

§ 2.8. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Если свет представляет собой волновой процесс, на что убедительно указывает явление интерференции, то должна наблюдаться и дифракция света. Ведь дифракция — огибание волнами препятствий — присуща любому волновому движению. Но наблюдать дифракцию света нелегко. Волны заметным образом огибают препятствия, если размеры последних сравнимы с длиной волны. А эта длина очень мала.

Первые наблюдения дифракции

Впервые дифракцию света наблюдал итальянский ученый Ф. Гримальди в середине XVII в. В узкий пучок света Гримальди помещал различные предметы, в частности тонкие нити. При этом тень на экране оказывалась шире, чем это должно быть согласно законам геометрической оптики. Кроме того, по обе стороны тени обнаруживались цветные полосы.

Пропуская тонкий пучок света через маленькое отверстие, Гримальди также наблюдал отступление от закона прямолинейного распространения света. Светлое пятно против отверстия оказывалось большего размера, чем это следовало ожидать при прямолинейном распространении света. Эти опыты может выполнить каждый из вас, но они требуют тщательной подготовки.

Опыты по дифракции проводились также Ньютоном. Но если Гримальди правильно истолковал свои опыты как следствие волновой природы света (он, кстати, первым и ввел термин «дифракция»), то Ньютон объяснял их притяжением световых частиц краями препятствий, стоящих на пути света.

Опыт Юнга

В 1802 г. Томас Юнг, открывший интерференцию света, поставил классический опыт по дифракции. В непрозрачной ширме он проколол булавкой два маленьких отверстия B и C на небольшом расстоянии друг от друга (рис. 2.20). Эти отверстия освещались узким световым пучком, прошедшим, в свою очередь, через малое отверстие A в другой ширме. Именно эта деталь, до которой очень трудно было додуматься в то время, решила успех опыта. Интерферируют только когерентные волны. Возникшая в соответствии с принципом Гюйгенса сферическая волна от отверстия A возбуждала в отверстиях B и C

когерентные колебания. Вследствие дифракции из отверстий B и C выходили два световых конуса, которые частично перекрывались. В результате интерференции световых волн на экране появлялись чередующиеся светлые и темные полосы. Расстояние между полосами определялось формулой (2.3.13), полученной Юнгом. Закрывая одно из отверстий, он обнаруживал, что интерференционные полосы исчезали. Именно с помощью этого опыта впервые Юнгом были измерены длины волн, соответствующие световым лучам разного цвета, причем весьма точно.

Вы можете сами воспроизвести опыт Юнга. Нужно только некоторое терпение, так как это не так-то просто.

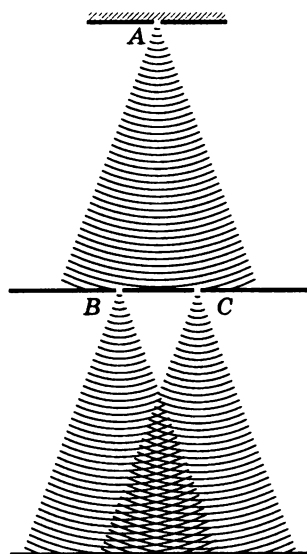


Рис. 2.20

§ 2.9. ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИИ

Исследование дифракции получило развитие в работе Френеля. Френель не только более детально исследовал различные случаи дифракции на опыте, но и построил количественную теорию дифракции. Эта теория позволяла в принципе рассчитать дифракционную картину, возникающую при огибании светом любых препятствий. Им же впервые было объяснено прямолинейное распространение света в однородной среде на основе волновой теории. Этим успехом Френель добился, объединив принцип Гюйгенса с идеей интерференции вторичных волн.

Для того чтобы вычислить амплитуду световой волны в любой точке пространства, надо мысленно окружить источник замкнутой поверхностью и расположить на ней вторичные источники волн. Амплитуды и фазы колебаний во вторичных источниках определяются амплитудой и фазой волны от первичного источника. Интерференция волн от вторичных источников определяет амплитуду и фазу колебаний в рассматриваемой точке пространства.

Зоны Френеля

Для вычисления результатов интерференции вторичных волн Френель придумал простой и наглядный метод — метод построения зон Френеля.

Рассмотрим, как свет, испущенный источником в точке A , попадает в произвольную точку пространства B (рис. 2.21).

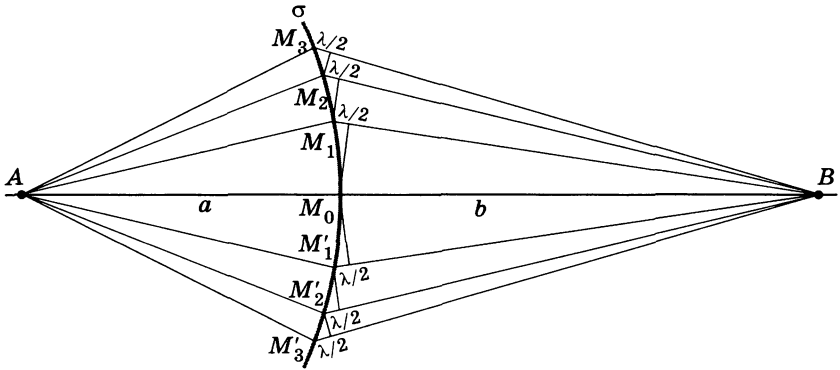


Рис. 2.21

Окружим источник сферической поверхностью σ радиусом a , много большим длины волны ($a \gg \lambda$). Расстояние от точки B до ближайшей точки M_0 на поверхности сферы обозначим через b ($b \gg \lambda$). Амплитуды и фазы колебаний от всех вторичных источников на поверхности σ одинаковы.

Разобьем поверхность σ на кольцевые зоны (рис. 2.22) так, чтобы расстояния от краев соседних зон до точки B отличались на половину длины волны (см. рис. 2.21). Преимущества подобного разбиения зон в том, что для соответствующих точек соседних зон разность хода равна $\frac{\lambda}{2}$ и вторичные волны от них, встречающиеся в точке B , ослабляют друг друга.

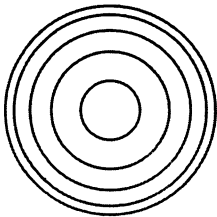


Рис. 2.22

Вычислим радиусы зон Френеля и докажем, что их площади одинаковы. Для этого опустим перпендикуляр M_1C на прямую AB и рассмотрим прямоугольные треугольники AM_1C и BM_1C (рис. 2.23). Расстояние CM_0 обозначим через x_1 . $CM_1 = r_1$ — это радиус первой зоны Френеля. Согласно теореме Пифагора:

$$r_1^2 = a^2 - (a - x_1)^2 = \left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + x_1)^2. \quad (2.9.1)$$

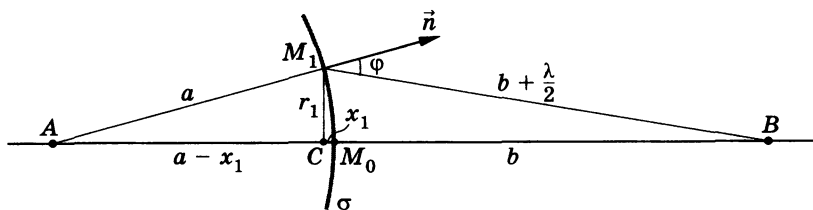


Рис. 2.23

Так как $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$, то отсюда приближенно

$$x_1 \approx \frac{b\lambda}{2(a+b)},$$

и радиус первой зоны Френеля

$$r_1 \approx \sqrt{\frac{ab\lambda}{a+b}}.$$

Точно так же можно вычислить расстояние x_m для произвольной зоны Френеля номера m и радиус произвольной зоны r_m :

$$x_m = \frac{\lambda b m}{2(a+b)}, \quad r_m = \sqrt{\frac{ab\lambda m}{a+b}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.9.2)$$

Площадь первой зоны Френеля — это площадь сферического сегмента

$$\sigma_1 = 2\pi a x_1 = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}. \quad (2.9.3)$$

Площадь второй зоны равна разности площадей:

$$\sigma_2 = 2\pi a x_2 - \sigma_1 = \frac{\pi a b \lambda}{a+b} = \sigma_1$$

и т. д. Площади зон равны.

Объяснение прямолинейности распространения света

Пусть первая зона создает в точке B колебания с амплитудой s_1 , вторая — с амплитудой s_2 и т. д. Далее нужно принять еще одно дополнительное допущение. Будем считать, что *амплитуда колебаний в точке B монотонно убывает** по мере

* Для наших целей точный закон убывания не существует. Сделанное допущение усложняет формулировку принципа Гюйгенса—Френеля, но оно является общим для всех случаев расчета дифракционных картин.

увеличения угла φ между нормалью \vec{n} к поверхности σ и направлением на точку B (см. рис. 2.23). Тогда

$$s_1 > s_2 > s_3 \dots \quad (2.9.4)$$

Для больших номеров зон m амплитуда колебаний от вторичных источников в точке B пренебрежимо мала.

Разность хода волн от соседних зон равна $\frac{\lambda}{2}$, что соответствует разности фаз колебаний π . Поэтому результирующая амплитуда колебаний

$$s = s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + \dots \quad (2.9.5)$$

Перепишем это выражение, разделяя амплитуды от нечетных зон на равные части:

$$s = \frac{s_1}{2} + \left(\frac{s_1}{2} - s_2 + \frac{s_3}{2} \right) + \left(\frac{s_3}{2} - s_4 + \frac{s_5}{2} \right) + \dots \quad (2.9.6)$$

Будем считать, что благодаря монотонности убывания амплитуд выполняется равенство:

$$s_m = \frac{s_{m-1} + s_{m+1}}{2}. \quad (2.9.7)$$

Тогда выражения в скобках равны нулю. Если пренебречь действием далекой нечетной зоны, то результирующая амплитуда

$$s \approx \frac{s_1}{2}. \quad (2.9.8)$$

Таким образом, результирующая амплитуда колебаний в точке B примерно равна половине амплитуды колебаний, создаваемой центральной зоной Френеля (но не равна амплитуде колебаний от половины зоны). Немного позднее мы этот результат обоснуем несколько по-другому.

Итак, световое возмущение в точке B обусловлено действием части центральной зоны Френеля площадью $\sigma_1 = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$.

Если $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, $a \approx b \approx 1$ м, то $\sigma_1 \approx 1$ мм². Распространение света из A в B происходит так, как если бы световой поток шел внутри узкого канала AB , т. е. по прямой. В этом и состоит объяснение прямолинейного распространения света в однородной среде.

Существенным для прямолинейного распространения света является малость λ по сравнению с a и b . Если бы глаз мог воспринимать радиоволны, то точечный источник на расстоянии нескольких метров от глаза казался бы светящимся шаром.

Зонная пластинка

Может показаться, что все рассуждения с зонами Френеля, убыванием амплитуд с увеличением угла наклона и т. д. — некое искусственное построение для получения заранее известного результата. Но это не так. Превосходным подтверждением соответствия рассуждений Френеля реальным процессам служат опыты с *зонной пластинкой*.

Зонная пластинка — это прозрачный экран с чередующимися светлыми и темными кольцами (рис. 2.24, *a*). Радиусы колец выбраны так, что при данных λ , a и b кольца закрывают все четные (или, напротив, нечетные) зоны, оставляя открытыми нечетные (или четные) (рис. 2.24, *б*). Результирующая амплитуда колебаний в точке B теперь равна

$$s = s_1 + s_3 + s_5 + \dots \quad (2.9.9)$$

Амплитуда колебаний оказывается больше, чем без пластинки! Впечатляющий факт: мы частично преграждаем путь световому потоку, а интенсивность света в точке B увеличивается.

Пластинка фокусирует световые лучи подобно линзе. Она может давать и изображения предметов.

Зонную пластинку можно использовать для фокусировки рентгеновских лучей, которые практически не преломляются веществом. С помощью таких пластинок созданы рентгеновские микроскопы, намного превышающие по разрешающей способности обычные оптические.

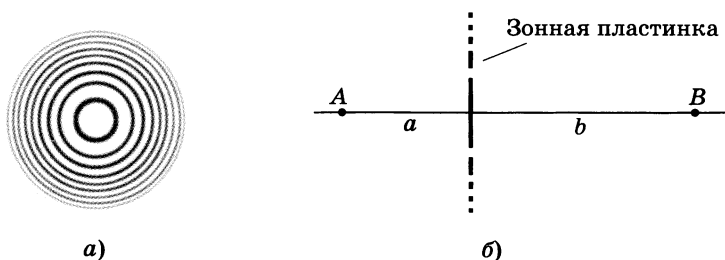


Рис. 2.24