

Ю.И. Терентьев

ПРИЧИНА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ИЗ ВОЗДУХА В СТЕКЛО СКОЛЬЗЯЩЕГО СВЕТА

Приведены экспериментальные данные, свидетельствующие об отклонении световых лучей от первоначального направления в воздухе, вблизи преломляющей поверхности. Дана оценка глубины области отклонения.

Согласно классическим представлениям световые лучи, распространяющиеся строго параллельно преломляющей поверхности, не преломляются. Однако это не так. Исследуя причины возникновения боковой (lateral) волны в процессе полного внутреннего отражения (слабого света сбоку от отраженного под предельным углом пучка) в экспериментах с двумя прямоугольными компланарными призмами, склеенными с оптически менее плотными однородными пластинами из стекла и других материалов, Acloque и Guillemet наблюдали [1] слабый свет из второй призмы при распространении вдоль ее грани света, преломленного из первой призмы под углом падения на 1 – 2 мин, меньшим критического угла. По их мнению, излучение быстро уменьшается с удалением места преломления от входного ребра второй призмы. Рассмотренная схема экспериментов была использована Osterberg и Smith [2], наблюдавших преломление скользящих лучей во вторую призму из воздуха. Результаты оказались качественно сходными с данными [1].

Как отмечают авторы, причины проникновения скользящей световой энергии в оптически более плотную среду недостаточно понятны. Стремясь показать, что при падении света под предельным углом он может проникать в менее плотную среду и возвращаться обратно, и таким образом объяснить боковую волну, эти исследователи до конца не осознали суть данного явления. В противном случае они работали бы с одной призмой и скользящим пучком.

Независимо от указанных работ преломление скользящего света было обнаружено [3 –9] в процессе экспериментов по распространению света вдоль границы раздела жидких и твердых сред с незначительно различающимися показателями преломления. Было установлено [3, 6], что рассматриваемое преломление вызвано существованием в оптически менее плотной однородной среде, над границей раздела двух сред, зоны, которая отклоняет световые лучи, в сторону оптически более плотной среды. Ее неполная глубина в исследованных средах равна $5 \div 14$ мкм.

Согласно [5] в случае преломления скользящих лучей из слабопоглощающих пластинок оптического стекла преломленный поток может увеличиваться в несколько раз по сравнению с потоком из прозрачных пластинок.

В [7] приведены экспериментальные данные о новом эффекте – преломлении световых лучей, уходящих от преломляющей поверхности под углами до 14° , а также об экспоненциальном увеличении эффективности отклонения на различных уровнях в зоне с приближением их к границе раздела. В сообщении [9] рассматриваются эксперименты с полным внутренним отражением, позволяющие оценить глубину проникновения световой энергии во вторую среду, ее величину и характер распределения в направлении границы раздела; обнаружено смещение отраженного пучка, превышающее во много раз смещение лучей в экспериментах Госоа и Хенкена [10]. Описан новый эффект расщепления отраженного пучка на обычный и аномальный, распространяющийся под углом к первому; дана интерпретация полного внутреннего отражения и сопутствующих ему явлений на основе существования зоны отклонения световых лучей в области границы раздела сред.

Факт существования преломления скользящих лучей прежде всего наводит на мысль о возможном возникновении градиента показателя преломления в оптически однородных пластинках стекла и жидкостях. Но оно наблюдается и в том случае, когда менее плотной средой

является воздух, в котором образование градиента оптической плотности, достаточного для существенного отклонения лучей на малых расстояниях, явно не реально.

На первый взгляд, преломление скользящего света легко объяснить тем, что точки волнового фронта скользящего пучка согласно принципу Гюйгенса являются источниками колебаний, распространяющихся в различных направлениях. При этом часть колебаний проходит через преломляющую поверхность во вторую среду и образует в ней преломленный пучок.

Для выяснения соответствия действительности данного предположения проанализируем результаты экспериментов по преломлению скользящего света из воздуха, выполненных на основании схемы (рис. 1). В ней в плоскости передней грани прямоугольной равнобедренной призмы из оптического стекла К8 расположено изображение S' щели S шириной 30 мкм, построенное с помощью объектива с фокусным расстоянием, равным 50 мм. Щель освещается параллельным пучком света с длиной волны 0,53 мкм. Показатель преломления стекла для зеленых лучей $n = 1,5193$. Длина преломляющей грани l равна 10 мкм.

Вследствие ограничения пучка от S щелью S' шириной 3,5 мм, установленной перед объективом на расстоянии 71 мм от S и пропускающей только лучи, образующие центральный максимум в фокальной плоскости объектива, угловая полуширина пучка от S' $\gamma_{\text{п}}$ равна $1,4^\circ$ и амплитудное распределение по ширине S' имеет характер типа гауссовского. Ширина S' равна 32 мкм при прохождении через него 0,974 полного потока. Ось пучка параллельна преломляющей грани.

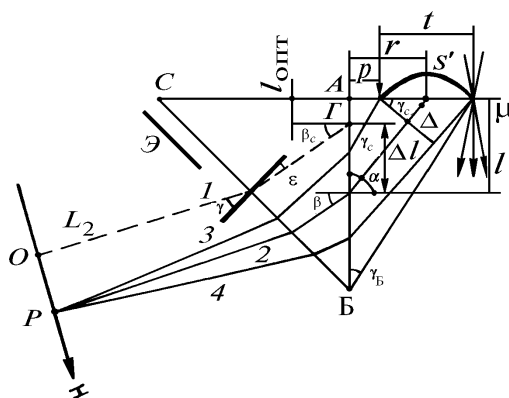


Рис.1. Экспериментальная схема для установления причины преломления скользящего свет

При перемещении призмы перпендикулярно оси скользящего пучка в сторону S' из нее со временем появляется поток преломленных лучей. Для его регистрации использовался фотоумножитель, расположенный на расстоянии $L_2 = 111$ мм от гипотенузной грани, отсчитанном по оси пучка во время наибольшего значения максимальной интенсивности преломленного света $J_{\text{опт max}}$. За ось преломленного пучка принят луч с максимальной интенсивностью $J_{\text{п max}}$. При регистрации распределения интенсивности преломленных лучей по ширине пучка, $J_{\text{п}} = f(H)$, на вход ФЭУ устанавливалась щель шириной 0,15 мм, после чего фотоумножитель перемещался перпендикулярно оси пучка.

В процессе исследований было установлено, что в момент $J_{\text{опт max}}$ участок грани с наиболее интенсивным преломлением скользящих лучей удален от входного ребра A на $l_{\text{опт}} = 0,22$ мм, а ось S' находится на расстоянии $r = 4,7$ мкм от него. При этом осевой луч L , распространяясь в призме под предельным углом β_c , приходит на вход ФЭУ в точку O .

Рассмотрим более детально процесс изменения преломленного потока на примерах нескольких характерных случаев.

С л у ч а й 1. Левый край S' отстоит от A на $p_1 = 8,7$ мкм. В таком положении наклонные лучи из правого края S' падают на конец преломляющей грани под углом $\gamma_{\text{б}} = 0,23^\circ \ll \gamma_{\text{п}}$, поэтому она перекрывает почти половину светового потока. Так как интенсивность наклонных лучей уменьшается с увеличением угла их отклонения от оси скользящего пучка, а пропускательная способность грани, наоборот, растет, наиболее эффективное преломление

наклонных лучей будет происходить при таком угле γ_c , который соответствует наиболее оптимальному сочетанию указанных факторов ($\gamma_c = 57,3^\circ r_1/l_1$, где l_1 – расстояние от A до места преломления наиболее интенсивного луча 2 в данном случае). Расстояние от S' до преломляющей грани (по лучу 2) мало в сравнении с расстоянием до ФЭУ. Следовательно, лучи 2, 3, 4 на начальном участке можно считать параллельными. В таком случае разность хода между средним и крайними лучами $\Delta = 0,5 t \sin \gamma_c$ (t – ширина изображения щели S').

Направление осевого луча преломленного пучка, приходящего в точку $P_1(P)$, в которой между лучами 3, 4 отсутствует разность хода, отличается от направления луча 1 на угол $\Delta\beta = \beta - \beta_c$, определяемый формулой $\sin \Delta\beta = (1 - \cos \gamma_c)/(n \cos \gamma_c \cos \beta)$. Согласно ей даже для $\gamma_c = \gamma_n$ $\Delta\beta = 0,6'$, т. е. луч 2 практически параллелен лучу 1. При указанном значении n_1 точка P_1 удалена от точки O на $H_1 = 1,42$ мм, и наиболее интенсивное преломление лучей 2 происходит на расстоянии $\Delta l = \Delta l_1 = H_1(\cos \epsilon)/(\cos \gamma_c \cos \beta_c) = 1,9$ мм от точки Γ . Тогда $l_1 = l_{\text{опт}} + \Delta l_1 = 2,12$ мм; $\gamma_c = 0,67^\circ$; $\Delta = 0,35\lambda$. Поскольку $\Delta < 0,5\lambda$, интенсивность преломленного пучка в точке P_1 определяется взаимным усилением лучей от всего S' . Распределение J_n по ширине преломленного пучка в рассматриваемых условиях характеризуется кривой 1 на рис.2, а его поток – площадью, ограниченной данной кривой и осью абсцисс.

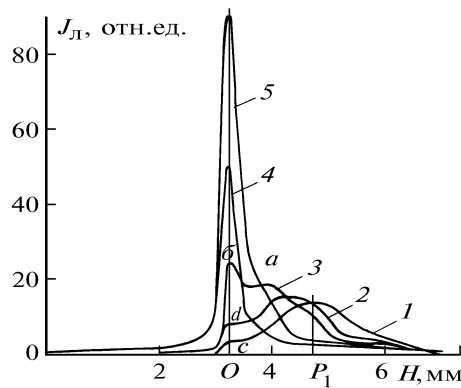


Рис. 2. Распределение интенсивности по ширине преломленных пучков при различном удалении скользящего пучка света от преломляющей поверхности

С л у ч а й 2. S' перекрыто слева передней гранью призмы на 11,3 мкм. Следовательно, амплитуда колебаний на входе ФЭУ в точке с $J_{n \text{ max}}$ должна стать меньше амплитуды света в предыдущем примере. Соответственно должна уменьшиться $J_{n \text{ max}}$. Она же, наоборот, увеличилась в 6,5 раз до $J_{\text{опт max}}$ (кривая 5), и преломленный поток Φ_n стал максимальным.

С л у ч а й 3. S' зашло за переднюю грань на 1,3 мкм. Очевидно, что с изменением расстояния между S' и призмой преломленный пучок перемещается в пространстве параллельно его предыдущим положениям, пока крайние лучи 3, 4 или близкие к ним падают на преломляющую грань. Значит, и в данных условиях $\gamma_c = 0,67^\circ$. Тогда при $r_2 = 14,7$ мкм, $l_2 = 1,26$ мм, $\Delta l_2 = 1,04$ мм, $H_2 = 0,8$ мм. Действительно, на кривой 3, на удалении 0,8 мм от оси пучка с $J_{\text{опт max}}$ (от точки O), виден максимум a с $J_n = 19$ отн.ед. Но одновременно с ним имеется более сильный максимум b на оси оптимального пучка с $J_n = 24,5$ отн.ед., который соответствует наиболее интенсивному преломлению лучей на удалении $l_{\text{опт}}$ от ребра A . Наибольшей интенсивностью в падающем пучке обладают лучи из центра S' . Для участия в образовании максимума b они должны приходить в точку Γ под углом $\gamma_r = 57,3^\circ r_2/l_{\text{опт}} = 3,8^\circ$, большим угловой полуширины скользящего пучка, в условиях, когда ширина S' уменьшилась незначительно для того, чтобы можно было сослаться на увеличение γ_n вследствие сужения волнового фронта. Предположим, однако, что колебания из точек S' могут идти под указанным углом. В таком случае по отношению к центру максимума b на ширине S' разместятся 8 зон с разностью хода $\lambda/2$ между крайними лучами зон. В результате взаимного

ослабления выходящих из них лучей $J_{\pi \beta}$ должна быть близкой к нулю, но она больше $J_{\pi a}$, определяемой взаимным усилением колебаний от всего S' .

Случай 4. S' перекрыто слева передней гранью на ширине 20,3 мкм. В сравнении с предыдущим примером амплитуда колебаний в точке с $J_{\pi \max}$ должна упасть в несколько раз, еще сильнее должна уменьшиться $J_{\pi \max}$, а она увеличилась в 2,6 раза относительно $J_{\pi a}$ (кривая 4).

По классическим представлениям уменьшение ширины открытой части волнового фронта должно сопровождаться угловым расширением преломленного пучка. Здесь же при перекрытии S' на 11,3 мкм пучок резко сужается, и в дальнейшем полуширина контура $J_{\pi} = f(H)$, равная его ширине между точками с $J_{\pi} = 0,5 J_{\pi \max}$, остается постоянной.

Как видно, принцип Гюйгенса–Френеля не позволяет объяснить рассмотренные факты. Формируемый на основании его преломленный пучок имеет меньший Φ_{π} и в несколько раз меньшие $J_{\pi \max}$ в сравнении с $J_{\text{опт max}}$.

Установлено также, что зависимость интенсивности преломленных лучей на оси оптимального пучка от степени перекрытия S' передней гранью призмы, $J_{\text{опт}} = f(\mu)$, подобна характеру распределения интенсивности скользящих лучей по ширине изображения щели S , $J_s = f(\mu)$, характеризуемой отношением уменьшения скользящего потока $\Delta \Phi_c$ к вызвавшему его малому увеличению перекрытия $\Delta \mu$ изображения щели. Из данного обстоятельства и равенства оснований графиков указанных зависимостей следует, что $J_{\text{опт}}$ определяется не всей шириной S' , а пропорциональна интенсивности лучей, исходящих от значительно меньшего участка, причем находящегося вблизи преломляющей грани, так как значения $J_{\text{опт}}$ в начале захода S' за призму равны ее значениям в конце перекрытия.

При $p_1 = 8,7$ мкм лучи из левого края S' не должны падать на преломляющую грань на расстоянии, меньшем $l = 57,3^\circ$, $p_1/\gamma_{\pi} = 0,355$ мм от входного ребра. Тем не менее на оси оптимального преломленного пучка наблюдается усиление J_{π} , что видно по появлению слабого максимума c на кривой 1. Но для этого необходимо, чтобы лучи из левого края S' достигали грани на расстоянии $l_{\text{опт}}$ от точки A . Последнее возможно только при их отклонении от первоначального направления за пределы угловой ширины пучка.

Следовательно, в воздухе около более плотной среды также существует зона отклонения световых лучей. Поскольку в данных условиях влияние зоны распространяется на небольшую часть левого края S' , судя по малой величине максимума c , ее глубина, в пределах которой происходит заметное отклонение световых лучей от первоначального направления, ориентировочно равна 9 мкм.

Очевидно, полная глубина зоны отклонения имеет величину, значительно большую данного значения, так как оно не включает в себя ту часть ее, в которой лучи отклоняются на меньшие углы. С уменьшением p от 8,7 до 3,7 мкм несколько увеличилось количество скользящих лучей в зоне. В результате интенсивность на оси оптимального пучка стала больше (кривая 2, максимум d).

Во втором случае центр S' находится на расстоянии 4,7 мкм от призмы, т. е. посередине эффективной части зоны. Следовательно, через нее проходит максимальный поток скользящих лучей, падающий на участок грани, удаленный на $l_{\text{опт}}$ от входного ребра. Поэтому интенсивность в оптимальном преломленном пучке достигает наибольшего значения.

При расширении S' до 300 мкм и уменьшении ширины S'' до 0,5 мм отношение $J_{s \max}/J_{\text{опт max}}$ и характер распределения J_{π} по ширине оптимального пучка остаются неизменными, несмотря на увеличившуюся на порядок открытую часть волнового фронта и уменьшившуюся до $0,32^\circ$ γ_{π} . Это подтверждает независимость $J_{\text{опт}}$ от ширины S' , пока его центральный участок не станет меньшим глубины зоны, и свидетельствует об участии в образовании преломленного света в основном осевых лучей скользящего пучка.

Преломление скользящего света при явном отсутствии градиента показателя преломления в воздухе, достаточного для его осуществления, и невозможность его объяснения на основании классических представлений свидетельствуют со всей очевидностью о существовании неизвестного механизма взаимодействия света с веществом, приводящего к отклонению световых лучей от первоначального направления.

1. A cloque P. and Guillemet. // Comt. Rend. 1960. T. 250. C. 4328 – 4330.
2. Osterberg H. Smith L. W. // J. Opt. Sos. Am. 1964. T. 54. C. 1073 – 1078.
3. Терентьев Ю. И. // Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1977. N 8. С. 48 – 54.
4. Терентьев Ю. И. // Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1979. N 7. С. 112 – 117.
5. Терентьев Ю. И. // Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1981. N 3. С. 57 – 60.
6. Терентьев Ю. И. // VII Всесоюзн. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР, 1982. Ч. 2. С. 103 – 105.
7. Терентьев Ю. И. // VII Всесоюзн. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР, 1986. Ч. 1. С. 220 – 224.
8. Терентьев Ю. И. // Там же. С. 225 – 229.
9. Терентьев Ю. И. // Там же. С. 230 – 234.
10. Харрик Н. Спектроскопия полного внутреннего отражения. М.: Мир, 1970. 351 с.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
1 декабря 1993 г.

Yu. I. Terent'ev. Refraction of a Glancing Light From Air to Glass.

This paper presents some experimental results that clearly show that a light beam propagating near and above a refracting surface deviates from the initial direction of propagation. The depth of the deviation region is estimated in the paper.