

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

535.42(53.05)

ДВЕ ДЕМОНСТРАЦИИ ПО КУРСУ ФИЗИКИ

После появления работ Зомерфельда^{1,2} и Рубиновича³ юнговский подход к рассмотрению дифракционных задач был реабилитирован. Идея Юнга состояла в том, что дифракционная картина объясняется как результат наложения прямой и краевой волн, т. е. волн, проходящих мимо препятствий без изменения направления, и волн, возникающих на краях препятствия. Это представление более физично, чем френелевское, ибо вместо элементарных источников рассматриваются краевые волны, источником которых являются индуцированные в краях препятствия —экрана токи. Оба подхода — Юнга и Френеля — полностью эквивалентны, но большая наглядность подхода Юнга обусловлена тем⁴, что в нем сохраняется локальная трактовка волновых полей, характерная для геометрической оптики и являющаяся основой «геометрической теории дифракции».

Отметим, что в некоторых задачах с помощью одного из этих подходов можно получить результат непосредственно, в то время как использование второго может потребовать трудного учета фазовых сдвигов, вносимых, например, дополнительными препятствиями.

До сего времени юнговский метод редко рассматривается в курсах физики и, по-видимому, не демонстрируется. Нами был рассмотрен ряд опытов, но их результаты не давали особых преимуществ, при объяснении дифракции, подходу Юнга перед френелевским. Предлагаемые две демонстрации представляются довольно наглядными.

1. Существование краевой волны

Вертикально установленная металлическая пластина (дюралевый лист высотой 1 м, шириной 12 см и толщиной 2 мм) помещена на пути излучения рупорной антенны клистронного генератора с длиной волны $\lambda = 32$ мм, как показано на рис. 1. В центре геометрической тени помещена приемная рупорная антенна, сигнал с детектора которой подается на усилитель У2-1А, а затем на осциллограф С1-1. Амплитуда приема при этом велика. По Юнгу это объясняется интерференцией двух краевых волн, возникающих на вертикальных краях пластины.

Поместим на пути одной краевой волны парафиновую четверть цилиндра с внешним и внутренним радиусами, удовлетворяющими соотношению $(R - r)(n - 1) = \lambda/2$, где n — показатель преломления парафина. Отсюда вытекает, что $R - r = \lambda$. Поскольку краевая волна нормально пронизывает четверть цилиндра, то ее направление не изменяется. Амплитуда приема при этом падает до нуля и остается такой при перемещении четверти цилиндра вдоль прямой АВ. Если вторую такую же четверть цилиндра поместить на линии АС, то прием немедленно восстанавливается.

Отметим, что ось цилиндра надо помещать на расстоянии порядка длины волны от края пластины, что в оптике, конечно, незаметно.

Любопытно рассмотреть, что произойдет, если использовать 1/4 цилиндра из материала с очень большим показателем преломления. Необходимая толщина в этом случае исчезающе мала, и цилиндр, внося отставание на 180° в фазу краевой волны, не будет влиять на излучение практически всех элементарных источников по Френелю. Создается впечатление, что два равноправных способа рассуждения приводят к разным результатам. Парадокс разрешается, если учесть, что небольшое искажение фронта волны, создаваемое бесконечно тонким цилиндром, быстро заглаживается и никакого эффекта в этом случае вообще не будет.

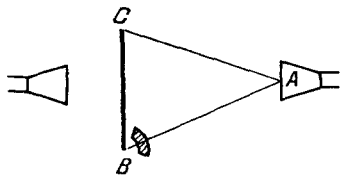


Рис. 1.

2. Свойства краевой волны по Юнгу

Из формул Зоммерфельда⁵ вытекает, что между колебаниями участков краевой волны, излучаемых в область геометрической тени и в освещенную область, должен существовать сдвиг по фазе, равный π . Прийти к такому выводу довольно просто, исходя из требования непрерывности решения на границе обеих областей.

Действительно, справа от линии KM (рис. 2), отделяющей освещенную область от области геометрической тени, одновременно присутствуют волны: прямая, создающая поле напряженности E_0 , и краевая — E_K , в то время как слева — только краевая. На границе раздела (линия KM) поле должно быть однозначным, т. е. $E_K = E_0 - E_K$, откуда $E_K = E_0/2$. Такой и только такой подбор знаков у E_K обеспечивает «сшивание» решений на границе.

Продемонстрировать указанное свойство краевой волны довольно легко и удобно, если использовать следующую установку (рис. 3). Излучение от рупорной антенны

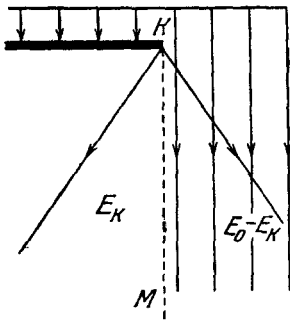


Рис. 2.

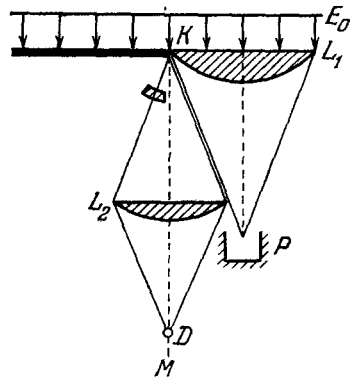


Рис. 3.

клистронного генератора $\lambda = 32$ мм направляется на край дюралевого листа-экрана (высота 1 м, ширина 500 мм, толщина 2 мм). Вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны параллелен краю листа. Для устранения прямой волны используется парафиновая линза L_1 , с фокусным расстоянием $F = 50$ см, и в то место, куда собирается преломленный линзой пучок, помещается ловушка P из поглощающей резины, содержащей графит. Краевая волна фокусируется линзой L_2 на полуволновой зонд-детектор ДК-И1, помещенный в точку D , оптически сопряженную с краем экрана. Сигнал с детектора поступает на усилитель У2-1А, а с него на осциллограф. При этом амплитуда приема равна нулю, так как обе половины фронта (относительно линии KM) колеблются в противофазе.

Если теперь перекрыть одну половину фронта (либо правую, либо левую, безразлично) краевой волны четвертью цилиндра из парафина, такой, что $R - r = \lambda = 32$ мм, где R и r — внешний и внутренний радиусы цилиндра, то детектор зафиксирует интенсивный прием. Это соответствует синфазному излучению обеих половин фронта краевой волны.

При перекрытии фронта краевой волны парафиновым полуцилиндром симметрично относительно KM прием отсутствует.

Отметим, что ось четверти цилиндра (также и полуцилиндра) помещается на расстоянии 3 см от края пластины.

Выражаем благодарность профессору В. А. Фабриканту, замечание которого привлекло наше внимание к этой проблеме.

Б. Ш. Перкальскис, Г. Н. Сотириади

Томский государственный университет

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Зоммерфельд, Оптика, М., ИЛ, 1953, с. 403.
2. М. von Laue, Handb. Exper. Phys. 18, 211 (1928).
3. А. Рубинович, Творцы физической оптики, М., «Наука», 1973.
4. Г. Д. Малюжинец, УФН 69, 321 (1959).
5. М. Борн, Оптика, М.—Л., ОНТИ, 1937, с. 280.