

вали движение каждого заряда выражениями (2), которые не зависят от расстояния d между источниками. Испускаемая энергия удваивается не потому, что изменяется движение каждого заряда, а потому, что импеданс, на который нагружен каждый источник, удвоился. Почему это происходит? Это происходит потому, что активная сила сопротивления, действующая на электроны в одной антенне, обуславливается не только тем полем, которое испущено этой антенной, но также и полем, испущенным второй антенной. Так как токи в антеннах находятся в фазе (по предположению) и антенны расположены очень близко друг к другу, полная сила сопротивления, действующая на электроны в одной антенне, в два раза больше, чем в случае только одной антенны. Поэтому, чтобы поддерживать неизменной скорость движения зарядов, источник должен развивать в два раза большую мощность. Поскольку это справедливо для каждой антенны, то в результате будем иметь увеличение полной энергии в два раза.

Один плюс один равно нулю? Если разность фаз между колебаниями источников равна 180° и если вы расположите одну антенну почти под другой, то амплитуда суммарной волны будет равна нулю. В пределе, когда антенны находятся одна под другой, амплитуда суммарной волны равна нулю в соответствии с уравнением (20). Источник «не работает», и энергия не излучается. Поле, излучаемое одной антенной, воздействует на электроны в другой антенне так, чтобы помочь осциллятору. В пределе (нулевое расстояние между антеннами) электроны в двух антеннах воздействуют друг на друга без помощи осциллятора. В этом случае мы имеем замкнутую систему с энергией, переходящей из одной антенны к другой и обратно. Роль генератора заключается только в восполнении потерь на активных сопротивлениях антенн. Сопротивление излучению, т. е. характеристический импеданс, равно нулю.

9.3. Интерференция между двумя независимыми источниками

Независимые источники и время когерентности. Предположим, что каждый из источников имеет полосу угловых частот $\Delta\omega$ и основную угловую частоту ω_0 . Предположим, что источники независимы. Это значит, что на источники не действует одна и та же внешняя сила. Таким образом, нет ничего, что принудительно фиксировало бы разность их фаз. В случае двух радиоантенн это значит, что каждая антенна подключена к отдельному генератору и источнику мощности. Для видимого света это означает, что мы имеем два независимых источника, излучение которых определяется возбуждением различных атомов. Примером может служить газоразрядная лампа с парами ртути, окруженная непрозрачным экраном, в котором сделаны два небольших отверстия или две щели. Каждое отверстие будет освещаться различными атомами газа. Аналогичным образом мы можем сделать два отверстия или две щели в непрозрачном экране и установить его перед обычно-

венной лампой накаливания. (Чтобы при этом работать с достаточно узкой полосой частот, можно воспользоваться красным фильтром.)

Будем считать, что частотный диапазон $\Delta\nu$ мал по сравнению с основной частотой ν_0 . В этом случае за время $(\Delta\nu)^{-1}$ произойдет много циклов колебаний с частотой ν_0 . Интервал времени $(\Delta\nu)^{-1}$ называется *временем когерентности*. Это — временной интервал, необходимый для того, чтобы частотные компоненты по краям частотного диапазона приобрели разность фаз 2π :

$$\Delta\omega_{\text{ког}} \tau_{\text{ког}} \approx 2\pi, \quad (29)$$

т. е. $t_{\text{ког}} \approx 2\pi/\Delta\omega$, или $t_{\text{ког}} \approx (\Delta\nu)^{-1}$. Для временных интервалов, меньших, чем $(\Delta\nu)^{-1}$, можно считать, что разность фаз двух источников остается практически постоянной. (В таких интервалах времени может быть заключено много циклов колебаний, так как $\nu_0 (\Delta\nu)^{-1}$ велико.)

«Некогерентность» и интерференция. Ограничимся рассмотрением случая, когда расстояние между источниками d значительно больше длины волны λ . На рис. 9.5 и 9.6 показаны интерференционные картины для моментов времени, когда разность фаз двух источников равна 0 и 180° соответственно. Если разность фаз принимает значения от 0 до 180° , то интерференционная картина «лежит между» рис. 9.5 и 9.6.

Предположим, что для определения интенсивности применяется детектор с большим временем детектирования, например глаз (разрешающее время которого около $1/20$ сек). В этом случае средняя по времени интенсивность не будет зависеть от угла θ . Действительно, если время детектирования велико по сравнению с $(\Delta\nu)^{-1}$, то интерференционная картина будет принимать все возможные «значения» между крайними «значениями» рис. 9.5 и 9.6 и при любой величине $d \sin \theta$ средняя по времени интенсивность будет одинаковой. В этом случае говорят, что два источника «некогерентны», и усредненный по времени поток энергии (поток фотонов) будет равен сумме потоков от каждого источника. Таким образом, из-за большого времени усреднения интерференционная картина окажется размытой. Этот факт можно записать алгебраически, замечая, что равенство (26) п. 9.2 дает величину $\langle E^2 \rangle \approx \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle$, не зависящую от θ при условии, что разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ принимает все возможные значения между 0 и 2π , а каждое значение разности фаз равновероятно. Действительно,

$$\left\langle \cos^2 \left[\frac{1}{2} (\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{1}{2} \Delta\varphi \right] \right\rangle = \frac{1}{2}, \quad (30)$$

если $\Delta\varphi$ фиксировано, а $(\varphi_1 - \varphi_2)$ равномерно распределено от нуля до 2π .

Итак, некогерентность является результатом несовершенства измерительного процесса. В результате измерений теряется информация об интерференционной картине. Ее можно наблюдать

лишь в том случае, если время детектирования сравнимо или меньше, чем $(\Delta\nu)^{-1}$. Для видимого света время когерентности имеет порядок 10^{-9} — 10^{-8} сек (например, для источника в виде газоразрядной трубки, состоящего из независимо излучающих атомов). Поэтому для регистрации интерференционной картины до того, как она изменится, необходимо большое экспериментальное искусство. Такая задача была решена в очень красивом опыте Брауна и Твисса *).

Опыт Брауна и Твисса. Способ, с помощью которого Браун и Твисс успешно регистрировали интерференционную картину за время измерений, меньшее 10^{-8} сек,

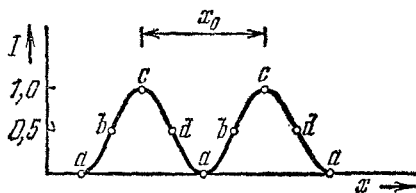


Рис. 9.7. Зависимость интенсивности от x в данный «момент» времени, продолжительность которого меньше $(\Delta\nu)^{-1}$.

состоит в следующем. Имелись два фотоумножителя, местоположение которых определялось координатой x . Расстояние между фотоумножителями ($x_1 - x_2$) можно было менять. Выходной ток первого фотоумножителя I_1 умножался на выходной ток второго фотоумножителя I_2 . Токи перемножались

в быстрой электронной схеме, постоянная времени которой не больше 10^{-8} сек (другими словами, полоса пропускания быстрой схемы близка к 100 Мгц). Произведение $I_1 I_2$ измерялось «мгновенно», т. е. в течение интервала времени 10^{-8} сек, но для определения среднего значения этого произведения $\langle I_1 I_2 \rangle$ брался интервал, равный многим минутам. Это среднее значение было измерено для различных расстояний $x_1 - x_2$ между фотоумножителями. В результате можно было построить график зависимости $\langle I_1 I_2 \rangle$ от расстояния $x_1 - x_2$.

Мгновенное значение тока на выходе фотоумножителя пропорционально потоку световой энергии $I(\theta)$, падающему на него. Начнем с мысленного случая, когда расстояние $x_1 - x_2$ равно нулю, т. е. на каждый фотоумножитель действует один и тот же мгновенный поток света.

Сделаем очень грубое усреднение произведения двух токов. Будем считать, что $I(\theta)$ принимает только четыре значения: a , b , c и d (рис. 9.7). Токи, возникающие на выходе фотоумножителей при этих интенсивностях, обозначим также через a , b , c и d , причем уровень отсчета выберем так, что $a = 0$, $b = 1/2$, $c = 1$ и $d = 1/2$. За одну четвертую мгновения (все «мгновение» длится 10^{-8} сек) ФУ-1 (фотоумножитель-1) даст ток I_1 , равный a . За это время ток I_2 также будет равен a , поскольку ФУ-2 находится там же, где и ФУ-1.

*) R. Brown and R. Twiss, Nature 178, 1447 (1956). В последующих экспериментах использовался лазер, см. R. Pilegor and L. Mandel, Phys. Rev. 159, 1084 (1967).

Далее, по мере изменения интерференционной картины ток каждого фотоумножителя одну четвертую времени будет соответствовать b , одну четвертую времени — c и одну четвертую времени — d . Среднее во времени произведение двух токов для $x_2 = x_1$ равно (при нашем грубом приближении)

$$(I_1 I_2)_{\text{cp}} = \frac{1}{4} (aa + bb + cc + dd) = \\ = \frac{1}{4} \left(0 \cdot 0 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} + 1 \cdot 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right) = \frac{3}{8}. \quad (31)$$

Теперь найдем среднее значение произведения $I_1 I_2$, когда расстояние $x_2 - x_1$ равно расстоянию между «мгновенным» интерференционным максимумом и минимумом, т. е. равно половине расстояния x_0 (см. рис. 9.7). [Расстояние x_0 определяется равенством (22) п. 9.2.] Если $x_2 - x_1 = x_0/2$, то в момент, когда ФУ-1 дает ток a , ФУ-2 дает ток c . Когда ФУ-1 дает ток b , ФУ-2 дает ток d , и т. д. В результате усреднения произведения по моментам, когда ток ФУ-1 равен a , b , c и d , имеем

$$(I_1 I_2)_{\text{cp}} = \frac{1}{4} (ac + bd + ca + db) = \\ = \frac{1}{4} \left(0 \cdot 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} + 1 \cdot 0 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{8}. \quad (32)$$

Мы видим, что $(I_1 I_2)_{\text{cp}}$ в три раза больше при $x_2 - x_1$, равном нулю, чем при $x_2 - x_1 = x_0/2$. Таким образом, зависимость $(I_1 I_2)_{\text{cp}}$ от $x_2 - x_1$ определяет разность фаз $\Delta\varphi = (2\pi d \sin \theta) / \lambda$.

В опыте Брауна и Твисса существенно то, что в произведении $I_1 I_2$ каждый ток усреднен в интервале $\sim 10^{-8}$ сек и в течение этого интервала его можно считать постоянным. Среднее $\langle I_1 I_2 \rangle$ за время в несколько минут будет таким же, как и при усреднении в интервале в несколько десятков времен когерентности, например в интервале 10^{-6} сек. (Большой интервал в несколько минут взят для того, чтобы усреднить шумы фотоумножителя, и по другим чисто экспериментальным причинам.) С другой стороны, произведение $\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle$ не зависит от $x_2 - x_1$, так как каждый фотоумножитель подвергается воздействию всей интерференционной картины в течение времени усреднения. Целью опыта является нахождение расстояний $x_2 - x_1$, для которых I_2 и I_1 велики, или I_1 и I_2 малы, или I_1 мало, а I_2 велико и наоборот.

Рассуждая в терминах фотонов, можно сказать, что если фотоумножитель-1 «недавно» (в течение 10^{-8} сек) зарегистрировал фотон, то вероятность регистрации фотона вторым фотоумножителем будет больше средней вероятности при $x_1 = x_2$ и меньше ее при $x_2 - x_1 = x_0/2$. Приведем грубое полуклассическое объяснение. Если, например, одна волна с интенсивностью в 100 фотонов интерферирует с другой волной с такой же интенсивностью, то при перекрытии этих волн в пространстве суперпозиция может дать полную интенсивность либо в 400 фотонов (полностью конструктивная интерференция), либо нуль (полностью деструктивная интерференция).

Все эти случаи можно отличить (в опытах Брауна и Твисса) от случая, когда группы волн никогда не перекрываются, для которого всегда справедливо: $100 + 100 = 200$ фотонов. Теперь нам ясно, что для выполнения эксперимента необходимо иметь интенсивный источник света (чтобы увеличить возможность перекрытия волновых групп двух фотонов) и фотоны с узкой полосой частот [поскольку длина волновой группы равна скорости, умноженной на среднее время жизни (т. е. $c/\Delta\nu$), и более длинным волновым группам легче перекрыться друг с другом].

9.4. Сколь велик может быть «точечный» источник света?

На рис. 9.1 было показано, как получить два когерентных источника света (т. е. два источника, у которых разность фаз постоянна), освещая «точечным» источником две щели в непрозрачном экране.

Если источник света настолько велик, что первая щель освещается одной группой атомов, а вторая — другой группой, то источники некогерентны, т. е. их фазы некоррелированы (для измерений в течение времени, большего $(\Delta\nu)^{-1}$). Оба эти случая показаны на рис. 9.8.

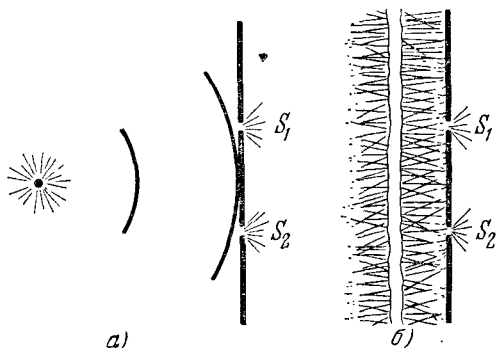


Рис. 9.8.

а) Источники S_1 и S_2 возбуждаются общим точечным источником, и их относительная фаза не меняется — они когерентны. б) Источники S_1 и S_2 возбуждаются рядом независимых излучающих атомов. Для интервалов времени, больших $(\Delta\nu)^{-1}$, эти источники некогерентны.

Классический точечный источник. Ближе всего понятию «точечный источник» отвечает отдельный атом. В соответствии с классическими представлениями он испускает электромагнитные волны во

всех направлениях и воздействует на края щелей (рис. 9.8, а) с одинаковой фазой. (Квантовая теория дает такой же результат.) Реальный источник света состоит из огромного числа излучающих атомов. Если все они находятся в одной точке, то мы имеем точечный источник. (Это более реальная модель классического точечного источника, чем отдельный атом.) Однако в любом реальном источнике атомы занимают объем конечных размеров. Нас интересует, насколько большим может быть источник света, оставаясь при этом «точечным» (имеется в виду, что токи, возникающие в обеих щелях в результате действия точечного источника, сохраняют постоянную разность фаз)?

Простой протяженный источник. Рассмотрим очень простой не точечный источник. Он состоит из трех независимых точечных источников S_a , S_b и S_c , у которых основная частота, ширина полосы