

Ю.И. Терентьев

**ХАРАКТЕР РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА ПО ШИРИНЕ
ИЗОБРАЖЕНИЯ ЩЕЛИ, ОСВЕЩАЕМОЙ ПЛОСКОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ,
ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОГРАНИЧЕННЫМ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ. Ч. I**

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 29.04.99 г.

Принята к печати 8.06.99 г.

Экспериментально установлен действительный характер распределения интенсивности света по ширине изображения щели, сформированного ограниченным световым пучком при освещении щели плоской монохроматической волной, принципиально отличающийся от его характера по классической теории дифракции.

Отмечено, что особенности данного распределения, совместно с ранее обнаруженными фактами, убедительно свидетельствуют об отсутствии вторичных световых волн Гюйгенса.

Согласно классической теории дифракции в случае ограничения светового пучка от неширокой щели u_1 распределение интенсивности света по ширине изображения u_1 обусловлено его дифракцией на ограничивающей щели u_0 . При этом каждая точка u_0 рассматривается на основе принципа Гюйгенса-Френеля как источник элементарных волн, распространяющихся под углами от 0 до 180° и считается, что характер распределения интенсивности определяется интерференцией этих волн от всей поверхности u_0 в каждой точке изображения u_1 и фазовыми соотношениями между ними.

Для наглядности сравнения эксперимента и теории остановимся более подробно на следующих из нее выводах применительно к приведенной на рис. 1 схеме, где μ – плоскость, в которой с помощью объектива *об.* (Юпитер-8) формируется изображение щели u_1 , освещаемой параллельным пучком света с длиной волны $\lambda = 0,53$ мкм, выделенным из излучения лампы накаливания; H – полуширина апертурной щели u_0 , установленной на расстоянии l от u_1 ; S, S' – значения ширины u_1 и ее изображения ($S = S'$); Π – стеклянная прямоугольная призма с длиной и высотой катетных граней 10 мм, совмещенная ребром B' с плоскостью изображения щели; u_2 – щель шириной 0,5 мм на входе фотоумножителя; h – расстояние от точки наблюдения B' и сопряженной с ней точки B до оси схемы.

Ребро B' призмы параллельно вертикальной оси изображения u_1 . В процессе экспериментов призма перемещается по оси μ микрометрическим винтом.

Сначала рассмотрим случай узкой щели u_1 , когда геометрическая ширина ее изображения значительно меньше дифракционной, соответствующий точке A на оси щели.

Вследствие таутохронизма между элементарными волнами, приходящими в сопряженную точку A' от поверхности u_0 при различных значениях ее ширины, всегда отсутствует разность хода. Благодаря этому в центре изображения не должны возникать максимумы и минимумы интенсивности J с расширением u_0 . Должно происходить постепенное увеличение J из-за увеличения числа элементарных волн, идущих в A' , и практически всегда больших значений коэффициента наклона [1] $K(\delta) = (1 + \cos \delta)/\lambda$.

В случае увеличения угла наклона от 0 до α вторичные волны будут приходить в точки B' , удаленные от оси светового пучка, с постепенно усиливающейся разностью хода между ними, приводящей к образованию минимумов и максимумов J .

Пусть лучи $1, 2, 3$ из точки A в результате дифракции на u_0 пришли в точку B' в виде лучей $1', 2', 3'$. В эту же точку плоскости изображения u_1 приходят без разно-

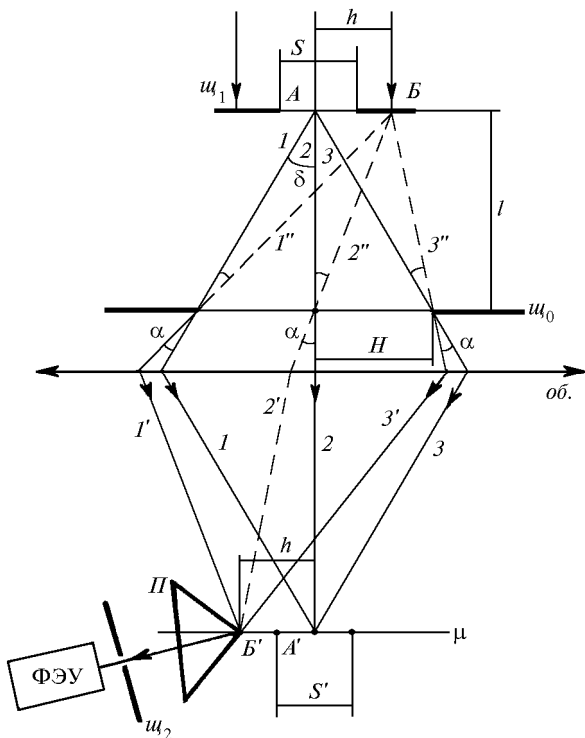


Рис. 1. Схема исследования распределения интенсивности света по ширине изображения щели, сформированного ограниченным световым пучком

сти хода мнимые лучи $1'', 2'', 3''$ из сопряженной точки B плоскости u_1 . После u_0 между мнимыми и дифрагированными лучами нет разности хода, так как они распространяются по одинаковым путям, но она есть на пути до u_0 .

Поскольку разности хода между лучами $1, 3$ и $2; 1''$ и $2; 3''$ и 2 равны соответственно $H^2/2l; (H+h)^2/2l; (H-h)^2/2l$, то разности хода между лучами $1, 1''; 3, 3''$ оказываются равными

$$\Delta_{1,1''} = -(2Hh + h^2)/2l; \Delta_{3,3''} = (2Hh - h^2)/2l.$$

В связи с тем, что луч 2 опережает луч $2''$ на $h^2/2l$, разности хода между лучами $1 (1'), 3 (3')$ и 2 будут равны

$$\Delta_{1,2} = -\Delta_{1,1''} + \Delta_{2,2''} = -Hh/l;$$

$$\Delta_{3,2} = \Delta_{3,3''} + \Delta_{2,2''} = Hh/l.$$

Как видно, разности хода между лучами $1, 2; 3, 2$ одинаковы, но обратны по знаку, поэтому разность хода между лучами $3 (3'), 1 (1')$ равна $\Delta_{3,1} = 2 Hh/l$. Если $\Delta_{3,1} = k\lambda/2$, то $h = k\lambda/4H$.

Очевидно, минимумы образуются тогда, когда на ширине u_0 укладывается четное число зон с разностью хода $\lambda/2$ между крайними лучами зоны, т.е. при $k = 2, 4, \dots$, максимумам же соответствует $k = 3, 5, \dots$.

В случае u_1 конечной ширины S каждый бесконечно малый элемент по ее ширине является источником вторичных волн. Эти волны, пройдя через объектив, образуют дифракционные распределения, аналогичные рассмотренному, с центрами в геометрически сопряженных точках. В ре-

зультате область изображения щели будет заполнена смещенными по его ширине перекрывающимися дифракционными картинками [2] и результирующее распределение J оказывается равным сумме всех дифракционных распределений, расположенных на ширине изображения u_1 .

Характер результирующего распределения определяется соотношением между полной шириной $2h_1$ главного дифракционного максимума и геометрической шириной S' изображения u_1 . При $S' > h_1$ в центральной части изображения u_1 интенсивность света постоянна и не зависит от S . На краях же изображения щели она быстро уменьшается из-за уменьшения числа перекрывающихся дифракционных картин. С ростом $S(S')$ вершина контура дифракционного распределения становится все более плоской. При $S' \gg h_1$ дифракционные эффекты проявляются лишь в образовании малоинтенсивных «крыльев» за пределами S' , ширина которых мала в сравнении с S' , поэтому результирующее распределение близко к прямоугольному с шириной S' .

Величина J в дифракционном распределении должна увеличиваться с расширением u_0 вследствие увеличения числа элементарных волн, приходящих в каждую точку изображения из сопряженных точек u_1 .

Рассмотренные утверждения классической теории дифракции резко расходятся с результатами экспериментов, на основании которых можно сделать следующие выводы.

1. С увеличением ширины u_1 в центре изображения щели формируются максимумы и минимумы J вместо ее монотонного роста до установившегося значения. Их ширина (на шкале размеров S) уменьшается при расширении u_0 (табл. 1).

Таблица 1

Изменение интенсивности света в центре изображения щели u_1 в зависимости от ее ширины при различных H апертурной щели

| S , мкм | J , отн.ед. | l , мм | H , мм | Полоса | S , мкм | J , отн.ед. | l , мм | H , мм | Полоса |
|-----------|---------------|----------|----------|--|---|---------------|----------|----------|--|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| 3,5 | 1 | 72 | 0,55 | max ₁ min ₁ max ₂ | Световой поток ограничен правым экраном u_0 | | | | |
| 6 | 1,4 | | | | | | | | |
| 11 | 2,2 | | | | | | | | |
| 31 | 13,8 | | | | | | | | |
| 61 | 27,6 | | | | | | | | |
| 71 | 29,4 | | | | | | | | |
| 141 | 21,4 | | | | | | | | |
| 216 | 24 | | | | | | | | |
| 3,5 | 0 | 71,25 | 1,05 | max ₁ min ₁ max ₂ min ₂ max ₃ | 3,5 | 0,73 | 71,25 | 1,075 | max ₁ min ₁ max ₂ min ₂ max ₃ |
| 6 | 1,3 | | | | 6 | 2,6 | | | |
| 11 | 4,8 | | | | 11 | 7 | | | |
| 16 | 9,4 | | | | 16 | 16,6 | | | |
| 26 | 20,7 | | | | 26 | 28,4 | | | |
| 42 | 30 | | | | 38,5 | 30,4 | | | |
| 81 | 20 | | | | 71 | 21,1 | | | |
| 118,5 | 25,4 | | | | 106 | 24,6 | | | |
| 158,5 | 23,2 | | | | 144 | 23,6 | | | |
| 198,5 | 24,5 | | | | 174 | 24,3 | | | |
| 3,5 | 4,3 | 72 | 2,05 | max ₁ min ₁ max ₂ min ₂ max ₃ min ₃ | 3,5 | 2,8 | 71,25 | 2,075 | max ₁ min ₁ max ₂ min ₂ |
| 6 | 6,7 | | | | 6 | 7,2 | | | |
| 11 | 31 | | | | 11 | 18,3 | | | |
| 21 | 33,5 | | | | 20 | 27,6 | | | |
| 41 | 19,3 | | | | 35 | 23 | | | |
| 60 | 26,8 | | | | 55 | 25,5 | | | |
| 80 | 22,8 | | | | 71 | 23,7 | | | |
| 98,5 | 26 | | | | | | | | |
| 116 | 24,5 | | | | | | | | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-------|------|-------|---|------------------|------|------|-------|-------|------------------|
| 135 | 26,1 | | | max ₄ | 90 | 25,5 | | | max ₃ |
| 3,5 | 5,2 | | | | 106 | 25 | | | min ₃ |
| 6 | 12 | | | | 122 | 26,2 | | | max ₄ |
| 11 | 29 | | | | 3,5 | 5,2 | | | |
| 16 | 32,8 | | | max ₁ | 6 | 12,2 | | | |
| 30 | 19,3 | | | min ₁ | 11 | 27,9 | | | |
| 42 | 26,8 | 71,25 | 3 | max ₂ | 14 | 29,6 | | | max ₁ |
| 57 | 21,8 | | | min ₂ | 25 | 21,3 | 71,25 | 3,025 | min ₁ |
| 70 | 25,1 | | | max ₃ | 39 | 26,7 | | | max ₂ |
| 85,5 | 23,1 | | | min ₃ | 54 | 22,2 | | | min ₂ |
| 98,5 | 25,4 | | | max ₄ | 65 | 25,8 | | | max ₃ |
| 108,5 | 24,6 | | | min ₄ | 77 | 23,3 | | | min ₃ |
| 121 | 25,5 | | | max ₅ | 88,5 | 25,3 | | | max ₄ |

2. На геометрической ширине изображения u_1 образуется дифракционная картина (рис. 2–5). Количество по-

лос в ней растет с увеличением S и H . Ширина полос уменьшается при увеличении H .

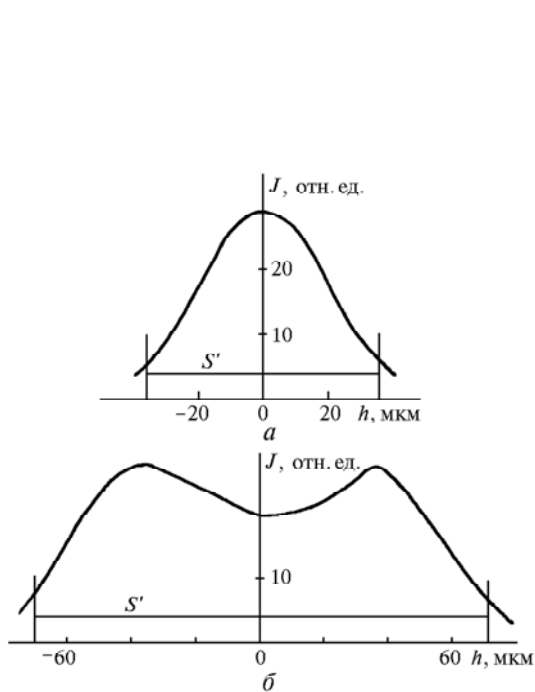


Рис. 2. Распределение интенсивности света по ширине изображения щели при u_0 шириной 1,1 мм; $l = 72$ мм: $a - S = 71$ мкм, в центре $S' - \text{max}_1$; $b - S = 141$ мкм, в центре $S' - \text{min}_1$

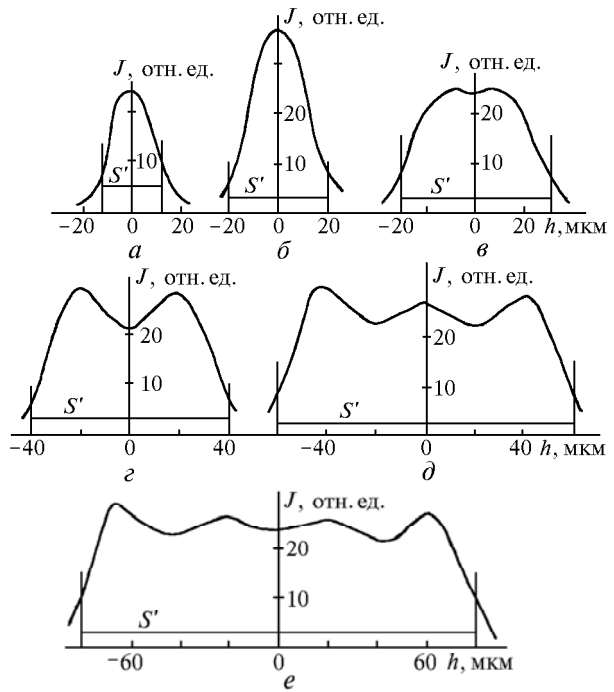


Рис. 3. Распределение интенсивности света по ширине изображения щели при u_0 шириной 1,95 мм; $l = 72$ мм: $a - S = 21$ мкм; $b - S = 41$ мкм, в центре $S' - \text{max}_1$; $c - S = 61$ мкм; $d - S = 81$ мкм, в центре $S' - \text{min}_1$; $e - S = 121$ мкм, в центре $S' - \text{max}_2$; $e - S = 161$ мкм, в центре $S' - \text{min}_2$

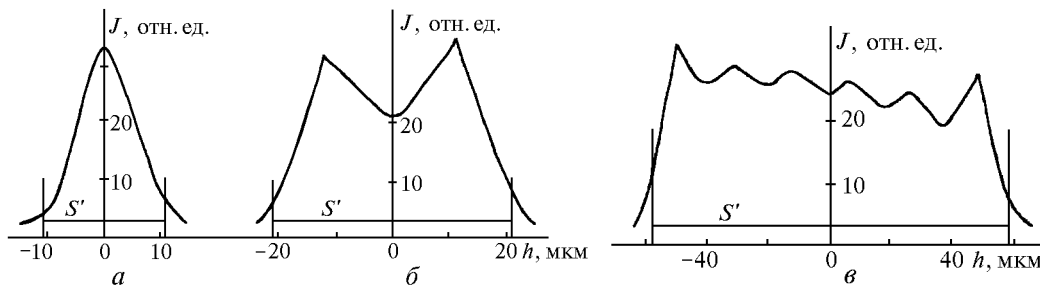


Рис. 4. Распределение интенсивности света по ширине изображения щели при u_0 шириной 4,1 мм, $l = 72$ мм: $a - S = 21$ мкм, в центре $S' - \text{max}_1$; $b - S = 41$ мкм, в центре $S' - \text{min}_1$; $c - S = 116$ мкм, в центре $S' - \text{min}_3$

Картина наиболее контрастна во время максимумов и минимумов J на ее оси и размывается при узких u_0 . Наи-

более интенсивные максимумы в ней расположены по краям изображения.

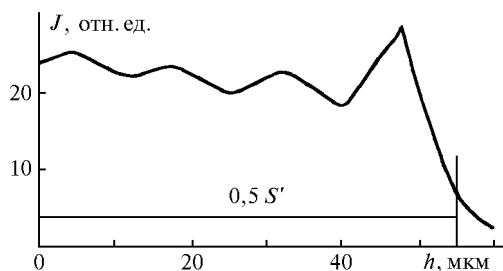


Рис. 5. Распределение интенсивности света на полуширине изображения щели при u_0 шириной 6 мм; $l = 71,25$ мм; $S = 108,5$ мкм; в центре $S' - \min_4$

3. С удалением, например, левого экрана u_0 дифракционная картина в пределах изображения щели сохраняет прежний вид (рис. 6, табл. 1).

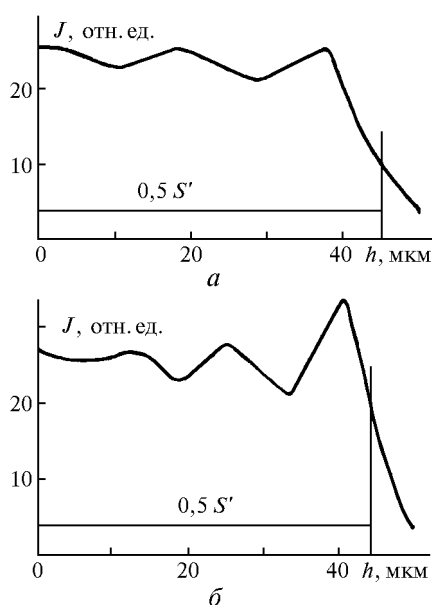


Рис. 6. Распределение интенсивности света на полуширине изображения щели при снятом левом экране u_0 ; $l = 72$ мм; а – $H = 2,075$ мм, $S = 90$ мкм, в центре $S' - \max_3$; б – $H = 3,025$ мм, $S = 88,5$ мкм, в центре $S' - \max_4$

4. В случае уменьшения S от значения, при котором в центре S' устанавливается первый максимум J , полуширина (R) \max_1 (измеренная между точками S' с $0,5J_{\max}$) постепенно уменьшается (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

| $R = f(S)$ при $H = 0,975$ мм | | |
|-------------------------------|-----------|--------------|
| S , мкм | R , мкм | J , от.ед. |
| 41 | 27,8 | 37,6 |
| 21 | 21,2 | 24,9 |
| 11 | 18,7 | 4,6 |
| 6 | 16,1 | 1,6 |

5. Все полосы на ширине изображения u_1 имеют приблизительно одинаковую ширину.

6. Средняя интенсивность, найденная как среднеарифметическая величина интенсивностей света в \max и \min дифракционной картины, одинакова по ширине изображения u_1 и не растет с расширением u_0 .

Таким образом, светосила данной экспериментальной схемы (вопреки теории и в отличие от случая, когда на u_1 проектируется источник света) не растет с увеличением ширины ограничивающей щели после расширения u_1 до размеров, соответствующих образованию в центре изображения первого максимума J .

В экспериментах [3, 4] обнаружено сильное влияние на интенсивность света в дифракционных картинах от экрана и щели поглощающей способности толщины, формы края экранов при постоянных параметрах дифракционной схемы и интенсивности падающего света (отрицаемое Френелем и несовместимое с концепцией вторичных волн), имеющее место в условиях значительного изменения интенсивности краевой волны [5]. Эти факты в совокупности с рассмотренными выше убедительно свидетельствуют об отсутствии вторичных световых волн и показывают, что принцип Гюйенса–Френеля отнюдь не дает фактически полного объяснения исторически известных дифракционных явлений, как это утверждается в [6]. Основанные на нем теории способны удовлетворительно объяснять проявления дифракции света лишь в простейших условиях. При этом учет действия всей открытой части волнового фронта посредством интегралов Френеля и Кирхгофа в завуалированной форме отражает обратно пропорциональную зависимость амплитуды краевой волны от тангенса угла дифракции [7] и ее определенную связь [8] с амплитудой падающей волны в случае описания освещенности в области тени и совместное действие краевого света с падающим на освещенной стороне. С нарушением любой из указанных закономерностей классическая теория, решение Зоммерфельда, преобразование Рабиновича и другие теории перестают соответствовать действительности.

В [5, 9] экспериментально установлено существование над поверхностью тел (экранов) зоны (зоны отклонения) шириной во много раз больше λ , в которой происходит отклонение световых лучей по обе стороны первоначального направления (на экран и от экрана), являющееся основной причиной образования краевого света (краевой или дифрагированной волны). Доказано, что эффективность отклонения света в зоне падает с удалением от экрана. В [10] экспериментально выяснен характер зависимости углов дифракции краевых лучей от расстояния между их первоначальными траекториями и экраном. Обнаружено также, что компоненты краевой волны, распространяющиеся на освещенной стороне и в области тени экрана, имеют начальный сдвиг относительно падающей, равный по величине, но обратный по знаку [8, 11]. В результате первая компонента опережает вторую в начальный момент их возникновения. Содержащиеся в [5] факты свидетельствуют о несостоятельности объяснения причины возникновения краевого света диффузией амплитуды по волновому фронту.

Проведенный на основе рассмотренных фактов анализ показал, что наблюдаемый характер распределения J в изображении щели обусловлен, во-первых, интерференцией световых лучей, отклоненных последовательно в зонах отклонения u_1 и u_0 , с лучами, приходящими в изображение щели без отклонения либо отклоненными только в зонах u_1 (вследствие их распространения на значительном расстоянии от краев u_0); во-вторых, отклонением лучей в точках зоны не по множеству направлений, а на определенные углы, уменьшающиеся по мере удаления точек от экрана.

Отклоняемые в слабой части зон u_1 лучи создают среднюю освещенность в изображении. После расширения u_1 до образования в центре S' первого максимума их

углы отклонения (в отличие от углов наклона мнимых вторичных волн) всегда меньше δ . Поэтому средняя освещенность не меняется с изменением ширины u_0 .

Результаты анализа предполагается рассмотреть во второй части статьи.

Измерение интенсивности света в полосах дифракционной картины производилось с помощью призмы, развернутой на углы $1,35-2,5^\circ$ (больше δ) относительно ребра B' в сторону ухода смежной со световым пучком грани от его оси, чтобы исключить падение на грань световых лучей без их отклонения в расположенной над гранью зоне отклонения и для увеличения разрешающей способности.

Данный метод сканирования распределения J по S' основан на явлении преломления скользких лучей света и лучей, уходящих от преломляющей грани, под предельным углом на начальном участке грани, появляющимся благодаря отклонению части этих лучей на грань [12–14] в тонком слое шириной меньше 5 мкм.

Вследствие небольшой ширины и малой расходимости преломленного пучка упрощается регистрация света, выходящего с малых участков S' .

Т а б л и ц а 3

| H , мм | l , мм | S_p , мкм | S_s , мкм |
|----------|----------|-------------|-------------|
| 0,55 | 72 | 69,4 | 71 |
| 0,975 | « | 39,1 | 41 |
| 2,05 | « | 18,6 | 21 |
| 3 | 71,25 | 12,6 | 16 |

Yu.I. Terentyev. Determination of Light Intensity Distribution from the Image Width of a Slit Lighted by Plane Simple Harmonic Wave when Formatting the Image by Bounded Light Beam.

A realistic distribution of light intensity is found experimentally from the width of a slit image formed by a bounded light beam when lightening the slit by plane simple harmonic wave. The distribution is found to differ drastically from that determined based on the classic theory of diffraction. The peculiarities of this distribution testify (together with the facts revealed earlier) that the secondary Huggins light waves are absent.

Если в полученной выше формуле h_{\min_1} заменить на $0,5 S$, тогда $S = \lambda l / H$ при небольших H приблизительно соответствует установлению первого максимума J в центре S' , что видно по данным табл. 3, где S_s, S_p – соответственно экспериментальные и расчетные значения S во время J_{\max_1} на оси S' .

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: ГИТ-ТЛ, 1957. 759 с.
2. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979. 478 с.
3. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 5. С. 462–467.
4. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 4. С. 353–363.
5. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 4. С. 510–520.
6. Хель Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.
7. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1141–1146.
8. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1147–1153.
9. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 6. С. 811–818.
10. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 12. С. 1269–1273.
11. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 3. С. 314–323.
12. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 3. С. 300–305.
13. Терентьев Ю.И. // Изв. вузов. Физика. 1987. № 12. С. 55–58.
14. Терентьев Ю.И. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 5. С. 592–601.