

ДИФРАКЦИЯ И ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН



Содержание

1. Введение.

2. Теория.

3. Экспериментальная часть.

4. Приложения.

5. Литература.

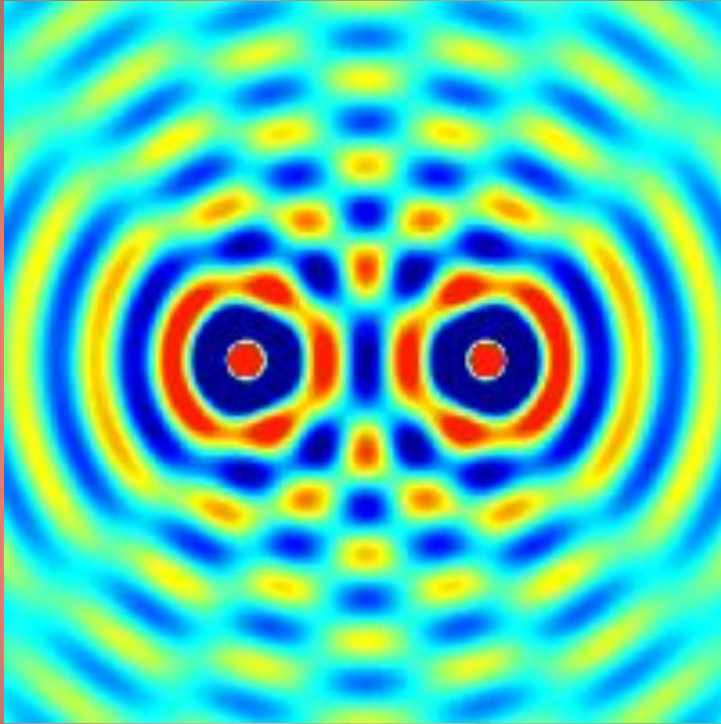


Введение

Между интерференцией и дифракцией волн много общего, но существуют и некоторые различия. Когда говорят об интерференции, обычно полагают, что амплитуды возбуждающих источников заранее заданы. В теории дифракции ситуация иная – падающая волна возбуждает на поверхности или в объеме рассеивающего тела некоторые токи, которые, в свою очередь, служат вторичными источниками заранее не известны, и, строго говоря, их можно найти лишь на основе решения дифракционной задачи в целом. Общность понятий интерференции и дифракции состоит в том, что в результате обоих явлений происходит сложение двух или нескольких волн, приходящих в точку приема с определенным фазовым сдвигом.



Интерференция



Интерференцией в физике называют явление сложения двух или нескольких волн, приходящих в точку приема из нескольких источников.

[Видео 1.](#)

[Видео 2.](#)

Интерференции волн от 2 точечных источников. Синий - максимумы, красный/желтый - минимумы





Интерференция света заключается в том, что при взаимном наложении двух волн может происходить усиление или ослабление колебаний. Принцип интерференции был открыт в 1801 г. англичанином Томасом Юнгом (1773–1829), врачом по профессии. Юнг провел опыт с двумя отверстиями. На экране кончиком булавки прокалывались два близко расположенных отверстия, которые освещались солнечным светом из небольшого отверстия в зашторенном окне. За экраном наблюдалась вместо двух



ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПРИМЕРЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРОСТРАНСТВА НИТЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

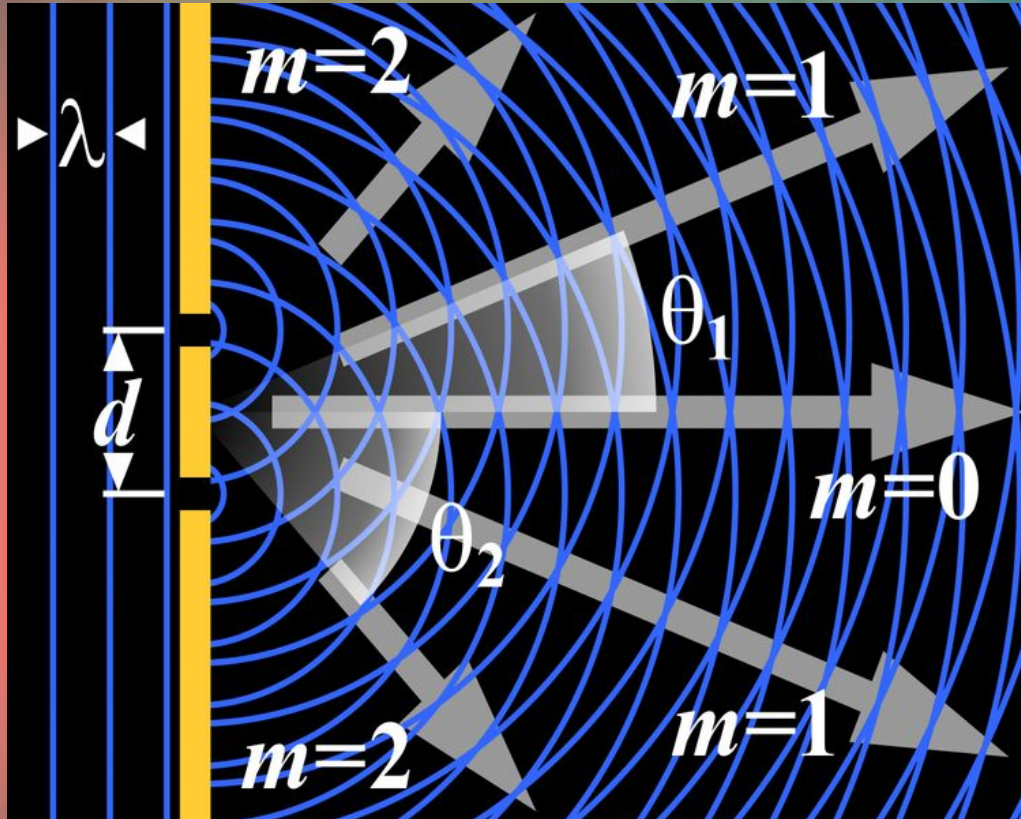
В качестве примера расчета интерференции волн рассмотрим задачу об электромагнитном поле, которое создается бесконечно тонкой нитью электрического тока, ориентированной вдоль оси z цилиндрической системы координат. Ток изменяется во времени по гармоническому закону с частотой ω ; комплексная амплитуда тока I в каждой точке оси z считается неизменной. Электродинамические свойства среды заданы параметрами ϵ_0 и μ_0 .

Бесконечно большое расстояние реализуется для случая, когда r от точки наблюдения достаточно велико в волновом масштабе. Если мысленно разбить излучающую нить на бесконечно малые отрезки длиной dz , то каждый из них будет представлять собой элементарный электрический излучатель (диполь). Комплексная амплитуда напряженности результирующего магнитного поля определяется как:

$$H_{\varphi}(r) = \int dH_{\varphi} = \frac{jI\beta r}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\beta\sqrt{r^2+z^2}}}{r^2+z^2} dz$$



Дифракция



Дифракцией называют явление огибания электромагнитными волнами препятствий.

Дифракция первого и второго порядка, образованных при падении плоской волны на непрозрачный экран с парой щелей. Стрелками показаны линии, проходящие через линии интерференционных максимумов





Франческо Гримальди

Дифракция была открыта Франческо Мария Гримальди (1618–1663) в 1666 году – и именно он ввел этот термин в физику. Гримальди использовал тонкий пучок света, прошедший в темную комнату через щель. Данный пучок представлял из себя конус, поскольку солнце не является точечным источником света, а также в силу конечной ширины щели. На пути этого конуса Гримальди поставил деревянную жердь и наблюдал отбрасываемую ей тень. Оказалось, что, во-первых, тень была несколько меньше рассчитанных им предполагаемых геометрических размеров, а во-вторых, что у краев тени наблюдались несколько радужных полос. Последние были едва различимы, однако их цветовая окраска говорила в пользу негеометрического характера распространения света. Действительно, лучи разных длин волн должны были распространяться по различным траекториям.



Интегральные характеристики дифракции

Процесс дифракции характеризуют при помощи *интегральных энергетических параметров*, таких как: поперечное сечение рассеяния и поперечное сечение прохождения.



Поперечное сечение рассеяния

Дифракция на теле ограниченного размера описывается при помощи *поперечного сечения рассеяния* :

$$S_{\perp} = \frac{\bar{P}^{-}}{\bar{\Pi}^0} = \frac{1}{\bar{\Pi}^0} \oint_{\Sigma} \bar{\Pi}^{-} dS$$

[Поперечное сечение рассеяния.docx](#)



Поперечное сечение прохождения

Рассматривая дифракцию на отверстии вводят понятие *поперечного сечения прохождения*:

$$T_{\perp} = \frac{\bar{P}^{-}}{\bar{\Pi}^0} = \frac{1}{\bar{\Pi}^0} \int_{\Sigma'} \bar{\Pi}^{-} dS$$

[Поперечное сечение прохождения.docx](#)



**Дифракция плоско
электромагнитной
волны на щели в
идеально проводящем
экране**

**Дифракция плоской волны
на прямоугольном отверстии
в идеально проводящем
экране**

**Дифракция плоской
электромагнитной
волны на идеально
проводящем цилиндре**

**Дифракция плоской
электромагнитной волны
на идеально проводящем
металлическом шаре**

**Дифракция плоской электромагнитной
волны на круглом отверстии в идеально
проводящем экране и на идеально
проводящем диске**



ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЩЕЛИ В ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ЭКРАНЕ

В качестве примера, рассмотрим задачу о дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящем экране, в котором имеется щель шириной $2a$, бесконечно протяженная вдоль оси y .

$$E_x(r, \varphi) \approx E_0 a \sqrt{\frac{2\beta}{\pi r}} \cdot \frac{\sin \beta a \varphi}{\beta a \varphi} e^{-j\left(\beta r - \frac{\pi}{4}\right)}$$

Данное выражение описывает цилиндрическую волну, которая уже не является однородной, а имеет угловую зависимость амплитуды поля, выраженную тем сильнее, чем больше отношение ширины щели к длине волны. Интенсивность излучения щели максимальна в направлении $\varphi = 0$; первый дифракционный нуль излучения наблюдается под углами $\beta a \varphi_0 = \pm \pi$ которые удовлетворяют равенствам $\varphi_0 = \pm \frac{\pi}{\beta a}$. Угловая зависимость дифракционного поля щели имеет лепестковый характер. В направлении $\varphi = 0$ формируется основной лепесток, по обе стороны от которого возникают симметричные боковые лепестки рассеянного поля, т.к. токи, обусловленные падающей волной, затекают за кромки щели.



Дифракция плоской волны на прямоугольном отверстии в идеально проводящем экране

Простейшей моделью апертурной антенны является бесконечный идеально проводящий экран с отверстием, через которое осуществляется электромагнитная связь между двумя полупространствами

Считаем, что отверстие имеет форму прямоугольника со сторонами a и b . Предположим, что отверстие возбуждается однородной плоской волной, которая движется в левом полупространстве $z < 0$ по направлению нормали к плоскости экрана и имеет единственную от нуля проекцию электрического вектора E_y . Пусть отверстие достаточно велико в волновом масштабе, т.е. $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$.

Предположим, что поле в отверстии совпадает с полем возбуждающей плоской волны при отсутствии экрана, т.е. поле в плоскости раскрыва

Данное равенство выполняется в прямоугольной области, границы которой устанавливаются неравенствами $0 \leq x \leq a$ и $0 \leq y \leq b$.



Дифракция Френеля

Дифракция Фраунгофера имеет место в том случае, когда точка наблюдения удалена от излучающей системы так, что

$$\Delta\varphi \leq \frac{\pi}{8}$$

($\pi/8$ принято для конкретности оценок условно). Говорят, что при этом точка наблюдения находится в *дальней зоне* апертурной антенны. Поле в дальней зоне имеет вид неоднородной сферической волны.

Если приблизить точку наблюдения к излучающей апертуре, то максимальный ~~фазовый~~ фазовый сдвиг между элементарными колебаниями становится больше . При этом точка наблюдения располагается в *ближней зоне* антенны.

Условной границей между ближней и дальней зоной служит плоскость с координатой

$$z_0 = \frac{2a^2}{\lambda}$$



Дифракция плоской электромагнитной волны на идеально проводящем металлическом шаре

Для решения задачи дифракции плоской волны на шаре внутреннее и внешнее поля дифракции разлагаются в ряды с неопределенными коэффициентами, которые определяются при наложении граничных условий. При этом используются сферические гармоники и на основе скалярных решений уравнения Гельмгольца строятся соответствующие векторные решения уравнений Максвелла.

Как и в случае идеально проводящего цилиндра, с ростом относительного радиуса объекта наблюдается обострение максимума рассеянного излучения в области геометрической тени.



Дифракция плоской электромагнитной волны на круглом отверстии в идеально проводящем экране

Рассмотрим схему наблюдения дифракции от круглого отверстия на примере световой волны. Освещенность в центре экрана больше или меньше освещенности от незакрытого фронта в зависимости от того, уложится ли при данных условиях опыта на площади отверстия нечетное или четное число зон Френеля. При удалении от центра мы периодически встретим места с большей или меньшей освещенностью. Так как вся картина должна обладать круговой симметрией, то около точки возникнут чередующиеся более светлые и менее светлые кольца. Число наблюдаемых светлых и темных колец и их положение зависят от числа зон, уместяющихся на площади отверстия при данных условиях наблюдения. Число зон, укладываемое на отверстии радиуса r_0 определяется равенством:

$$k = \frac{a}{\lambda} \frac{a(R + r_0)}{r_0 R}$$

Если на площади отверстия укладывается лишь одна центральная зона Френеля или часть ее, то на экране получается размытое пятно, не окруженное светлыми и темными кольцами. Если на площади отверстия укладывается большое число зон Френеля, то освещенность вблизи точки получается практически равномерной и лишь у краев геометрической тени наблюдается чередование весьма узких светлых и темных полос.



Дифракция плоской электромагнитной волны на идеально проводящем диске

Рассмотрим схему наблюдения дифракции от непрозрачного диска. Пусть излучение из точки источника падает на диск радиусом r , за которым на прямой, перпендикулярной плоскости диска и проведенной через его центр, располагается точка наблюдения P . Будем считать, что размер диска во много раз меньше расстояний a от диска до источника и от диска до точки наблюдения P .

Амплитуды соседних зон Френеля примерно равны друг другу, следовательно

$$E(P) = 0.5E_{m+1}$$

Отсюда следует, что в центре дифракционной картины, создаваемой диском, всегда наблюдается пятно максимума интенсивности, независимо от размеров диска. В истории физики это свойство зон Френеля явилось доказательством волновой природы света.

Дифракционная картина от диска, наблюдаемая на экране, имеет характер чередующихся колец минимумов и максимумов интенсивности, в центре которых находится пятно максимума.



Дифракция плоской электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндре

Рассмотрим задачу о дифракции плоской волны на идеально проводящем цилиндре радиусом a , ось которого ориентирована вдоль оси z декартовой системы координат. Плоская электромагнитная волна с линейной поляризацией падает на цилиндр слева направо в положительном направлении оси. Плоскость поляризации падающей волны выбрана таким образом, что соответствующий вектор напряженности E_z электрического поля имеет единственную отличную от нуля проекцию E_z , которая считается известной.

Цилиндры малых радиусов рассеивают энергию практически изотропно, т.к. высокочастотные токи обтекают их, формируя цилиндрическую волну, фронтом которой является семейство концентрических цилиндров с центром в месте расположения цилиндра малого радиуса. Цилиндры средних размеров, у которых $a \approx \lambda$ размер приблизительно совпадает с длиной волны, имеют ярко выраженный максимум рассеяния в области $\theta = 90^\circ$, т.к. высокочастотные токи еще способны обтекать цилиндры таких размеров. Цилиндры больших размеров в основном отражают электромагнитную энергию назад, и в направлении углов формируется область геометрической тени, т.к. высокочастотные токи в основном сосредоточены на фронтальной стороне цилиндра.



ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА.

- При анализе непрерывных излучающих систем с конечной площадью требуется найти векторы электромагнитного поля во всем пространстве при условии, что возбуждающее поле в раскрыве задано. Основой приближенного анализа служит *принцип Гюйгенса*, согласно которому каждая точка на волновом фронте служит фиктивным источником воображаемой сферической волны. Полное поле впереди волнового фронта есть результат интерференции сферических волн, излучаемых фиктивными источниками. Такие источники называют вторичными, чтобы отличать от первичных или истинных источников, которыми являются токи в проводниках или движущиеся заряды



Экспериментальная работа №1 «Наблюдение интерференции света на мыльном пузыре».



Учащиеся выдувают мыльные пузыри

Наблюдаем на верхней и нижней его части образование интерференционных колец, окрашенных в спектральные цвета. Верхний край каждого светлого кольца имеет синий цвет, нижний – красный. По мере уменьшения толщины пленки кольца, также расширяясь, медленно перемещаются вниз. Их кольцеобразную форму объясняют кольцеобразной формой линий равной толщины



Экспериментальная работа № 2.

“Наблюдение дифракции света на лазерном диске”.



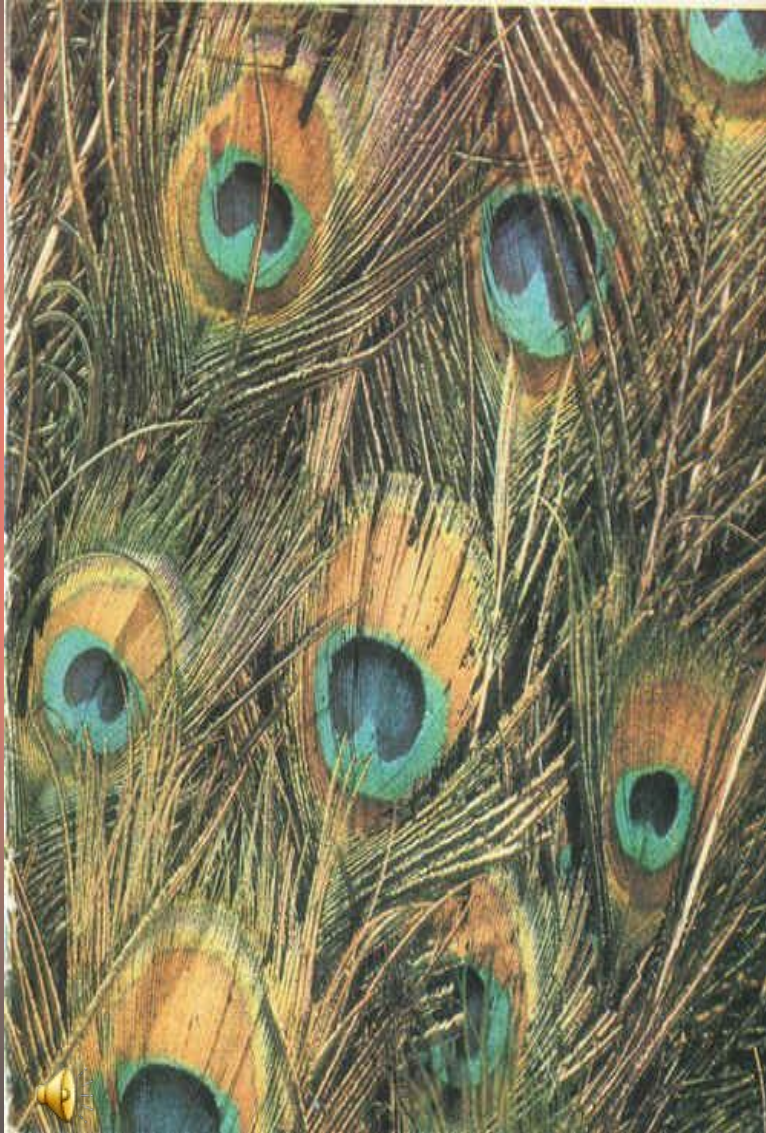
Лазерный диск является хорошей дифракционной решеткой.

1. Располагаем его параллельно нити лампы и наблюдаем дифракцию в отраженном свете.
2. Наблюдаем яркие дифракционные спектры нескольких порядков.

Поверхность компакт-диска представляет собой спиральную дорожку с шагом соизмеримым с длиной волны видимого света. На мелкоструктурной поверхности проявляются дифракционные и интерференционные явления. Блики компакт-дисков имеют радужную окраску.



Экспериментальная работа № 3. “Наблюдение дифракционной окраски насекомых по фотографиям”.



Внешняя поверхность оперения у многих птиц и верхний покров тела бабочек и жуков характеризуются регулярным повторением элементов структуры с периодом от одного до нескольких микрон, образующих дифракционную решетку. Например, структуру центральных глазков хвостового оперения павлина можно увидеть на рисунке. Цвет глазков меняется в зависимости от того, как падает на них свет, под каким углом мы на них смотрим.



Приложение

Контрольные
вопросы

Проверочный тест



Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. «Теория поля». Наука, 1988.
2. Сивухин Д. В. «Общий курс физики», 1995
3. Кондратьев И. Г., Малюжинец Г. Д.
«Дифракция волн»М: Советская
энциклопедия, 1988 – 1998.