

А.В. Белинский

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛАХ СВЯЗИ

Предложена схема линии связи, реализующая преимущества света в квантовом сжатом состоянии. Развита квантовая теория двухмодовой невырожденной параметрической генерации в резонаторе произвольной добротности. Установлена неадекватность соответствующего полуклассического рассмотрения.

Введение

Проблемы получения и использования квантовых состояний электромагнитных полей, и прежде всего сжатых состояний света, в последние годы вызывают повышенный интерес, поскольку они связаны с решением целого ряда фундаментальных и прикладных проблем. Этот интерес обусловлен возможностью снижения дробовых шумов фотодетектирования, что открывает перспективы повышения предельных характеристик разнообразных высокоточных измерительных и приемопередающих систем [1–5].

Наиболее яркий пример получения таких состояний света — это параметрическая генерация или усиление в резонаторе [2–7]. При этом может быть использован как вырожденный, так и невырожденный режимы. В первом случае генерируется сжатое состояние сигнальной волны, которое, после смешения с гетеродином, может обуславливать снижение уровня дробового шума детектирования [2, 6]. Того же эффекта можно добиться и в невырожденном режиме в результате предварительного смешения сигнальной и холостой волн [1, 2, 8]. Кроме того, специфика использования невырожденного взаимодействия заключается и в том, что сигнальные и холостой фотоны рождаются одновременно, т. е. оказываются в значительной степени взаимно коррелированными [9]. Эта корреляция проявляется и в фототоках при независимом детектировании сигнальной и холостой волн. В результате уровень шумов разностного фототока оказывается ниже уровня дробового шума [7].

Ниже мы остановимся на возможности применения этих явлений в оптических линиях связи. Но в начале изложим последовательную квантовую теорию используемого в экспериментах параметрического взаимодействия в резонаторе произвольной добротности. Полученные нами результаты отличаются от известных, выведенных как на основании полуклассического, так и квантового подходов (см., например, [2, 8, 10–13]). Следует отметить, что в ряде работ на использование полуклассического приближения прямо не указано. Например, в [8, 10, 11] авторы оперируют бозе-операторами рождения и уничтожения фотона, хотя нетрудно убедиться, что внутри резонатора коммутационные соотношения для них не выполняются. Общим недостатком ряда других работ (например, [2, 12, 13]) является ограничивающее их применимость приближение высокодобротного резонатора.

1. Квантовая модель нелинейного взаимодействия в резонаторе

При описании эволюции поля в нелинейном резонаторе мы использовали следующую модель взаимодействия.

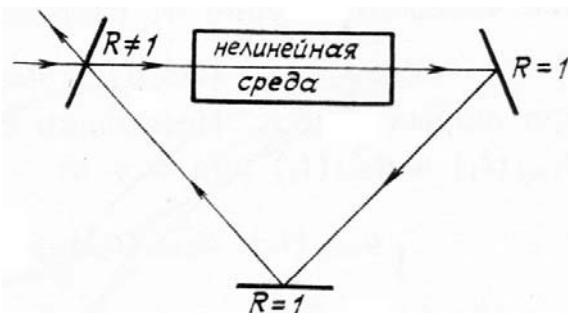


Рис. 1. Схема нелинейного резонатора

Рассмотрим кольцевой резонатор, изображенный на рис. 1. Одно из его зеркал (выходное) обладает неединичным амплитудным коэффициентом отражения R и пропускания τ , причем полагаем, что диссипативные потери отсутствуют, т.е. $R^2 + \tau^2 = 1$.

Пусть в резонаторе устанавливается сигнальное и холостое поля с некоторыми средними интенсивностями. При этом он может либо освещаться внешней когерентной волной, либо не освещаться. Нас будут интересовать квантовые флуктуации излучения с нулевой средней амплитудой в области пространства перед светоделительным зеркалом. Для их описания воспользуемся моделью, согласно которой флуктуационная часть полей складывается из флуктуаций исходно вакуумных волн, проникших в резонатор через выходное зеркало и совершивших различное число обходов (см. рис. 2). Если взаимовлияние этих волн в процессе нелинейного взаимодействия отсутствует, то результирующее поле представляет собой просто их суперпозицию:

$$a_j(t) = \sum_{m=1}^{\infty} a_{mj}(t), \quad a_j^+(t) = \sum_{m=1}^{\infty} a_{mj}^+(t), \quad (1)$$

где a и a^+ — медленно меняющиеся операторы уничтожения и рождения фотона в представлении Гейзенберга, описывающие флуктуационную часть поля; индекс $j = 1, 2$ соответствует сигнальной ($j = 1$) и холостой ($j = 2$) модам, при этом полагаем, что параметрическое взаимодействие вырождено по частоте, но не вырождено по состоянию поляризации, т.е. сигнальная и холостая волны имеют взаимно ортогональные плоскости поляризации; m — число полных обходов резонатора, а t — время.

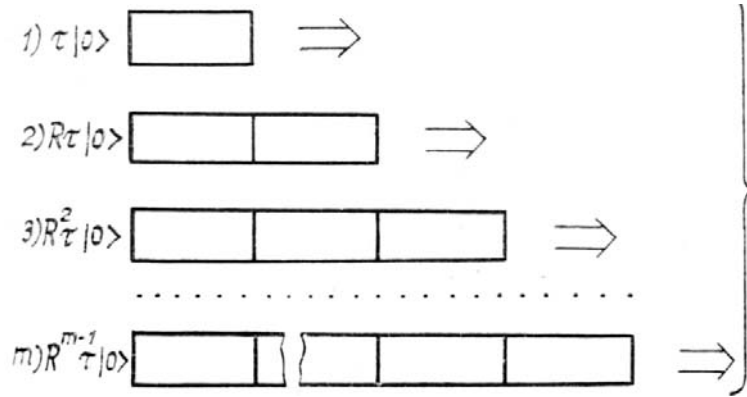


Рис. 2. Диаграмма, поясняющая преобразование квантовых флуктуаций в резонаторе. Вектор $|0\rangle$ обозначает вакуумное состояние на входе, R и τ — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания входного зеркала. Прямоугольниками показана нелинейная среда

Изложенный подход справедлив при квазилинейном преобразовании флуктуаций в среде, как раз и характерном для параметрического взаимодействия в поле неистощающейся накачки:

$$a_{m1,2}(t) = \tau R^{m-1} e^{-im\theta} [\text{ch}(m\gamma) a_{0m1,2}(t - mT) \pm e^{-i\varphi} \text{sh}(m\gamma) a_{0m2,1}^+(t - mT)]. \quad (2)$$

Здесь операторы a_{0mj} и a_{0mj}^+ соответствуют входящему в резонатор вакуумному излучению, являющемуся «затравкой» для параметрического усиления [9], которое затем совершает по резонатору m проходов; γ — инкремент параметрического усиления за один проход среды; T — время одного полного обхода резонатора излучением, $\Theta = \omega T$ — фазовый набег за это время на частоте несущей $\omega = \omega_1 = \omega_2$, φ — фаза накачки.

Для анализа статистических характеристик сформированного в резонаторе излучения нам необходимы будут коммутационные свойства введенных операторов. Очевидно, что $a_{mj}(t_1)$ и $a_{nj}(t_2)$ коммутируют при $m = n$, т.к. они описывают излучение, претерпевшее различное число отражений от светоделительного зеркала. Ясно также, что

$$[a_{0mj}(t_1), a_{0mj'}^+(t_2)] = \delta_{jj'} \quad (3)$$

при любых t_1 и t_2 . Несколько сложнее обстоит дело с операторами $a_{0mj}(t_1)$ и $a_{0mj'}^+(t_2)$ при $m \neq n$:

$$[a_{0mj}(t_1), a_{0nj'}^+(t_2)]_{m+n} = \begin{cases} \delta_{jj'} & \text{при } |\Delta t| < T \\ 0 & \text{при } |\Delta t| \geq T, \end{cases} \quad (4)$$

где $\Delta t = t_2 - t_1$. Эти операторы коммутируют при $|\Delta t| \geq T$, поскольку при разделении во времени на интервал T и более они описывают независимые вакуумные волны.

Для получения света в сжатом состоянии необходимо осуществить смешение сигнальной и холостой мод (см., напр., [8]) вида

$$a = (a_1 + a_2)/\sqrt{2}, \quad (5)$$

которое может быть реализовано при помощи светоделителя или поляризационной призмы. Для снижения же дробового шума фотодетектирования используется дальнейшее смешение этой волны с сигналом гетеродина. Пусть частота несущей последнего совпадает с собственной частотой ω сформированных в резонаторе сигнальной и холостой мод. Тогда из общего описания фотодетектирования (см., например, [1]) следует, что корреляционная функция фототока при этом равна

$$G(\Delta t) = \eta^2 \langle I \rangle^2 + \eta \langle I \rangle \delta(\Delta t) + \eta^2 I_r (\tau^2/T) \{ \langle a^+(t_1) a^+(t_2) + e^{-i2\varphi_r} \langle a^+(t_1) a(t_2) \rangle + \text{к. с.} \rangle \Theta(t_2 - t_1) + (t_1 \leftrightarrow t_2) \}. \quad (6)$$

Здесь $\langle I \rangle$ — средняя интенсивность регистрируемого излучения; I_r и φ — интенсивность и фаза сигнала гетеродина; η — квантовый выход фотоприемника; $\Theta(\Delta t) = 1$ при $\Delta t \geq 0$ и равна нулю при $\Delta t < 0$, а операторы a и a^+ определяются в соответствии с (5). При выводе (6) не учитывались собственные квантовые флуктуации гетеродина, влияние которых выбором соответствующего режима смешения может быть практически полностью устранено [8]. Выражение (6) справедливо при широкополосном детектировании и δ -коррелированное слагаемое определяет в нем дробовой шум.

Оптимальное подавление дробового шума достигается при $\Theta = 2\pi\kappa$, $\varphi_r - \varphi = \pi + 2\pi\kappa$, κ — целое. Рассчитаем для этих условий корреляционную функцию (6), пользуясь соотношениями (1)–(5). При этом необходимо учесть, что корреляторы $\langle a_{mj}^+(t_1) a_{nj}^+(t_2) \rangle$ и $\langle a_{mj}^+(t_1) a_{nj}(t_2) \rangle$, в соответствии с (4), отличны от нуля лишь в случае $\Delta t/T + m \leq n < \Delta t/T + m + 1$, т.е. когда $n = m + (\Delta t/T)_0$, где $(\Delta t/T)_0$ — величина $\Delta t/T$, которую мы считаем положительной, округленная до ближайшего меньшего целого значения.

В результате имеем

$$G(\Delta t) = \eta^2 \langle I \rangle^2 + \eta \langle I \rangle \delta(\Delta t) + \eta^2 I_r \frac{(1 - R^2)(e^{-2\tau} - 1)}{T[1 - (R e^{-\tau})^2]} [1 + (R e^{-\tau})^{|\Delta t/T|_0} \Theta(|\Delta t| - T)]. \quad (7)$$

Здесь $|\Delta t/T|_0$ округлено до ближайшего меньшего по абсолютной величине целого значения, а также учтен тот факт, что

$$\sum_{m=1}^{\infty} R^{2(m-1)} (e^{-2m\tau} - 1) = (e^{-2\tau} - 1)/[1 - (R e^{-\tau})^2]. \quad (8)$$

Таким образом, корреляционная функция (7) представляет собой ступенчатую зависимость с периодом ступенек T и имеющую пьедестал, определяемый значениями этой функции при $0 < \Delta t < T$ и $|\Delta t| \rightarrow \infty$.

Полученные результаты справедливы не только в допороговом режиме работы, но и при превышении порога параметрической генерации. Достижению порога соответствует $R = e^{-\tau}$. Сходимость же ряда (8) зависит лишь от выполнения условия $R e^{-\tau} < 1$, которое не нарушается при любой конечной добротности резонатора. В этой связи необходимо отметить, что известные варианты полуклассического рассмотрения параметрического усиления в резонаторе с конечной добротностью [8, 10, 11] справедливы только в допороговом режиме.

Спектр корреляционной функции (7) имеет вид

$$G(\Omega) = \eta \langle I \rangle - 2\eta^2 I_r R e^{-\tau} \text{sinc}(\Omega T) (2 \cos \Omega T - 1 - R e^{-\tau})(1 - R^2)(1 - e^{-2\tau})/[1 - 2R e^{-\tau} \cos \Omega T + (R e^{-\tau})^2] [1 - (R e^{-\tau})^2], \quad (9)$$

где Ω представляет собой частоту отстройки от несущей ω и опущены слагаемые, обусловленные постоянной составляющей сигнала, которые отфильтровываются в приемном тракте, а $\text{sinc} x = \sin x/x$.

Оптимальное подавление дробовых шумов в спектре (9) осуществляется при $\eta = 1$ и $\langle I \rangle = I_r$ (выполнение последнего достигается довольно просто: увеличением мощности гетеродина). В этом случае фактор Фано, определяемый как отношение дисперсии флуктуаций интенсивности к соответствующей дисперсии излучения в когерентном состоянии, т.е. $F(\Omega) = G(\Omega)/\langle I \rangle$, равен

$$F(\Omega \neq 0) = 1 - 2R e^{-\tau} \text{sinc} \Omega T \frac{(1 - R^2)(1 - e^{-2\tau})(2 \cos \Omega T - 1 - R e^{-\tau})}{(1 - R^2 e^{-2\tau})(1 - 2R e^{-\tau} \cos \Omega T + R^2 e^{-2\tau})}. \quad (10)$$

Производя сравнение полученных результатов с данными известных работ [2, 8, 10–13], необходимо отметить следующее принципиальное отличие. Так, авторы указанных работ приходят к заключению, что идеальный режим приготовления сжатых состояний, помимо $\Omega = 0$, осуществляется на пороге генерации.

В нашем случае на пороге ($R = e^{-\gamma}$) фактор Фано

$$F(\Omega \rightarrow 0) = (1 - R^2)(1 + R^2) \quad (11)$$

минимален лишь при $R \rightarrow 1$, т.е. при бесконечной добротности резонатора. В остальных практически реализуемых случаях ($R < 1$) идеальное сжатие не достигается и оптимальным является допороговый режим ($R < e^{-\gamma}$). Это утверждение иллюстрируется графиками минимально возможных F и соответствующих им оптимальных значений $e_0^{-2\gamma} = e_0^{-2\gamma}$ в зависимости от ΩT для различных R^2 , которые приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что уменьшению добротности резонатора соответствует снижение предельно достижимого сжатия и все большее удаление оптимального режима усиления от порога генерации.

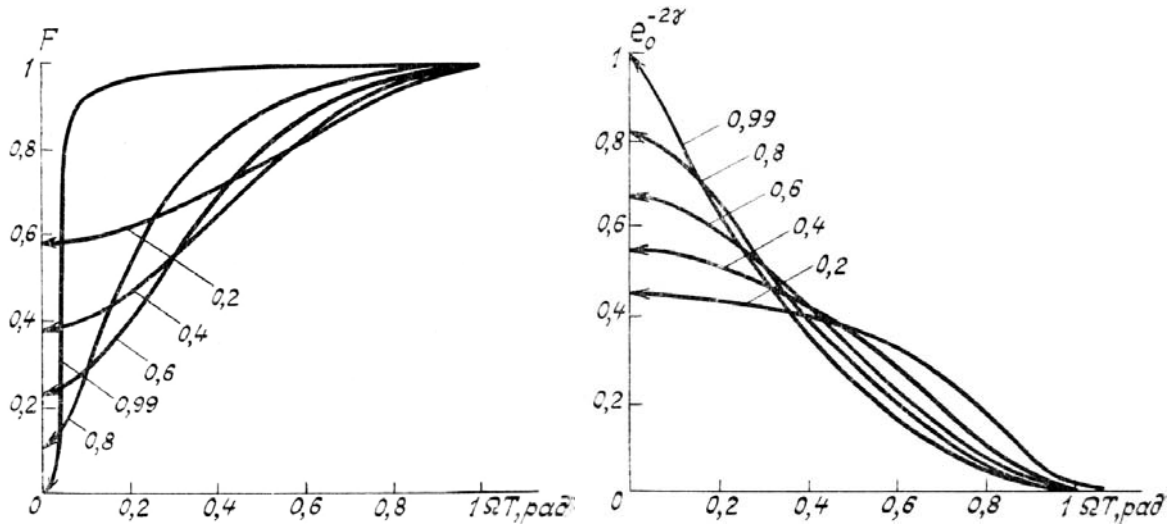


Рис. 3. Оптимизированные графики минимально возможных значений фактора Фано F и соответствующих им оптимальных величин $e_0^{-2\gamma}$ в зависимости от ΩT . Цифры у кривых — коэффициенты отражения светоделительного зеркала по интенсивности: $R^2 = 0,2 - 0,99$

Как указывалось во введении, реализация преимуществ квантового состояния света, генерируемого в процессе невырожденного параметрического взаимодействия, достигается также при независимом детектировании сигнальной и холостой мод. Покажем далее, что их взаимные квантовые флуктуации, обуславливающие шумы разностного фототока, могут быть в значительной степени подавлены. В простейшем случае однократного прохождения нелинейной среды, в которой осуществляется двухмодовое параметрическое усиление флуктуаций вакуума в поле заданной классической накачки, взаимодействие описывается уравнениями

$$a_{1,2} = e^{-i\theta} 1,2 (a_{01,02} \operatorname{ch} \gamma + e^{-i\varphi} a_{02,01}^+ \operatorname{sh} \gamma). \quad (12)$$

Обозначения здесь соответствуют (2).

Легко убедиться в том, что средний разностный фототок при независимом детектировании сигнальной и холостой мод приемниками с единичным квантовым выходом равен нулю:

$$\langle I_{1-2} \rangle = \langle a_1^+ a_1 \rangle - \langle a_2^+ a_2 \rangle = 0. \quad (13)$$

Менее очевидной является нулевая дисперсия флуктуации этого разностного фототока, что следует из непосредственного расчета:

$$\langle I_{1-2}^2 \rangle = \sum_{j=1}^2 \langle a_j^+ a_j a_j^+ a_j \rangle - 2 \langle a_1^+ a_2^+ a_1 a_2 \rangle = 0. \quad (14)$$

Таким образом, независимо от эффективности параметрического процесса фотоны в модах оказываются идеально коррелированными.

Перейдем теперь к рассмотрению параметрической генерации в резонаторе. Для корреляционной функции разностного фототока при идентичности двух фотоприемников имеем

$$G_{1-2}(\Delta t) = \eta\tau^2 T^{-1} \left\{ \sum_{j=1}^2 \{ \langle a_j^\dagger(t_1) a_j(t_2) \rangle \delta(\Delta t) + \{ \eta\tau^2 T^{-1} [\langle a_j^\dagger(t_1) a_j(t_2) \rangle + \langle a_j^\dagger(t_1) a_j^\dagger(t_2) a_j(t_2) a_j(t_1) \rangle I\Theta(\Delta t) + (t_2 \leftrightarrow t_1)] \} - 2\eta\tau^2 T^{-1} \times \right. \\ \left. \times [\langle a_1^\dagger(t_1) a_2^\dagger(t_2) a_2(t_2) a_1(t_1) \rangle \Theta(\Delta t) + (1 \leftrightarrow 2)] \right\}. \quad (15)$$

Оптимальное подавление взаимных квантовых флуктуаций мод также достигается на резонансных частотах резонатора, т.е. при $\Theta = 2\pi\kappa$, κ — целое, что и будет учтено нами далее.

Подстановка (1), (2) в (15) и использование коммутационных соотношений (3), (4) дают

$$G_{1-2}(\Delta t) = 2\eta\tau^4 T^{-1} \{ S(0) \delta(\Delta t) + \{ \eta\tau^2 T^{-1} [S(\Delta t) + 2\tau^2 S(0) S(\Delta t) + \tau^2 S^2(\Delta t) - 2\tau^2 C(0) C(\Delta t) - \tau^2 C^2(\Delta t)] \Theta(\Delta t - T) + (t_1 \leftrightarrow t_2) \} \}; \quad (16)$$

$$S(\Delta t) = R^{(\Delta t/T)_0} \sum_{m=1}^{\infty} R^{2(m-1)} \text{sh } m\gamma \text{ sh } [m + (\Delta t/T)_0] \gamma; \\ C(\Delta t) = R^{(\Delta t/T)_0} \sum_{m=1}^{\infty} R^{2(m-1)} \text{sh } m\gamma \text{ ch } [m + (\Delta t/T)_0] \gamma.$$

Зависимость (16) также представляет собой ступенчатую функцию с шириной ступенек T . Непосредственное вычисление сумм позволяет упростить (16):

$$G_{1-2}(\Delta t)/2\eta \langle I \rangle = \delta(\Delta t) - \eta T^{-1} R^{2|\Delta t/T|_0} (1 - R^2) (1 + R^2)^{-1} \Theta(|\Delta t| - T) \quad (17)$$

где $\langle I \rangle = \tau^4 T^{-1} S(0)$ — средняя интенсивность излучения в модах за счет усиления флуктуаций вакуума (здесь мы полагаем, что только они воздействуют на резонатор, т.е. отсутствует его внешняя подсветка).

В свою очередь, для спектра флуктуаций разностного фототока имеем

$$\frac{G_{1-2}(\Omega)}{2\eta \langle I \rangle} = 1 - 2\eta \frac{R^2 (1 - R^2)}{1 + R^2} \frac{\cos(3\Omega T/2) - R^2 \cos(\Omega T/2)}{1 - 2R^2 \cos \Omega T + R^4} \text{sinc}(\Omega T/2). \quad (18)$$

В итоговых соотношениях (17), (18) прежде всего обращает на себя внимание отсутствие зависимости от γ , определяющей лишь среднюю интенсивность в каналах, т.е. ситуация оказывается аналогичной параметрическому усилению «на проход». Этот факт, имеющий вполне очевидную квантовую трактовку, не находит объяснения в рамках известного полуклассического описания [2, с. 1520], где зависимость от γ входит в окончательные результаты. Отсутствие влияния γ на степень подавления дробового шума позволяет сделать вывод о более простой реализации такого режима приготовления квантовых состояний по сравнению с одномодовой параметрической генерацией (вырожденной) или рассмотренным выше способом приготовления сжатых состояний при смешении сигнальной и холостой мод, в которых подавление дисперсии флуктуаций одной из квадратур поля в решающей степени определяется инкрементом. Это соображение подтверждают и недавние экспериментальные данные [5, с. 361], где в резонаторном ПГС авторам удалось получить снижение квантового шума лишь в схеме, аналогичной [7], т.е. при независимом детектировании сигнальной и холостой мод. Попытки же приготовления сжатых состояний в вырожденном режиме окончились неудачей.

Важным отличием изложенных результатов квантового рассмотрения от полуклассического является также принципиальное отсутствие возможности достижения идеального подавления шума разностного фототока при любой конечной добротности резонатора ($|R| < 1$). В полуклассической же теории такая возможность предсказывается в случае $\Omega = 0$.

Обратим внимание на следующий факт, имеющий значение в эксперименте. В соответствии с (18) для каждой частоты Ω имеется некоторая оптимальная добротность резонатора, обеспечивающая минимизацию $G_{1-2}(\Omega)$. Графики зависимостей предельных значений $G_{1-2}(\Omega)/2\eta \langle I \rangle$ и соответствующих им оптимальных R_0^2 от ΩT приведены на рис. 4. Примеры спектров шума разностного фототока, рассчитанные для различных добротностей, представлены на рис. 5.

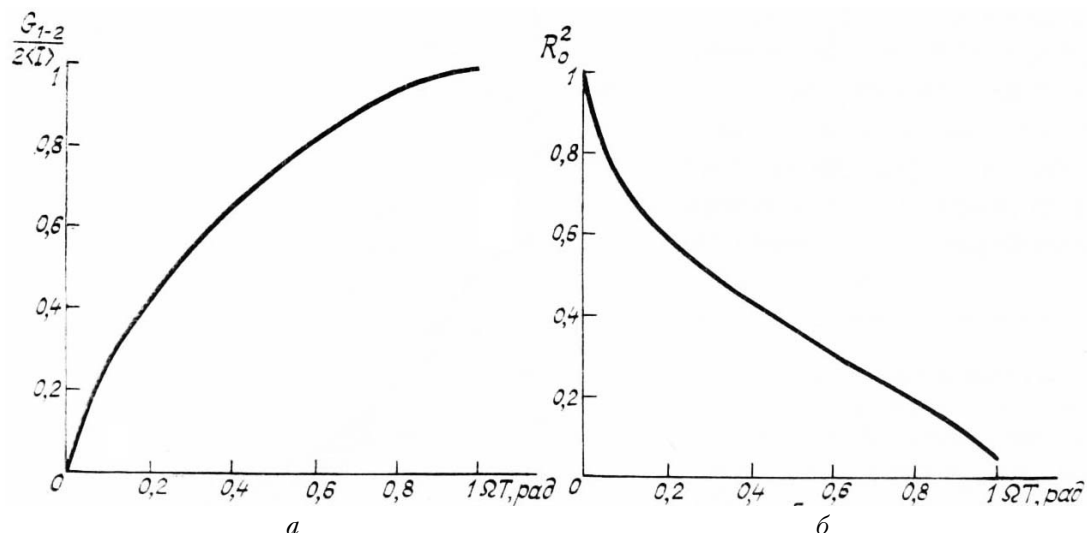


Рис. 4. Графики зависимостей минимально возможных значений $G_{1-2}(\Omega)/2\langle I \rangle$ (а) и соответствующих оптимальных R_0^2 (б) от ΩT при $\eta = 1$

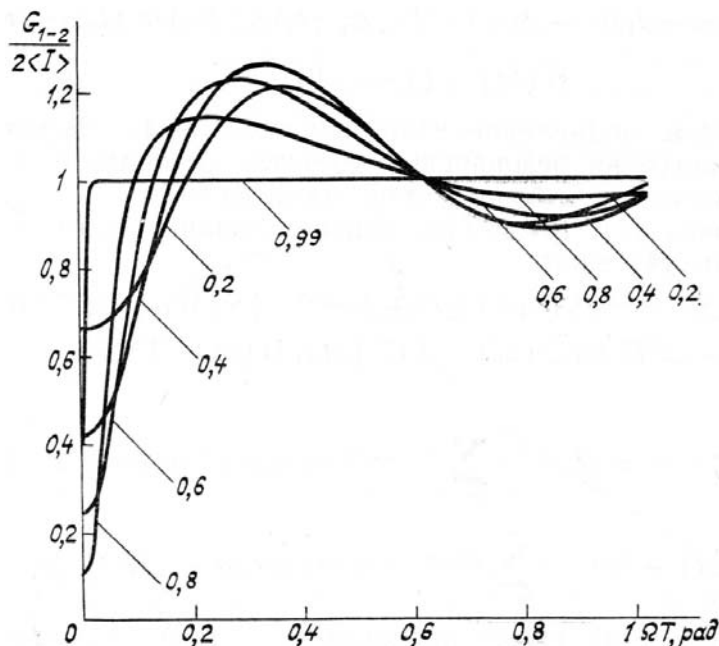


Рис. 5. Нормированные спектры шумов разностного фототока для различных $R^2 = 0,2-0,99$ при $\eta = 1$. Единице соответствует уровень шумов при детектировании двух когерентных мод

2. Конкретная схема

Перейдем теперь к рассмотрению конкретного варианта линии связи, реализующей преимущества квантовых состояний света. Схематично он изображен на рис. 6. Передатчик состоит из источника когерентного плоскополяризованного излучения и фазового гиратора $\Phi Г$, который по управляющему сигналу $F(t)$, несущему передаваемую информацию, осуществляет соответствующее вращение плоскости поляризации. В приемнике квантовое сжатое состояние света готовится в резонаторном параметрическом генераторе. Плоскости поляризации его сигнальной и холостой мод взаимно ортогональны. По генерируемым частотам взаимодействие вырожденное. Испускаемые моды смешиваются поляризационной призмой $ПП$ в соответствии с (5) и направляются на два фотодетектора $\Phi Д 1$ и $\Phi Д 2$. Плоскости поляризации призмы скрещены по отношению к плоскости поляризации сигнальной и холостой волн под углом $\pi/4$. Таким образом, в отсутствие принимаемого сигнала разностный фототок нулевой. Наличие же сигнала, выступающего в роли гетеродина, выводит устройство из этого баланса, который, однако, восстанавливается системой обратной связи, вызывающей соответствующее изменение состояния поляризации излучения посредством фазового гиратора $\Phi Г$ приемника. Величи-

на сигнала, управляющего линией обратной связи, которая отслеживает и восстанавливает баланс в системе, характеризует $F(t)$. Таким образом, «рабочей точкой» устройства является нулевой разностный фототок, шумы которого, в соответствии с (10), могут быть подавлены в низкочастотной области спектра ниже уровня дробового шума при смещении принимаемого сигнала на выходном зеркале резонатора с генерируемым в нем излучением.

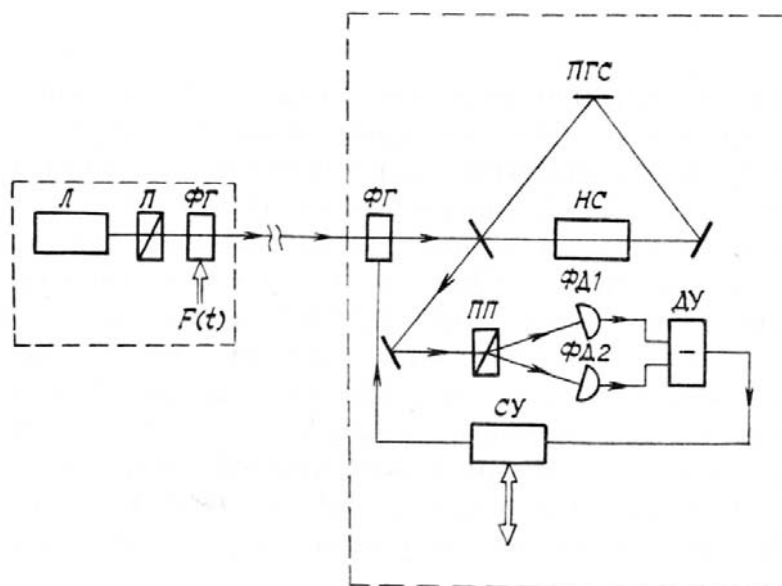


Рис. 6. Схема линии связи: Л — лазер; П — поляризатор; ФГ — фазовый гириатор; ПГС — резонаторный параметрический генератор света, включающий нелинейную среду НС; ПП — поляризационная призма; ФД — фотодетектор; ДУ — дифференциальный усилитель; СУ — согласующее устройство

В рассматриваемой схеме дробовой шум фотодетектирования уже не является принципиальным ограничением, определяющим пороговую интенсивность принимаемого сигнала. Следовательно, для передачи того же массива информации потребуется меньшее число фотонов. При этом выигрыш определяется достигнутой глубиной сжатия, а также степенью подавления фазовых флуктуаций передаваемого сигнала (в классическом смысле) по отношению к фазе накачки, поскольку сигнал в данном случае выполняет роль гетеродина. Возможно также использование системы слежения в приемнике за фазой сигнала с помощью линии обратной связи. Критерием оптимальной обработки фазовых уходов является минимальный уровень шума разностного фототока.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные о приготовлении квантовых состояний [5–7] позволяют говорить примерно о двухкратном выигрыше в минимальном числе передаваемых фотонов для обеспечения уверенного приема. Однако резервы совершенствования этой техники и выбора оптимальных режимов дают основания надеяться на более ощутимые результаты.

Заключение

Предложено квантовое решение задачи об эволюции поля в нелинейном кольцевом резонаторе произвольной добротности, в котором происходит невырожденное параметрическое взаимодействие. Полученные результаты существенно отличаются от известных выводов и прогнозов, сделанных на основе полуклассического описания. В чем же причина этих различий? Она заключается в неодинаковости классического и квантового описания отражения от частично пропускающего выходного зеркала. Если классическая волна разделяется при этом регулярным образом, то деление потока квантов носит вероятностный характер. И чем меньше коэффициент отражения, тем существенней это сказывается на результирующей картине в отраженной волне. Этим и объясняется увеличение количественных различий полуклассического и квантового описаний с уменьшением добротности резонатора.

Далее, предложена схема оптического канала связи, реализующая преимущества света в сжатом состоянии. При ее использовании возможно снижение предельной пороговой интенсивности принимаемого сигнала за счет подавления дробового шума детектирования. Таким образом достигается более экономичный режим передачи информации за счет меньшего числа фотонов.

Автор благодарен А.С. Чиркину за полезные обсуждения.

1. Смирнов Д. Ф., Трошин А. С. //УФН. 1987. Т. 153. № 2. С. 233–271.
2. Squeezed states of electromagnetic field. //J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. № 10. P. 1452–1741.
3. J. Mod. Opt. 1987. V. 34. № 6–7. P. 709–1020.

4. Слашер Р.Э., Юрке Б. //В мире науки. 1988. № 7. С. 14–20.
5. Abstracts of Paperes for the Sixth Rochester Conference on Coherence and Quantum Optics. New York, 1989. June 26–28. P. 1–579.
6. Wu L.A., Kimble H.J., Hall J.L. et al. //Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. № 20. P. 2520–2523.
7. Heidmann S., Horovicz R.T., Reynaud R. et al. //Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. № 22. P. 2555–2557.
8. Yurke B. //Phys. Rev. A. 1985. V. 32. № 1. P. 300–323.
9. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 256 с.
10. Yurke B. //Phys. Rev. A. 1984. V. 29. № 1. P. 408–410.
11. Gardiner C.W., Savage C.M. //Opt. Communs. 1984. V. 50. № 3. P. 173–178.
12. Collett M.J., Gardiner Q.W. //Phys. Rev. A. 1984. V. 30. № 3. P. 1386–1391.
13. Collett M.J., Walls D.F. //Phys. Rev. A. 1985. V. 32. № 5. P. 2887–2892.

Московский госуниверситет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
29 ноября 1989 г.

A. V. Belinsky. Quantum Light Squeezed States Parametric Generation and the Possibility of Their Application to Optical Communication.

An arrangement of optical communication channel is proposed which makes use of the advantage to use the light in quantum squeezed states. A theoretical quantum-mechanical approach to describe the two-mode nondegenerate parametric generation in a laser cavity of arbitrary Q value is suggested. It is shown that corresponding semiclassical approach is inadequate in this case.