

Ю.И. Терентьев

# Значительное ослабление дифракции света на щели между пластинками сильноглощающего стекла НС12 при равном единице относительном показателе преломления

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 14.11.2007 г.

Осуществлено ослабление дифракции света, проходящего через щель между пластинками из сильноглощающего стекла НС12, посредством помещения пластинок, образующих щель, в среду с равным показателем преломления. Это ослабление характеризуется полным исчезновением боковых дифракционных полос, многократным уменьшением ширины дифракционной картины, увеличением в 3,5 раза максимальной интенсивности в ней.

## Введение

В работе [1] описаны эксперименты по ослаблению дифракции света на экране, происходящему при близком к единице и особенно равном ей относительном показателе преломления в случае использования в качестве экрана пластинок из сильноглощающих оптических стекол, находящихся в кювете с оптически однородной прозрачной жидкостью. Данное ослабление оказалось особенно большим при падении света с  $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$  на экран-пластинку из стекла НС12, находящуюся в диметилфталате, при температуре кюветы  $t_k = 21,4^\circ\text{C}$ , соответствующей одинаковым значениям показателей преломления пластинки и жидкости и, следовательно, относительному показателю преломления  $n_{\text{отн}}$ , равному единице.

В связи с частичной прозрачностью пластинок использованных стекол вблизи ребер в условиях эксперимента возникновение дифракционных полос на экране наблюдения в пределах открытой части светового пучка может являться результатом дифракции света на пластинке и интерференции прямопроходящих лучей с преломленными лучами из частично прозрачной области пластинки. Однако уменьшение контрастности полос с уменьшением  $n_{\text{отн}}$  происходило в условиях, когда пластинки были оптически более плотными средами и при  $n_{\text{отн}} = 1$ , что исключало преломление падающих на них лучей в сторону открытой части пучка. Следовательно, наблюдаемые полосы имели чисто дифракционный характер.

После заполнения кюветы жидкостью поглощающие пластинки продолжали перекрывать прежнюю часть волнового фронта. Поэтому происходящее ослабление дифракции света при  $n_{\text{отн}} \rightarrow 1$  и особенно равном единице, когда экраном явля-

лись пластинки из стекол СС8, ТС2, ТС3, НС12, не укладывается в рамки дифракционных теорий, основанных на идее вторичных волн.

Исходя из строгого решения задачи дифракции Зоммерфельдом [2], дифракционная картина от экрана является следствием интерференции неперекрытого экраном света с краевым светом, представляющим собой отраженный от края экрана свет.

При образовании краевого света согласно данному решению его интенсивность и, следовательно, контрастность дифракционной картины должны быть иными в случае конечных проводимости и толщины реальных экранов, уменьшения проводимости до нуля в диэлектриках и при использовании в обычных условиях в качестве экрана пластинок сильноглощающих стекол. Однако при замене находящейся в воздухе сильноглощающей пластинки ИКС3 пластинками из Al, Fe относительная интенсивность света в дифракционных картинах от них остается практически прежней. В [3] экспериментально установлено значительное ослабление дифракции света при уменьшении толщины экрана из Al до  $5,4 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$ , свидетельствующее о ее полном исчезновении в условиях решения задачи Зоммерфельдом (бесконечно тонкий экран).

Индифферентность полученного Зоммерфельдом решения к перечисленным факторам становится понятной на основании приведенных в [4] результатов экспериментальных исследований, согласно которым край экрана не является единственным источником краевого света. Его основная часть образуется в области (зоне отклонения) над экраном, отклоняющей лучи от экрана и на экран приблизительно в равных количествах, независимо от того, является ли экран проводником или диэлектриком.

О ширине этой области дает представление зависимость

$$\varepsilon = 259,5 \frac{\lambda}{0,53} / (h_3 + 0,786) = 489,623 \lambda / (h_3 + 0,786),$$

установленная экспериментально в [5, 6], где  $\varepsilon$  – углы отклонения краевых лучей, мин;  $h_3$  – расстояние от первоначальной траектории луча до экрана, мкм; 0,53 – длина волны зеленого света, мкм.

Так как отраженный от края экрана свет оказывается неосновной причиной краевого света, значительное ослабление дифракции света в случае  $n_{\text{отн}} \rightarrow 1$  невозможно объяснить также его ослаблением при уменьшении  $n_{\text{отн}}$ .

В настоящей статье рассмотрены результаты проявления вышеупомянутого эффекта в случае дифракции плоской световой волны с  $\lambda = 0,53$  мкм при  $n_{\text{отн}} = 1$  на щели из пластинок стекла HC12, использование которых в качестве экрана привело к наиболее сильному ослаблению дифракционных полос.

Эксперименты проводились по схеме, приведенной на рис. 1, где К – кювета шириной 12 мм с диметилфталатом, в которой установлена параллельно окнам щель Щ из вышеуказанных пластинок толщиной 3 мм, с полироваными гранями; 1, 2, 1', 2' – лучи падающего на щель параллельного пучка, отклоняемые в зонах отклонения, расположенных над пластинками; 3, 4, 3', 4' – лучи, проходящие через частично прозрачные области пластинок вблизи ребер  $a$  и отклоняемые в зонах отклонения, расположенных по обе стороны границ раздела  $ab$  сред; Щ<sub>с</sub> – сканирующая щель шириной 42 мкм, установленная на расстоянии  $L = 109,5$  мм от Щ;  $t$  – ширина щели между пластинками, равная 40 мкм.

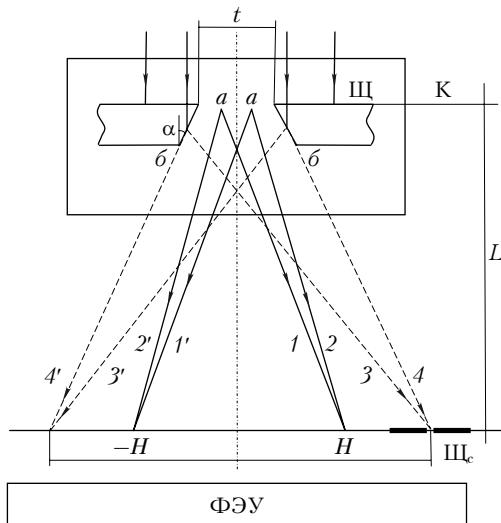


Рис. 1. Схема дифракции параллельного светового пучка на щели между пластинками из сильнооглощающего стекла HC12, находящейся в кювете с диметилфталатом

На основании [7] в случае замены тонкого экрана (лезвия) толстым, имеющим плоскую грань, параллельную оси светового пучка, происходит близкое к четырехкратному увеличение интенсив-

ности краевых лучей, распространяющихся в направлении от экрана. Это вызвано падением части лучей (2), отклоняемых в зоне отклонения в сторону тени, на рассматриваемую грань. После отражения от грани они накладываются на краевые лучи (1), отклоняемые в противоположную сторону. Благодаря потере полуволны при отражении лучи 1, 2, имеющие негеометрическую разность хода  $\Delta_{\text{нг}} = 0,5\lambda$  в начальный момент после их отклонения [8–10], интерферируют без разности хода и поэтому взаимно усиливают друг друга.

В отличие от усиления интенсивности краевых лучей на освещенной стороне происходит значительное падение интенсивности света в области тени из-за наложения со сдвигом  $0,5\lambda$  на краевые лучи 2, отклоненные непосредственно в тень экрана, краевых лучей, распространяющихся в нее после отражения от грани.

При повороте толстого экрана в сторону ухода от оси пучка рассматриваемой грани относительно ее переднего ребра на углы до  $11^\circ$  отклоняемые на грань лучи постепенно перестают достигать грани и отражаться от нее. Как следствие, толстый экран становится эквивалентным тонкому.

В соответствии с рассмотренным, для исследования дифракции света на щели, образованной тонкими экранами, грани  $ab$  пластинок выполнены под углом  $\alpha = 12^\circ$  относительно оси пучка.

Показатель преломления  $n_3$  стекла HC12 равен 1,5207; показатель поглощения  $K_\lambda = \lg \tau_\lambda = 3,4$  [11] ( $\tau_\lambda$  – коэффициент ослабления стекла толщиной 1 мм).

Практически непрозрачные в их толще пластиинки HC12, находящиеся в диметилфталате, частично прозрачны вблизи ребер  $a$  вследствие указанного значения  $\alpha$  и ослабляют падающий свет на удалении 55 мкм от  $a$  в 7,1 раза при  $n_{\text{отн}} = 1$ .

При отсутствии диметилфталата в кювете свет, падающий на пластинки вблизи ребер  $a$ , испытывает полное внутреннее отражение на гранях  $ab$ . Вследствие этого дифракционная картина от щели образуется лучами, падающими непосредственно на щель. Аналогично традиционной картине в ней кроме центрального  $\text{max}$  ( $\text{max}_0$ ) шириной 2,9 мм имеются боковые полосы. Отношение интенсивности  $\text{max}_0$  к интенсивности  $\text{max}_1$  равно  $20,8 \approx 1/0,047$  [12]. Распределение интенсивности света по ширине данной картины в плоскости сканирования характеризуется кривой 1 на рис. 2, где  $I$  – интенсивность света.

После заполнения кюветы диметилфталатом при  $t_k = 21,4^\circ\text{C}$  ( $n_{\text{отн}} = 1$ ) происходит полное исчезновение боковых полос и сужение центрального  $\text{max}$  до 1,8 мм с одновременным увеличением его интенсивности в 6,534 раза (рис. 2, кривая 2) при прежней величине падающего на щель светового потока.

Данный  $\text{max}$  возникает в результате совместного действия лучей, проходящих через щель, и пластинки вблизи их ребер  $a$ . В случае закрытой щели ( $t = 0$ )  $\text{max}$  образуется только лучами, проходящими через пластинки, в результате его интенсивность

падает до значений, характеризуемых кривой 3, а ширина остается прежней.

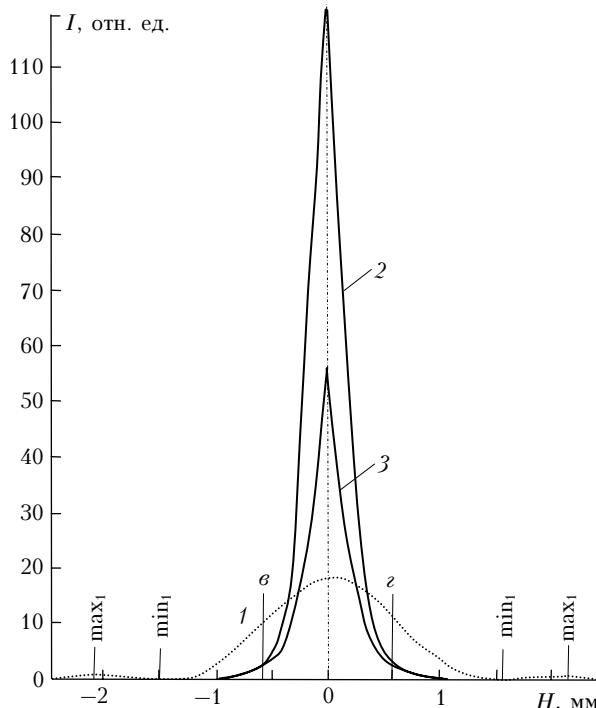


Рис. 2. Диракционные картины от щели, образованной пластинками из стекла HC12 при нахождении ее в воздухе и диметилфталате (в открытом и закрытом состояниях,  $n_{\text{отн}} = 1$ )

При повышении температуры до  $29^{\circ}\text{C}$  и уменьшении по этой причине показателя преломления диметилфталата вследствие появившегося преломления лучей на гранях  $ab$  происходит смещение преломленных пучков от оси щели практически до полного разделения их, характеризуемое кривой 4 на рис. 3.

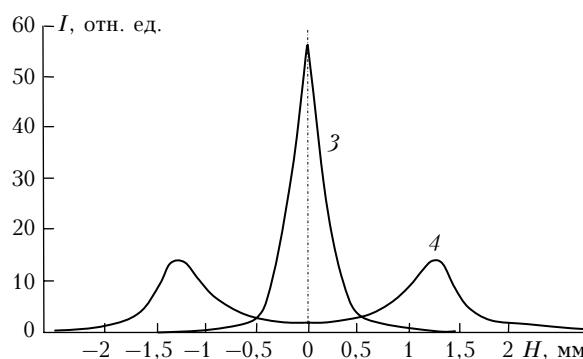


Рис. 3. Диракционные картины от закрытой щели при  $t_k = 21,4$  (3) и  $29^{\circ}\text{C}$  (4)

Как видно из сравнения кривых 3 (заимствованной из рис. 2) и 4, преломленные пучки имеют приблизительно одинаковую ширину, равную ширине  $\max_3$ , соответствующего кривой 3, одинаковые  $I$ , в 4 раза меньшие максимальной  $I$ , на кривой 3. Следовательно, при  $n_{\text{отн}} = 1$  выходящие из пласти-

нок пучки интерферируют на оси щели без разности хода.

Разница  $(S_2 - S_3)$  площадей, ограниченных кривыми 2, 3 и осью  $H$  в пределах  $\sigma-\varepsilon$  (см. рис. 2), равна площади  $S_1$ , заключенной между  $H$  и кривой 1, т.е. проходящий через щель после ее погружения в диметилфталат световой поток сохраняет прежнюю величину, свертывается до ширины  $\sigma$ , равной 1,25 мм и во много раз меньшей ширины дифракционной картины от щели, находящейся в воздухе. Это обстоятельство является наглядным свидетельством уменьшения эффективности отклонения лучей в зоне отклонения при  $n_{\text{отн}} \rightarrow 1$  и особенно  $n_{\text{отн}} = 1$ .

В пределах  $\sigma-\varepsilon$  отношение  $(S_2 - S_3)/S_3 = 1,181$ , а  $(I_{2\max} - I_{3\max})/I_{3\max} = (118 - 55) = 1,145$ , что близко к 1,181. Исходя из этого, можно заключить, что  $(I_{2\max} - I_{3\max})$  приблизительно равна максимальной интенсивности света  $I_{4\max}$ , проходящего через щель, находящуюся в диметилфталате.

Следующее из этого равенство  $I_{2\max}$  сумме максимальных интенсивностей лучей, приходящих на ось пучка из пластиинки и через щель, указывает на существование между ними разности хода  $\Delta \approx 0,5\lambda/2$ .

Вследствие сужения пучка  $I_{4\max}$  в  $63/18,06 = 3,49$  раза больше аналогичной  $I$ , когда щель находится в воздухе.

После помещения щели в диметилфталат угловая полуширина выходящего из нее пучка

$$\gamma = \frac{\theta\sigma}{2L} \cdot 57,3^\circ \cdot 60' = \frac{1,25 \cdot 3438'}{2 \cdot 109,5} = 19,6'.$$

За ее пределами краевых лучей нет. Данный угол  $\gamma$  больше  $\varepsilon = 15,9'$  — угла отклонения краевых лучей, приходящих в  $\max_1$  дифракционной картины от пластиинки HC12 в [1], поэтому в ней  $\max_1$  еще наблюдается.

В случае падения на экран расходящегося пучка  $\varepsilon$  приходящих в  $\max_1$  краевых лучей при неизменном  $L$  увеличивается с уменьшением  $l$  — расстояния от линейного источника света до экрана, равного в [1] 14 мм, из-за увеличения расстояния от  $\max_1$  до границы тени [9]. Очевидно, что уменьшение  $l$  до значений, соответствующих  $\varepsilon \rightarrow \gamma$ , должно привести к полному исчезновению полос в дифракционной картине [1].

При замене падающего на пластиинку HC12 расходящегося светового пучка параллельным пучком ( $l = \infty$ ) и прежнем расстоянии от пластиинки до плоскости сканирования дифракционной картины угол отклонения приходящих в  $\max_1$  краевых лучей уменьшился с  $15,9'$  до  $5,35'$ . Вследствие роста интенсивности краевых лучей с уменьшением  $\varepsilon$  [8] это привело к увеличению относительной интенсивности света в  $\max_1$  с 1,072 до 1,224; в  $\max_2$  — с 1,039 до 1,177 и ее уменьшению в  $\min_1$  до 0,796 с 0,997. Однако несмотря на увеличение контрастности дифракционных полос, на углах  $\varepsilon > \gamma$  они по-прежнему отсутствовали.

Выходящий вблизи ребер  $a$  световой пучок расширяется на 1,8–1,25 мм больше, чем пучок, проходящий через щель. Это свидетельствует о наличии зон отклонения по обе стороны границы раздела сред и отклонении лучей в них в одном направлении.

При нахождении экрана либо образующих щель экранов в жидкой среде в рассмотренных экспериментах отклонение световых лучей происходит в результирующей зоне, состоящей из перекрывающихся зон противоположно расположенных экрана и сопряженной среды и поэтому действующих на лучи в противоположных направлениях, обусловливая уменьшение их отклонения, усиливающееся, согласно вышеизложенному, с уменьшением различия в оптических плотностях сопряженных сред, т.е. при  $n_{\text{отн}} \rightarrow 1$ .

Рассмотренное в статье ослабление дифракции света, проходящего через щель при  $n_{\text{отн}} = 1$ , выражающееся в полном исчезновении боковых полос и многократном уменьшении угловой ширины светового пучка, не вписывается в рамки существующих теорий дифракции света и поэтому представляет наряду с работами [13–20] несомненный интерес для более глубокого познания причин явления и сущности света, а также практических целей.

1. Терентьев Ю.И. Ослабление дифракции света при близких к единице значениях относительного показателя преломления. Ч. II // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 11. С. 959–965.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
3. Терентьев Ю.И. Особенности дифракции света на экране с прямолинейным краем при малых значениях толщины, плотности вещества экрана // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 4. С. 311–315.
4. Терентьев Ю.И. О причинах возникновения краевой волны, влияния на нее поглощающей способности, толщины и формы дифрагирующего экрана // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 4. С. 510–520.
5. 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.
6. Терентьев Ю.И. Зависимость углов отклонения лучей краевого света от длины волны // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 7. С. 540–542.

*Yu.I. Terent'ev. Significant attenuation of light diffraction at a slit between plates made of the strongly absorbing glass HC12 at the relative index of refraction equal to unit.*

The attenuation of diffraction of light, passing through a slit between plates made of strongly absorbing glass HC12 is achieved when putting the slit into the medium with equal indices of refraction. The attenuation is characterized by a total disappearance of side diffraction bands, many-fold decrease of the diffraction pattern width, and 3.5 times increase of its maximal intensity.

7. Терентьев Ю.И. О возможности изменения относительной интенсивности полос дифракционной картины света от экрана // Оптика атмосф. 1991. Т. 4. № 5. С. 462–467.
8. Терентьев Ю.И. К вопросу о дифракции света на плоском тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. 1989. Т. 2. № 11. С. 1141–1146.
9. 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.
10. Терентьев Ю.И. Экспериментальное исследование дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 411–413.
11. Каталог цветного стекла «117». М.: Машиностроение, 1967. 61 с.
12. Фриш С.Э. Курс общей физики. М.: ГИТ–ТЛ, 1951. 796 с.
13. 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.
14. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. II // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 1. С. 9–11.
15. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. III // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 22–25.
16. Терентьев Ю.И. Количественное описание дифракционной картины света от щели на основе представлений Юнга // Оптика атмосф. 1990. Т. 3. № 9. С. 965–975.
17. Терентьев Ю.И. Характер зависимости интенсивности света на оси пучка от ширины ограничивающей его щели на основании представлений Юнга // Оптика атмосф. 1991. Т. 4. № 4. С. 353–363.
18. Терентьев Ю.И. О дифракции Френеля и Фраунгофера на щели // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 8. С. 876–883.
19. Терентьев Ю.И. Характер распределения интенсивности света по ширине изображения щели, освещаемой плоской монохроматической волной, при формировании изображения ограниченным световым пучком. Ч. I // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 8. С. 694–698.
20. Терентьев Ю.И. Характер распределения интенсивности света по ширине изображения щели, освещаемой плоской монохроматической волной, при формировании изображения ограниченным световым пучком. Ч. II // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 12. С. 1105–1110.