

где

$$\rho^2 = (\langle X \rangle + \Delta X)^2 + (\Delta Y)^2, \quad \text{tg} \varphi = \Delta Y / (\langle X \rangle + \Delta X) \approx \Delta Y / \langle X \rangle. \quad (10)$$

Флуктуации фазы φ связаны с флуктуациями квадратуры Y . Подавление флуктуаций ΔY приводит к изменению функции распределения фазы $w(\varphi)$. В связи с этим осн. метод исследования С. с. в радиодиапазоне состоит в измерении распределения $w(\varphi)$ [4].

В возникновению С. с. приводит также эффект самовоздействия. При распространении излучения в среде с кубичной нелинейностью появляется фазовая добавка, пропорц. числу фотонов $n_0 = a_0^+ a_0$ (эффект фазовой самомодуляции света). Для одномодового излучения этот эффект описывается ур-нием

$$a(z) = \exp(-i\gamma n_0 z) a_0, \quad (11)$$

где коэф. γ определяется кубичной нелинейностью среды. В случае исходного когерентного состояния $|\alpha\rangle$ с амплитудой α , где α — собств. значение оператора $a_0|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$, и оптм. фазы сигнала $\varphi = \text{arg} \alpha$, удовлетворяющей соотношению $\varphi = (1/2) \arctg \psi - \psi$, $\psi = \gamma|\alpha|^2 z$, минимальная дисперсия квадратуры

$$\sigma_X^2 = [(1 + \psi^2)^{1/2} - \psi]^2 / 4.$$

При этом дисперсия второй квадратуры максимальна:

$$\sigma_Y^2 = [(1 + \psi^2)^{1/2} + \psi]^2 / 4.$$

При нелинейном оптич. преобразовании (11) статистика фотонов не меняется: $n(z) = a^+(z)a(z) = n_0$. Однако интерференция поля, находящегося в когерентном состоянии, с полем, преобразованным согласно (11), позволяет получить излучение с субпуассоновской статистикой [4].

Для регистрации С. с. оптич. излучения обычно используется балансное гомодинное детектирование (рис. 2). Сжатый свет, к-рому соответствуют операторы

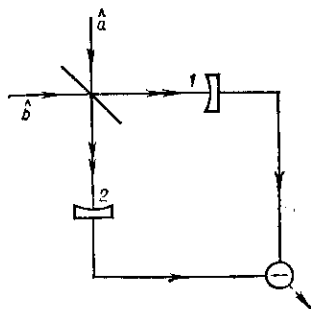


Рис. 2. Схема балансного гомодинного фотодетектирования: 1 и 2 — фотоприёмники в каналах.

a и a^+ , смешивается с мощным когерентным излучением гетеродина (операторы b и b^+). Операторы уничтожения, описывающие излучение в каждом из каналов (индексы «1» и «2») после смешения, имеют вид:

$$a_1 = (a+b)/\sqrt{2}, \quad a_2 = (-a+b)/\sqrt{2}.$$

Для фотоприёмников с единичным квантовым выходом оператор разностного фототока равен

$$I = a_1^+ a_1 - a_2^+ a_2 = a^+ b + b^+ a \approx \langle b \rangle a^+ + \langle b \rangle^* a.$$

Приближённая часть выражения соответствует излучению гетеродина в случае, когда его можно описывать классически: $\langle b^+ b \rangle \gg 1$. Подбором фазы гетеродина $\theta = \text{arg} \langle b \rangle$ можно добиться того, чтобы разностный фототок определялся лишь одной из квадратур регистрируемого поля, напр.

$$I = |\langle b \rangle| (a + a^+) = 2|\langle b \rangle| \hat{X},$$

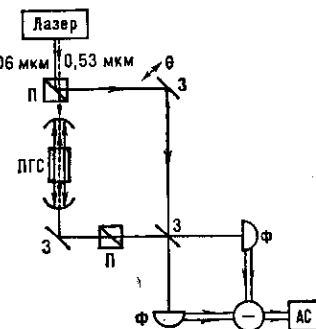
а его дисперсия — дисперсией этой квадратуры:

$$\langle \Delta \hat{I}^2 \rangle = 4|\langle b \rangle|^2 \sigma_X^2.$$

Если на входе гетеродина излучение в С. с. отсутствует, то дисперсия определяется вакуумными флуктуациями ($\sigma_X^2 = 1/4$) и уровень дробового шума описывается φ -лой Шоттки. При подаче на смеситель излучения в С. с. уменьшается дробовой шум детектирования.

Др. способ исследования С. с. базируется на регистрации усиленной квадратуры компоненты. При сильном сжатии классич. и многомодовые квантовые С. с. обладают фазосопрежённным спектром, т. е. фазы фурье-компонент поля, расположенных симметрично относительно ср. частоты, комплексно сопряжены (равны по абс. величине, но имеют разные знаки). Это свойство приводит к тому, что при удвоении частоты широкополосного спектра С. с. в спектре второй гармоники формируется очень узкий пик [4]. Квантовая трактовка этого явления — смещение корреляров. пар фотонов, рождаемых при параметрической люминесценции.

Рис. 3. Схема эксперимента по генерации сжатых состояний: задающий лазер генерирует излучение на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм (сплошные линии) и на $\lambda = 0,53$ мкм (штриховая линия); переключением одного из плоских зеркал вносится фазовая задержка θ ; П — поляризатор; З — зеркало; Ф — фотодиод; АС — анализатор спектра; ПГС — параметрический генератор света.



Ярким подтверждением существования квантовых С. с. явился эксперимент [5], схема к-рого приведена на рис. 3. Здесь реализовано коллинеарное трёхфотонное параметрич. взаимодействие в оптич. резонаторе в допороговом режиме. Излучение накачки ($\lambda \approx 0,53$ мкм), представляющее собой вторую гармонику задающего лазера на гранате с неодимом, поступает в резонатор, где генерируется С. с. на $\lambda = 1,06$ мкм. Одноврем. излучение задающего лазера с $\lambda = 1,06$ мкм отщепляется от осн. пучка и смешивается с излучением в С. с. в схеме балансного гомодинного детектирования. Осн. результат эксперимен-

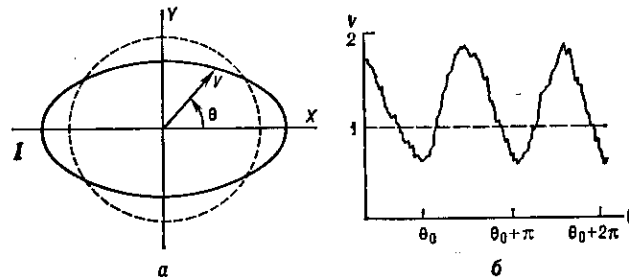


Рис. 4. Зависимость напряжения шумов разностного фототока от фазы гетеродина: а — область квантовой неопределённости; б — результат эксперимента. Пунктирными линиями показан уровень дробового шума и соответствующее ему вакуумное состояние (его область квантовой неопределённости).

та, заключающийся в появлении провалов под уровнем дробового шума, представлен на рис. 4, где изображена зависимость напряжения шума фототока от фазы гетеродина. Глубина провалов составляет прил. 50%.