

**Экзамен. Оптический аналог опыта Брауна — Твисса. Понятие об эффекте группировки фотонов. Параметр вырождения света.**

**Факультативная вставка.**

Браун и Твисс поставили опыт аналогичный тому, который мы рассмотрим в этом вопросе, только они провели опыт в радиочастотном, а не в оптическом, диапазоне.

Коротко обсудим опыт Брауна и Твисса.

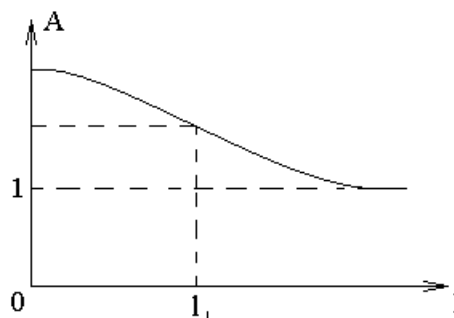
Пусть  $I$  — сила тока в приемной антенне. Для радиоволн ток антенны пропорционален напряженности поля радиоволн. Для сравнения заметим, что, фототок приемника света в оптическом диапазоне всегда пропорционален интенсивности света или квадрату напряженности поля.



Радиоволны от удаленного космического источника принимают две антенны, расположенные на расстоянии  $l$  друг от друга. В опыте измеряется зависимость некоторой величины  $A$  от  $l$ :

$$A \equiv \frac{\langle I_1^2 \cdot I_2^2 \rangle}{\langle I_1^2 \rangle \cdot \langle I_2^2 \rangle}.$$

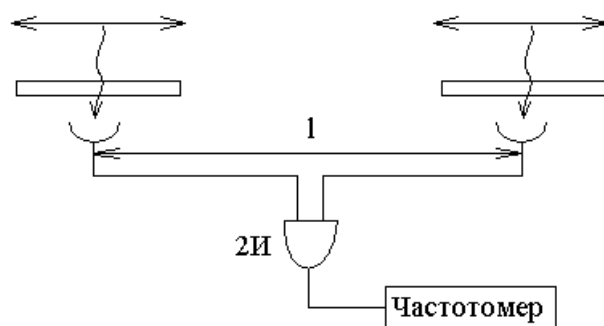
Если квадраты токов  $I_1^2$  и  $I_2^2$  флуктуируют (шумят) независимо друг от друга, то среднее от произведения равно произведению средних и, следовательно,  $A=1$ . Если же квадраты токов  $I_1^2$  и  $I_2^2$  двух антенн одновременно возрастают и одновременно убывают, то  $A > 1$ .



В опыте Брауна-Твисса определялось расстояние  $l = l_{\perp}$ , при котором отличие величины  $A$  от единицы уменьшалось вдвое. Далее из величины пространственной когерентности  $l_{\perp}$  определялся угловой размер  $\gamma = \frac{\lambda}{l_{\perp}}$  источника радиоизлучения.

**Конец факультативной вставки.**

Рассмотрим оптический опыт аналогичный опыту Брауна-Твисса.



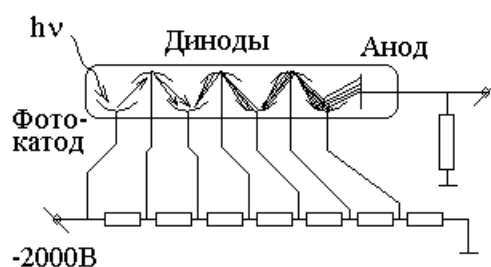
Свет далекой звезды проходит на приемники через узкополосные светофильтры.

В качестве приемников света используются ФЭУ — фотоэлектронные умножители.

Факультативная вставка.

Коротко обсудим устройство ФЭУ.

Фотоэлектронный умножитель представляет собой откачанную от воздуха колбу с несколькими электродами.



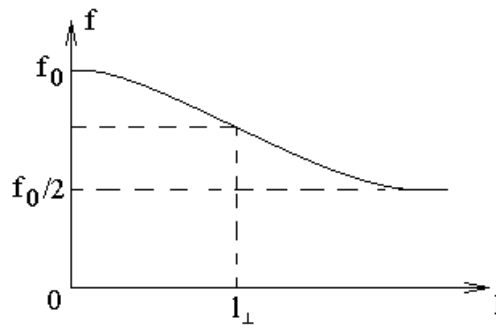
Световой фотон падает на фотокатод, из которого фотон выбивает электрон. Между катодом и ближайшим динодом приложено электрическое напряжение, ускоряющее выбитый электрон. Из динода ускоренный электрон выбивает десяток электронов, которые ускоряются напряжением к следующему диноду. Каждый электрон выбивает десяток из следующего динода и т. д. Электроны, вылетевшие из последнего динода, собираются на аноде и прилипают к нему. В результате на аноде формируется лавина примерно из миллиона электронов, которая создает импульс анодного тока отрицательной полярности. Этот ток проходит через сопротивление нагрузки в цепи анода, на котором при этом формируется отрицательный импульс напряжения. Импульс напряжения усиливают, инвертируют и подают на один из входов логической микросхемы "2И".

Конец факультативной вставки.

ФЭУ регистрирует отдельные фотоны. Импульсы с двух фотоэлектронных умножителей поступают на два входа логической микросхемы "2И". Сигнал на выходе схемы появляется только в том случае, если импульсы на двух входах совпадают по времени.

Частотомер регистрирует число совпадений на протяжении заданного промежутка времени.

На опыте регистрируется частота совпадений  $f$ , как функция расстояния  $l$  между двумя ФЭУ.



Оказалось, что частота совпадений  $f$  уменьшается примерно вдвое при изменении от нуля до бесконечности расстояния  $l$  между двумя приемниками света.

Причина зависимости  $f$  от  $l$  состоит в том, что в один объем когерентности пара фотонов попадает вдвое чаще, чем в разные объемы когерентности. Это связано с эффектом группировки фотонов.

Факультативная вставка.

Все элементарные частицы делятся на два больших класса: бозоны и фермионы.

Они различаются величиной спина или спинового квантового числа  $s$ , с которым жестко связан момент импульса  $S$  вращения частицы вокруг собственной оси  $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$ .

У бозонов спин целый:  $s=0, 1$  или  $2$ . Согласно современным теориям спин элементарной частицы не может иметь значение больше двух единиц. Бозонами могут быть не только элементарные частицы, но и целые атомы. Примеры бозонов: фотон  $s=1$ , атом гелия  $s=0$ , куперовская пара электронов  $s=0$ .

У фермионов спин полуцелый:  $s = \frac{1}{2}$  или  $\frac{3}{2}$ . Примеры фермионов: электрон  $s = \frac{1}{2}$ , протон  $s = \frac{1}{2}$ , нейтрон  $s = \frac{1}{2}$ .

Два фермиона не могут быть в одном состоянии, никто не знает почему.

Два бозона, наоборот, предпочитают находиться в одном состоянии.

Конец факультативной вставки.

Эффект группировки фотонов состоит в том, что фотоны предпочитают находиться в одном состоянии.

Этот эффект можно объяснить качественно.

Пусть есть три одинаково возможных состояния для двух бозонов.



Рассмотрим вероятность того, что две частицы находятся в одном состоянии, все равно в каком.

Если бы бозоны не были тождественно неразличимы, то расположить два шара в трех ящиках можно 9-ю вариантами. Благоприятных вариантов три, когда два шара находятся в одном ящике все равно в каком.

Тогда  $p = \frac{3}{9}$  — вероятность того, что два шара оказываются в одном ящике все равно в каком.

Перестановка тождественных бозонов не изменяет состояния системы. Поэтому для бозонов существует всего 6 вариантов расположения бозонов вместо 9-и. Можно предположить, что эти 6 вариантов равновероятны. Все следствия из этого предположения согласуются с опытом. Следовательно,

$p = \frac{3}{6}$  — вероятность того, что два бозона попадают в одно состояние все равно в какое.

Рассмотрим теперь, что будет, если два бозона вбросить по очереди.

Первый бозон равновероятно попадет в любое из трех эквивалентных состояний.

Второй бозон с вероятностью  $\frac{1}{2}$  попадает в то же состояние, в котором оказался первый бозон, так как оба бозона должны оказаться в одном состоянии с вероятностью  $p = \frac{3}{6} = \frac{1}{2}$ .

Тогда в каждое из двух оставшихся состояний вероятность попасть второму бозону равна  $\frac{1}{4}$ . Это необходимо, чтобы сумма вероятностей была равна 1.

Получилось, что для второго бозона вероятность попасть в занятое состояние вдвое больше, чем в каждое из свободных. Это и есть эффект группировки.

Новые бозоны охотнее попадают в то состояние, в котором уже есть бозоны.

На основе комбинаторики можно доказать, что вероятность  $p_i$  попасть в  $i$ -е состояние связана с числом бозонов  $n_i$ , которое уже есть в  $i$ -м состоянии соотношением:

$$p_i \sim (n_i + 1).$$

Разная вероятность попадания тождественных частиц в занятые и свободные эквивалентные состояния приводит к изменению распределения по энергиям, и оно становится отличным от распределения Больцмана для нетождественных частиц.

$$n_i = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right)} \quad \text{— распределение Больцмана для нетождественных}$$

частиц,

$$n_i = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right) - 1} \quad \text{— распределение Бозе-Эйнштейна для}$$

тождественных бозонов,

$$n_i = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right) + 1} \quad \text{— распределение Ферми-Дирака для тождественных}$$

фермионов.

Здесь  $n_i$  — среднее число частиц в  $i$ -ом состоянии с энергией  $E_i$  при термодинамическом равновесии и температуре  $T$ ;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $\mu$  — химический потенциал, который можно найти из условия нормировки:

$$\sum_i n_i = N, \text{ где } N \text{ — общее число частиц.}$$

Заметим, что в случае нулевой массы покоя бозонов, как это имеет место для фотонов, оказывается, что

$$\mu = 0.$$

Для бозонов величину  $n_i$  называют еще параметром вырождения.

Для фотонов одно состояние — это объем когерентности (для резонатора лазера — одна лазерная мода). То есть световое поле содержит в среднем  $n_i$  фотонов в каждом объеме когерентности.

Факультативная вставка.

При температуре источника света меньше 20000 градусов, параметр вырождения света в видимом диапазоне меньше единицы.

Приемник света обычно в состоянии зарегистрировать только небольшую часть фотонов, идущих в одном объеме когерентности. В таком случае параметр вырождения фотоотсчетов приемника меньше параметра вырождения света. Подробнее смотрите книгу Дж. Гудмена "Статистическая оптика":

[http://optdesign.narod.ru/book/Goodman\\_StatOpt\\_rus.djvu](http://optdesign.narod.ru/book/Goodman_StatOpt_rus.djvu)

Конец факультативной вставки.

Для нелазерных источников света обычно параметр вырождения много меньше единицы  $n_i \ll 1$ . Такой свет называют невырожденным.

Для лазерных источников света параметр вырождения много больше единицы  $n_i \gg 1$ , и такое состояние света называют вырожденным. Теплового равновесия при этом нет, то есть  $n_i$  не подчиняется распределению Бозе-Эйнштейна.

Вернемся теперь к интерпретации оптического аналога опыта Брауна-Твисса.

Свет далекой звезды — это нелазерный, невырожденный свет с малым параметром вырождения фотоотчетов  $n_i \ll 1$ . В таком случае пренебрежем тройными попаданиями фотонов в один объем когерентности. Будем считать, что в объеме когерентности обычно ноль фотонов, редко — один фотон и очень редко — два фотона. Вероятность попадания второго фотона в объем когерентности, в котором уже есть один фотон, вдвое больше, чем в соседний объем, в котором нет фотонов, из-за эффекта группировки фотонов.

Следовательно, когда оба приемника света находятся в пределах одного объема когерентности, число совпадений фотонов, регистрируемых двумя приемниками, примерно вдвое больше, чем когда приемники разнесены настолько, что не попадают в один объем когерентности.

Этот способ измерения угловых размеров звезд  $\gamma = \frac{\lambda}{l_{\perp}}$  не зависит от шумов атмосферы, так как объем когерентности слабо деформируется этими шумами, если длина когерентности  $l_{\parallel} = \frac{c}{\delta\nu}$  выбрана достаточно большой с помощью узкополосных светофильтров ( $\delta\nu$  мало).