Лекция 8
Виды неклассического света и способы их получения.
Неклассический свет с малым числом фотонов:
однофотонный и двухфотонный свет

1. Дискретные переменные.

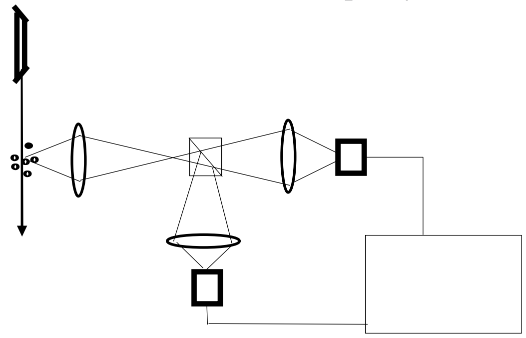
На лекции №6 были сформулированы критерии неклассичности. В качестве примера приводились фоковские состояния $|K\rangle \equiv \frac{(a^\dagger)^K}{\sqrt{K!}}|vac\rangle$. Покажем, что состояние вида $|0\rangle + c|K\rangle$ тоже представляет собой неклассический свет. (Заметим, что только такие состояния и можно приготовить экспериментально!)
Возьмем признак неклассичности

$$D_k(0) \equiv \frac{g_{k-1}g_{k+1}}{g_k{}^2} < 1.$$

Для суперпозиции K-фотонного света с вакуумом $g_{K+1} = 0$, поэтому $D_K(0) = 0$, так что такой свет - неклассический. Например, для состояния $|0\rangle + c|1\rangle$ должна наблюдаться антигруппировка, $g_2 = 0$.
Далее будут рассмотрены способы генерации однофотонного и двухфотонного света.

Методы генерации однофотонного света

Впервые генерация однофотонного света наблюдалась при резонансной флуоресценции атомов натрия (1977, Kimble, Dagenais, Mandel, PRL 39, 691-695).
Идея эксперимента: атом (двухуровневая система) не может излучить фотон сразу же после того, как он излучил предыдущий и в результате перешел в основное состояние.
Схема эксперимента: пучок атомов (перпендикулярный плоскости рисунка) пролетает через пучок возбуждающего лазера. Излучение собирается объективом и направляется на интерферометр Брауна-Твисса. Регистрируются совпадения фотоотсчетов двух детекторов как функция задержки. Из скорости счета совпадений R_c можно определить параметр группировки $g_2(\tau) = \frac{R_c(\tau)}{N_1 N_2 T_c}$, где N_1, N_2 - скорости счета двух детекторов, а T_c - время разрешения схемы совпадений. При нулевой задержке получается “провал” до 0.5.



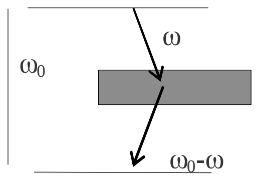
В последнее время такие эксперименты выполняются с квантовыми точками (квантовая точка аналогична атому в том смысле, что может вести себя как двухуровневая система).

Методы генерации двухфотонного света

При этом генерируется состояние вида $|0\rangle + c|2\rangle$ или $|0\rangle + c|1,1\rangle$: две моды могут отличаться частотой, поляризацией, волновым вектором.

1) *Каскадные переходы в атомах*.

Для этого нужна система трех уровней с короткоживущим (широким) промежуточным уровнем и долгоживущим (узким) верхним уровнем: $\Gamma_b >> \Gamma_a$.



$$\left|\Psi\right\rangle = \left|vac\right\rangle + \int d\omega F(\omega) a^{\dagger}(\omega) a^{\dagger}(\omega_0 - \omega) \left|vac\right\rangle$$

Kocher, Commins, PRL 18, 575-577 (1967):
Использовалась система уровней атомов кальция. Время жизни промежуточного уровня - 4.5 нс. Измерялся, как и в экспериментах с однофотонным состоянием, второй нормированный момент. Но сейчас получается $g_2(\tau) = \dfrac{1}{2|c|^2} >> 1$, т.к. коэффициент c очень мал.

Почему же этот свет – неклассический? Воспользуемся опять признаком $D_k(0) \equiv \dfrac{g_{k-1}g_{k+1}}{g_k^{\,2}} < 1$. Рассмотрим $k = 2$; получим $g_3 \propto g_2 \propto 1/N = 1/|c|^2$, поэтому $\dfrac{g_3}{g_2^2} \propto |c|^2$, и при достаточно малых c эта величина <1.

2) *Спонтанное параметрическое рассеяние*

СПР - 1967 г. Предсказано Д.Н.Клышко и в том же году зарегистрировано независимо в МГУ и двух различных лабораториях США.
1968 - предсказана корреляция (Зельдович, Клышко)
1970 - наблюдалась (Burnham, Weinberg).
Для теоретического описания следует рассмотреть оператор взаимодействия поля с веществом в дипольном приближении:

$V = -dE$. Пусть среда обладает квадратичной нелинейностью, тогда $V \propto \int d^3 r P(r) E = \int d^3 r \chi EEE$.
Строго говоря, здесь свертка тензора квадратичной нелинейности с тремя полями. Но мы, допустим, не интересуемся анизотропией и вообще векторным характером полей.

Тогда просто $V \sim \int d^3 r\, \chi E^3$, и пусть в среде присутствуют поля на трех частотах – накачка, сигнальная волна и холостая волна.

$$E^3 = \left[E_0 e^{-i\omega_0 t} + E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c.\right]^3;$$

для средней энергии взаимодействия за период получим, в частности, такие слагаемые:
$\langle E^3 \rangle = 3E_0^{(-)} E_1^{(+)} E_2^{(+)} + 3E_0^{(+)} E_1^{(-)} E_2^{(-)}$.
(Вообще-то будут и другие слагаемые, но нас интересует именно это – в нем наш эффект).

Тогда для частот получаем соотношение синхронизма $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$. Предположим теперь, что на частоте ω_0 поле сильное, классическое (накачка), а вот на двух других частотах – слабое, или вообще ничего нет (то есть вакуум). Тогда в этих двух модах переходим к операторам. Соответствующее слагаемое будет иметь вид:

$3E_0^{(+)} a_1^+ a_2^+ + 3E_0^{(-)} a_1 a_2$,

а в многомодовом случае будет $\sum E_0 a_1^+ a_2^+ e^{i(k0-k1-k2)r} +$ c.c.

Получится:

$V \sim \chi E_0 \int dxdydz \sum (a_1^+ a_2^+ e^{i(k0-k1-k2)r} +$ c.c)

Бездифракционное приближение: среда ограничена только по z (длина кристалла L). Тогда интеграл по объему распадается на три таких:

$\int dx = \delta(\Delta_x)$, $\int dy = \delta(\Delta_y)$, $\int dz \sim \mathrm{sinc}(\Delta_z L/2)$,
$\Delta_x \equiv k_{0x} - k_{1x} - k_{2x}$, $\Delta_y \equiv k_{0y} - k_{1y} - k_{2y}$, $\Delta_z \equiv k_{0z} - k_{1z} - k_{2z}$.

Получим для оператора взаимодействия:

$$V \propto \chi E_0 F(\Delta_z L) L a_1^+ a_2^+ + h.c. \equiv i\hbar\Gamma a_1^+ a_2^+ + h.c.$$

Здесь предполагается бездифракционное приближение, 2 моды, вообще говоря, различаются по поляризации или частоте или волновому вектору.

Сейчас мы рассматриваем слабую накачку, когда пар рождается мало. Поэтому мы можем воспользоваться теорией возмущений (и представлением взаимодействия). Тогда $\Psi = |vac\rangle + \Gamma t a_1^\dagger a_2^\dagger |vac\rangle, \quad \Gamma t << 1$. (Это коэффициент параметрического усиления.) Моды 1,2 могут быть и поляризационными - тогда говорят о синхронизме *типа II*. Или о *бифотонном свете типа II*.

Бифотонный свет типа I: $\Psi = |vac\rangle + \dfrac{\Gamma t}{2}(a^+)^2 |vac\rangle$

Перепутанное состояние.
Если имеет место неколлинеарный синхронизм типа II, то возможна генерация так называемых поляризационно-пространственных перепутанных состояний (entangled states).
Это состояния вида
$\Psi = |vac\rangle + (a_1^\dagger b_2^\dagger \pm b_1^\dagger a_2^\dagger)|vac\rangle$.
Здесь, как и раньше, a, b обозначают различные поляризационные моды, а индексы - пространственные моды. Возможен и режим, когда задействованы две частотные и две поляризационные моды.

3) *Гиперпараметрическое рассеяние (ГПР)*

- тоже может рассматриваться как источник двухфотонного света. При этом можно использовать среды с кубичной нелинейностью.

$$2\omega_0 = \omega_1 + \omega_2,$$
$$2k_0 = k_1 + k_2.$$
Зависимость от интенсивности накачки - квадратичная; поэтому имеет смысл фокусировка и импульсный режим.

4) Приготовление однофотонного света без вакуума.

Из двухфотонного света можно приготовить однофотонный (эксперимент Rarity, Tapster, Jakeman, 1987), если один из фотонов служит “триггером”, открывающим затвор (ворота) для второго. После того, как через затвор пропущен фотон, затвор на некоторое время закрывается - аналогия с “мертвым временем” атома или квантовой точки. Наблюдался параметр группировки около 0.7.