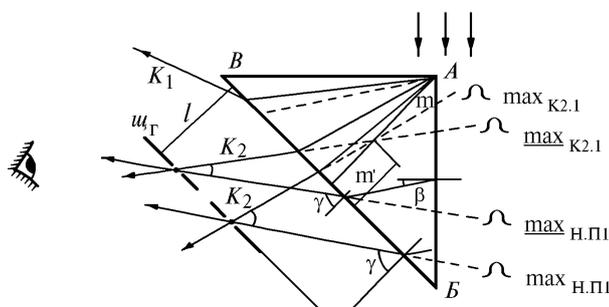


Рис. 3. Схема разделения краевых и преломленных под предельным углом лучей преломленного пучка

Судя по малой подвижности, более интенсивный  $\max_{H, \Pi}$  образован нормально преломленными лучами, падающими на щель под углом  $\gamma$  с участка грани, соответствующего ее положению. Смещающийся в поле зрения влево от него  $\max_{K2,1}$  представляет краевые лучи  $K_2$ , которые по мере продвижения  $u_r$  падают на нее под все большими углами относительно лучей параллельного пучка. Рассмотренный метод разделения краевых  $K_2$  и распространяющихся под предельным углом лучей позволил измерить интенсивности этих лучей. Их значения  $J$  в экспериментах с зеленым светом ( $\lambda = 0,53$  мкм) при различных положениях  $u_r$  приведены на рис. 4 в зависимости от  $l_{r,r}$ , где  $l_{r,r}$  – расстояние от места падения лучей на гипотенузную грань при нахождении  $u_r$  в центре первого максимума образующейся в ее плоскости интерференционной картины до точек их падения на грань при последующих положениях  $u_r$ . Для нормально преломленных лучей  $l_{r,r}$  равно величине перемещения  $u_r$  от центра первого максимума.

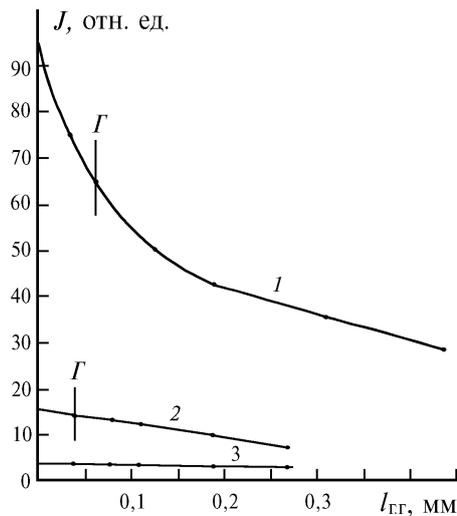


Рис. 4. Графики изменения интенсивности краевых и преломленных под предельным углом лучей по длине гипотенузной грани призмы

Если продолжить траектории краевых лучей, распространяющихся в воздухе, в сторону призмы, то они пересекутся в призме в некоторой точке, благодаря малой величине  $\gamma$ , удаленной от гипотенузной грани на  $m' = m / n$  (рис. 3), где  $m$  – высота призмы, равная 7,02 мм;  $n$  – показатель преломления стекла К8, равный 1,51927. В таком случае  $l_{гг}$  для краевых лучей определится выражением  $l_{гг} = \Delta_{щ} m/n (l + m/n)$ , где  $l$  – расстояние между  $щ_{гг}$  и призмой,  $\Delta_{щ}$  – величина перемещения  $щ_{гг}$  от первого максимума интерференционной картины до момента попадания в нее краевых лучей соответствующей  $J$ .

Кривая 1 характеризует интенсивность нормально преломленных лучей, 2 – интенсивность краевого света. Идущие от различных участков гипотенузной грани, краевые и нормально преломленные лучи сходятся в  $max_1$  на  $щ_{гг}$ , поэтому обе кривые имеют общее начало по оси  $l_{гг}$ .

Данные графики построены по экспериментальным данным до уровней  $\Gamma$ . При меньших  $l_{гг}$  из-за дифракции на  $щ_{гг}$  краевые и нормально преломленные лучи частично перемешиваются друг с другом. В результате этого максимальные интенсивности в  $max_{н.п.1}$  и  $max_{к.1}$  становятся отличными от действительных значений  $J$  указанных лучей. Чтобы найти значения  $J$  нормально преломленных и краевых лучей в  $max_1$  интерференционной картины, графики были продолжены до оси  $J$ . Первый – сообразуясь с предыдущим характером изменения его кривизны, второй – на основании линейной зависимости амплитуды краевых лучей от  $l_{гг}$  (кривая 3).

Экспериментальное значение  $J_{max.1}$  равно 194,3 отн.ед. Значения  $J$  нормально преломленных и краевых лучей, найденные по кривым при  $l_{гг}=0$ , равны соответственно 98,7 и 16 отн.ед., а их сумма  $(\sqrt{98,7} + \sqrt{16})^2 = 194$  отн.ед., т.е. равна экспериментальной интенсивности  $max_1$ .

Следовательно, наблюдаемая интерференционная картина действительно вызвана интерференцией нормально преломленных и краевых лучей.

Выведем  $щ_c$  (шириной 0,15 мм) на первый максимум интерференционной картины, затем установим перед гипотенузной гранью ( $l = 4,05$  мм)  $щ_{гг}$ , шириной 50 мкм, и переместим ее настолько, чтобы от  $щ_c$  шел по-прежнему максимальный поток. При смещении  $щ_{гг}$  из данного положения вправо на  $R = 1,03$  мм ( $\lambda = 0,53$  мкм; расстояние между  $щ_{гг}$  и  $щ_c$  по нормально преломленному лучу  $L' = 102,4$  мм) световой поток от  $щ_c$  постепенно уменьшился до нуля. Поскольку  $R$  оказалось равным полуширине максимума от  $щ_{гг}$ , образованного в результате дифракции преломленных лучей на ней ( $\lambda L' / t_{гг} = 1,05$  мм), на всем его протяжении в  $щ_c$  будут попадать лучи левого крыла данного максимума. Если бы их не было, то световой поток от  $щ_c$  исчез бы раньше. Следовательно, из каждой точки преломляющей грани  $AB$  преломленные

лучи выходят относительно основного направления в пределах углов рассеяния, меньших  $57,3^\circ$   $R/nL' = 0,38^\circ$ , т.е. точки преломляющей поверхности не являются источниками световых колебаний, распространяющихся по всем направлениям, как это постулируется принципом Гюйгенса, и преломленный свет не вызван излучением электронами, колеблющимися под воздействием падающей волны вторичных световых волн. В противном случае световые колебания от элементарных источников, распространяясь по любым направлениям, приходили бы на  $u_c$  при любых положениях  $u_r$  относительно ее исходного положения. Но этого не происходит.

Если бы падающий на преломляющую грань свет возбуждал вторичные волны, то каждый элементарный источник образовал бы свою дифракционную картину от  $u_r$  в поле зрения. В связи с приходом на щель световых колебаний от элементарных источников, рассредоточенных по всей длине грани, под разными углами элементарные дифракционные картины оказались бы смещенными относительно друг друга и была бы видна длинная лента. Однако вместо нее наблюдается одиночный центральный максимум, находящийся на направлении распространения преломленного света. Следовательно, вторичные волны отсутствуют и преломленный свет – это свет первоначально распространявшийся в первой среде и изменивший направление своего распространения. Если не единственной, то одной из причин такого изменения направления движения является отклонение световых лучей в зоне отклонения, которая, как показывают эксперименты, существует по обе стороны границы раздела.

Согласно кривой 1 (рис. 4) интенсивность нормально преломляемых лучей постепенно уменьшается в направлении от входного ребра призмы, причем особенно сильно в начале грани. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод, что эффективность отклонения света в зоне отклонения слабеет вдоль преломляющей грани и в направлении от грани к внешней границе (вершине) зоны. В этом случае скользящие лучи, падающие после отклонения на начальный участок грани, должны отклоняться в сильной части зоны и, следовательно, будут падать на него под более крутыми углами в сравнении с лучами, достигающими грани на большем удалении от входного ребра. Поэтому их преломление будет происходить при большей пропускательной способности грани. Вследствие этого преломленный поток от начала грани должен быть наиболее интенсивным. Что и наблюдается в действительности.

Усиление зоны отклонения вблизи ребер подтверждается также усилением интенсивности краевых лучей, идущих от экрана, в тех случаях, когда экран толстый с прямоугольным краем. Что это так, показывают следующие доводы. Судя по распространению краевых лучей по обе стороны от первоначального направления падающего света, зона отклоняет входящие в нее лучи не только на экран, но и в противоположную от него сторону. Когда экраном является пластина либо призма с прямоугольным краем, тогда лучи, идущие после отклонения в зону в область тени, падают на него и отражаются. В случае одинаковой эффективности зоны по всей длине отраженные лучи не смогли бы покинуть зону, так как под ее действием были бы снова отклонены на экран. Если же зона наиболее сильна у ребер, световые лучи до отражения отклоняются в сильной части зоны, а после отражения распространяются в ее более слабой части, неспособной завернуть их обратно на грань. Поэтому они покидают зону в направлении распространения лучей, первоначально отклоненных от экрана, и интерферируют с ними. Благодаря потере полуволны при отражении, оба потока, находившиеся в противофазе в начальный момент [5], оказываются согласованными по фазе и, следовательно, усиливают друг друга.

Действительно, краевой свет от толстого экрана упомянутой формы имеет в несколько раз большую интенсивность в сравнении с ее значением для тонкого экрана [6].

Рассмотренная интерференционная картина характеризуется большой контрастностью полос в сравнении с дифракционной картиной от тонкого экрана [3].

Такая особенность вызвана более высоким значением отношения интенсивности краевого света к интенсивности нормально преломленных лучей в сравнении с отношением интенсивностей краевого и падающего света в дифракционной картине от тонкого экрана. Одна из причин этого состоит в том, что краевые лучи преломляются ближе к ребру  $A$  призмы, чем нормально преломляемые лучи. Поэтому пропускательная способность грани для них оказывается выше ее значений при преломлении нормально преломляемых лучей.

Отклоняемые в сильной и слабой частях зоны скользящие лучи падают на грань призмы под разными углами. Несмотря на это, вследствие постоянного значения синуса углов, близких к  $90^\circ$ , расходимость нормально преломленного пучка имеет небольшую величину.

Исходя из рассмотренного, резкий скачок интенсивности преломленного света, характеризуемый кривыми 4, 5 на рис. 2 [1], обусловлен увеличением интенсивности лучей, преломляемых в начале грани и интерференцией с ними краевых лучей, а  $J_{\text{оп max}}$  – это интенсивность света в центре первого максимума интерференционной картины. Отсутствие на кривых максимумов более высоких порядков вызвано большой шириной сканирующей щели.

Основываясь на изложенном материале, выведем формулу, характеризующую положение полос в интерференционной картине. Для этого воспользуемся схемой, приведенной на рис. 5, где  $H$  – расстояние до интерференционных полос, отсчитываемое от точки  $O$ ;  $O$  – точка, в которую приходил бы луч 1 из области ребра  $A$  в случае соблюдения закона преломления; 2 и 3 – интерферирующие на экране наблюдения краевой и нормально преломленный лучи;  $t$  – расстояние между точками их преломления;  $m$  – высота призмы;  $\varepsilon_1, \varepsilon$  – углы падения на гипотенузную грань краевых и нормально преломленных лучей;  $\gamma_1, \gamma$  – соответствующие им углы преломления;  $z, z_1$  – пути лучей 1, 2 в призме,  $L$  и  $L_2$  – в воздухе до интерференционной картины;  $\Delta\gamma$  – угол между интерферирующими лучами.

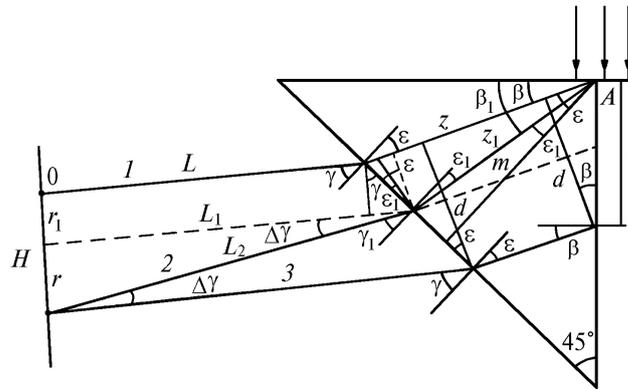


Рис. 5. Схема интерференции краевых лучей с лучами, преломленными под предельным углом

Как видно из рисунка, разность хода между лучами 2, 3

$$\Delta = (nz_1 + L_2) - (nz + L) = (L_2 - L) - n(z - z_1) = (L_1 + \Delta_2 - L) - n\Delta_1 = (L + r_1 \operatorname{tg} \gamma + \Delta_2 - L) - n\Delta_1 = \Delta_2 + r_1 \operatorname{tg} \gamma - n\Delta_1.$$

После ряда преобразований имеем  $\Delta = \frac{r^2 + 2r_1 r}{2L}$ , где

$$r = \frac{H n L \cos^3 \varepsilon}{m \cos^2 \gamma + n L \cos^3 \varepsilon}, r_1 = \frac{H \cos \gamma [m^2 \cos^3 \gamma + m \cos \gamma n L \cos^3 \varepsilon - n L \cos^4 \varepsilon \sin \varepsilon]}{(m \cos^2 \gamma + n L \cos^3 \varepsilon)^2}.$$

Заменяв  $r, r_1$  их выражениями, получим

$$H = (m \cos^2 \gamma + n L \cos^3 \varepsilon) \sqrt{\frac{\kappa \lambda}{n \cos^3 \varepsilon [n L \cos^3 \varepsilon + 2 m \cos^2 \gamma - 2 \cos \gamma \cos \varepsilon \sin \varepsilon]}}$$

Анализ показывает, что при прямоугольной призме в широком диапазоне изменения  $n$  и  $L$  исключение из формулы содержащихся в ней косинусов не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на  $H$ . Поэтому  $H = (m + n L) \sqrt{\frac{\kappa \lambda}{n (2 m + n L)}}$ , где  $\kappa$  – число  $\lambda/2$  в  $\Delta$ . Формула правильно характеризует расстояние между полосами интерференционной картины, если записать ее в виде  $H = (m + n L) \sqrt{\frac{(\kappa_0 + \kappa') \lambda}{n (2 m + n L)}}$ .

В этом случае максимумы будут при  $\kappa' = 0, 2, 4, 6, \dots$ , а минимумы при  $\kappa' = 1, 3, 5, \dots, \kappa_0$  находится по экспериментальному значению расстояния между первым и вторым максимумами картины.

$$H_{21} = H_{\max 2} - H_{\max 1} = (\sqrt{\kappa_0 + 2} - \sqrt{\kappa_0}) \sqrt{\frac{(m + nL)^2 \lambda}{n(2m + nL)}}$$

В свою очередь, известное значение  $\kappa_0$  позволяет определить начало отсчета  $H$  по  $H_{\max 1}$ .

Сравнение эксперимента с расчетом произведено в таблице, где  $H_s, H_p$  – соответственно экспериментальные и расчетные расстояния от полос до точки  $O$ ;  $\Delta H = H_p - H_s$ . В условиях эксперимента  $\lambda = 0,6328$  мкм;  $L = 111,7$  мкм;  $n = 1,514555$ ;  $\gamma = 5^\circ 33'$ ;  $m = 7,071$  мм;  $\varepsilon = 3^\circ 40'$ ; электрический вектор лазерного излучения был параллелен преломляющей грани.

Полоса	$J_n$ , отн. ед.	$H_s$ , мм	$\kappa$	$H_p$ , мм	$\Delta H$ , мкм
	30,9	0	–	0	0
max <sub>1</sub>	56	0,158	0,354	0,158	0
min <sub>1</sub>	7,1	0,318	1,354	0,310	–8
max <sub>2</sub>	27,2	0,408	2,354	0,408	0
min <sub>2</sub>	6,9	0,488	3,354	0,487	–1
max <sub>3</sub>	20,6	0,553	4,354	0,555	2
min <sub>3</sub>	7,8	0,618	5,354	0,616	–2
max <sub>4</sub>	17,2	0,671	6,354	0,671	0
min <sub>4</sub>	6,7	0,723	7,354	0,722	–1
max <sub>5</sub>	15	0,773	8,354	0,769	4
min <sub>5</sub>	9,12	0,816	9,354	0,814	–2
max <sub>6</sub>	14	0,853	10,354	0,856	3
min <sub>6</sub>	8,6	0,893	11,354	0,897	4
max <sub>7</sub>	12,9	0,928	12,354	0,935	7
min <sub>7</sub>	8	0,968	13,354	0,972	4
max <sub>8</sub>	11,5	1,003	14,354	1,008	5
min <sub>8</sub>	8	1,041	15,354	1,043	2
max <sub>9</sub>	10,4	1,078	16,354	1,076	–2
min <sub>9</sub>	7	1,113	17,354	1,109	–4
max <sub>10</sub>	9,7	1,148	18,354	1,140	–8
min <sub>10</sub>	7,4	1,178	19,354	1,171	–7
max <sub>11</sub>	9,9	1,203	20,354	1,200	–3
min <sub>11</sub>	7,3	1,228	21,354	1,230	2
max <sub>12</sub>	8,5	1,258	22,354	1,258	0
min <sub>12</sub>	7,5	1,293	23,354	1,286	–7
max <sub>13</sub>	8	1,328	24,354	1,313	–15
min <sub>13</sub>	7,6	1,353	25,354	1,340	–13
max <sub>14</sub>	8	1,376	26,354	1,366	–10
min <sub>14</sub>	7,6	1,403	27,354	1,392	–11
max <sub>15</sub>	8	1,428	28,354	1,417	–11

Отличие  $\kappa_0$  от нуля ( $\kappa_0 = 0,354$ ) показывает, что в момент образования краевых лучей они получают опережение на  $\kappa_0 \lambda/2$  относительно нормально преломляемых лучей [5]. Вследствие этого максимумы образуются в тех точках, по отношению к которым  $\Delta$  превышает целое число длин волн на  $\kappa_0 \lambda/2$ .

$$\text{В рассмотренной схеме интерференции } \sin \Delta\gamma = \frac{nt \cos \beta}{nL \cos \varepsilon + m \cos \gamma}, t = \frac{H \cos \varepsilon}{\cos \gamma \cos \beta}.$$

1. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. N 3. С. 300–305.
2. Френель О. Избранные труды по оптике / Пер. с фр. Г.С. Ландсберга. М., 1955. С. 165.
3. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 11. С. 1147–1153.
4. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 12. С. 1325–1327.
5. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 11. С. 1141–1146.
6. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 5. С. 462–467.

Институт оптики атмосферы  
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию  
17 января 1993 г.

Yu. I. Terent'ev. **Origin of the Interference Fringes Formed in a Beam of Refracted Glancing Rays.**

This paper presents a description of an interference pattern formed by rays refracted from a laser beam propagating along a transparent prism.

High contrast of the observed pattern is explained in the paper. The explanation is based on the separation of edge and refracted rays.

It is shown in the paper that the intensity of the edge rays is quite sufficient for forming the observed interference pattern in combination with the rays refracted at a limiting refraction angle.

Assuming that edge rays and rays refracted at a limiting refraction angle interfere it is shown that empirical formula can be obtained that well describes the experimentally observed interference patterns.