

ЭФФЕКТЫ СЖАТИЯ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ПРОЦЕССЕ НЕВЫРОЖДЕННОГО ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

К. В. ХЕРУНЦЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 2 августа 1993 г.)

Проведен анализ квантовых флуктуаций света для процесса внутрирезонаторного двухфотонного поглощения из двух когерентных мод поля излучения с различными частотами в ненасыщающемся поглотителе. Обнаружены эффекты сжатия квантовых флуктуаций в разности и сумме квадратурных компонент, а также в сумме интенсивностей двух антикоррелированных мод на выходе резонатора ниже соответствующих вакуумного и когерентного уровней флуктуаций.

1. Введение

Неклассические свойства световых полей в различных нелинейно-оптических процессах составляют один из основных предметов исследований, проводимых в квантовой оптике. Успехи в этом направлении, включая экспериментальные достижения, относятся в первую очередь к генерации сжатого и суб-пуассоновского света с подавленными квантовыми флуктуациями квадратурных компонент и чисел фотонов ниже вакуумного и когерентного уровней флуктуаций соответственно [1—3].

Другие неклассические оптические эффекты связаны с явлением корреляции между фотонами мод поля излучения и состоят в подавлении (сжатии) квантовых флуктуаций в разности или сумме интенсивностей коррелированных пучков света ниже когерентного уровня. Указанный эффект для разности интенсивностей при сильной парной корреляции между фотонами двух мод известен и нашел экспериментальное подтверждение для процессов параметрической генерации и четырехволнового смешения [4—7]. В работах [8—12] предложены нелинейно-оптические схемы с использованием генерации второй гармоники, двухфотонной дисперсивной бистабильности, процессов четырехволнового смешения, основанные на установлении антикорреляции между фотонами взаимодействующих мод и приводящие к сжатию квантовых флуктуаций в сумме интенсивностей.

Аналогичные эффекты сжатия квантовых флуктуаций, включающие в себя также фазово-чувствительные корреляции, могут иметь место для суммы или разности квадратурных компонент оптических полей [13—15].

Практические приложения указанных эффектов и свойств сильно коррелированных световых пучков связаны с прецизионными измерениями в спектроскопии поглощения [4, 16], проведением кван-

товых неразрушающих измерений [9, 15, 17, 18], управлением квантовыми шумами и возможностью получения на этой основе отдельного светового пучка с подавленными квантовыми флуктуациями [19, 20].

В настоящей работе предложена новая возможность для сжатия квантовых флуктуаций разности и суммы квадратурных компонент, а также суммы интенсивностей двух связанных световых пучков. Она основана на процессе невырожденного двухфотонного поглощения из двух первоначально нескоррелированных когерентных мод поля излучения в оптическом резонаторе. Указанный процесс приводит к установлению антикорреляции (антигруппировки) между фотонами двух мод на выходе резонатора. Как показано ниже, обусловленные этим эффекты сжатия имеют место для суммы интенсивностей и суммы квадратур, определяющих амплитудные флуктуации мод, а также для разности квадратур, определяющих фазовые флуктуации мод.

2. Нелинейная система и уравнения движения

Рассматриваемая нелинейная система основана на следующей модели невырожденного двухфотонного поглощения в резонаторе. Ансамбль двухуровневых атомов с частотой перехода ω_0 помещен в кольцевой резонатор, в котором возбуждены две моды на частотах ω_1, ω_2 таких, что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$. Двухфотонное поглощение описывается как результат взаимодействия мод ω_1, ω_2 с атомарным термостатом. Эффекты насыщения при этом отсутствуют. Учитывается затухание мод через одно из зеркал резонатора. Гамильтониан, описывающий такое взаимодействие, может быть записан в следующем виде [21, 22]¹⁾:

$$H = \sum_{k=1,2} \hbar \omega_k a_k^\dagger a_k + (a_1 a_2 \Gamma_a^\dagger + a_1^\dagger a_2^\dagger \Gamma_a) + \sum_{k=1,2} (a_k \Gamma_k^\dagger + a_k^\dagger \Gamma_k) + + i\hbar \sum_{k=1,2} (2\gamma_k)^{1/2} [E_k e^{-i\omega_k t} a_k^\dagger - E_k^* e^{i\omega_k t} a_k]. \quad (1)$$

Здесь первый член представляет собой свободную часть гамильтониана, где $a_k^\dagger, a_k$ — операторы рождения и уничтожения мод ω_k ($k=1,2$). Второй и третий члены характеризуют взаимодействие мод ω_k с атомарным и полевым термостатами, описываемыми соответственно операторами $\Gamma_a^\dagger, \Gamma_a$ и $\Gamma_k^\dagger, \Gamma_k$. Последними определяются соответственно скорость двухфотонного поглощения g ($g \sim N|d|^2$, N — плотность числа атомов, d — матричный элемент дипольного перехода) и скорости

¹⁾ Квантовые статистические свойства поля излучения при невырожденном двухфотонном поглощении в ненасыщающемся поглотителе исследовались в работах [22, 23] в отсутствие резонатора. При наличии резонатора существенным является достижение стационарного режима, когда интенсивности мод в резонаторе перестают изменяться во времени. Статистика фотонов и сжатые состояния света при двухфотонном поглощении в резонаторе, однако для случая вырожденных мод ($\omega_1 = \omega_2$), исследовались в работах [24—26].

затухания γ_k (ширины резонатора) мод ω_k через зеркало резонатора. Последний член описывает возбуждение мод ω_k двумя внешними к резонатору когерентными полями, комплексные амплитуды которых равны E_k (величина $|E_k|^2$ представляет среднее число фотонов в единицу времени на входе в резонатор).

Для описания нелинейной динамики и анализа квантовых флуктуаций мод поля излучения используется метод стохастических уравнений в квантовой оптике [27]. Он основан на получении уравнения Фоккера—Планка для положительного P -представления полевой матрицы плотности системы и выводе на этой основе эквивалентных стохастических уравнений Гейзенберга—Ланжевена для независимых s -числовых переменных $\alpha_k^\pm$, z_k , соответствующих медленно меняющимся во времени операторам амплитуд $a_k^\pm$, a_k . Используя стандартные процедуры [27] (см. также [12]) и вводя новые стохастические переменные $n_k = \alpha_k^+ \alpha_k$, $\psi_k = \frac{1}{2i} \ln(\alpha_k / \alpha_k^+)$, описывающие интенсивности (в единицах чисел фотонов) и фазы мод ω_k , можно получить следующие уравнения движения для величин $n_k(t)$, $\psi_k(t)$ ($k=1, 2$):

$$\frac{dn_k}{dt} = -2\gamma_k n_k - 2g n_{3-k} n_k + 2(2\gamma_k n_k)^{1/2} |E_k| \cos(\Phi_k - \psi_k) + F_k(t), \quad (2)$$

$$\frac{d\psi_k}{dt} = \left(\frac{2\gamma_k}{n_k} \right)^{1/2} |E_k| \sin(\Phi_k - \psi_k) + f_k(t),$$

где шумовые члены F_k , f_k равны

$$F_k = (-g\alpha_1\alpha_2)^{1/2} \alpha_k^+ \xi_k + (-g\alpha_1^+ \alpha_2^+)^{1/2} \alpha_k \xi_k^+, \quad (3)$$

$$f_k = \frac{(-g\alpha_1\alpha_2)^{1/2}}{2i\alpha_k} \xi_k - \frac{(-g\alpha_1^+ \alpha_2^+)^{1/2}}{2i\alpha_k^+} \xi_k^+,$$

а корреляционные функции шумов определяются с помощью следующих отличных от нуля корреляторов:

$$\langle \xi_1(t) \xi_2(t') \rangle = \langle \xi_1^+(t) \xi_2^+(t') \rangle = \delta(t - t'). \quad (4)$$

В уравнениях (2) величины Φ_k есть фазы возбуждающих полей $E_k = |E_k| \exp(i\Phi_k)$. Для простоты далее рассматривается случай равных констант затухания $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ и равных амплитуд $|E_1| = |E_2| = E$.

Анализ эффектов квантовых флуктуаций интенсивностей и фаз мод ω_k проводится с помощью метода линеаризации системы нелинейных уравнений (2) вокруг устойчивых полуклассических стационарных решений n_k^0 , ψ_k^0 на основе разложений

$$n_k(t) = n_k^0 + \delta n_k(t), \quad \psi_k(t) = \psi_k^0 + \delta \psi_k(t). \quad (5)$$

Эти решения получаются из (2) при $dn_k/dt = d\psi_k/dt = F_k = f_k = 0$, а их

устойчивость легко проверяется с помощью критерия Гурвица для собственных значений приведенных ниже матриц A_n , A_ψ (см. (8)) линеаризованных уравнений (6), (7).

Ограничиваясь линейными по δn_k и $\delta \psi_k$ членами разложений уравнений (2) и вводя матричные обозначения $\delta n = (\delta n_1, \delta n_2)^T$, $\delta \psi = (\delta \psi_1, \delta \psi_2)^T$, $F^0 = (F_1^0, F_2^0)^T$, $f^0 = (f_1^0, f_2^0)^T$, получаем следующие системы линеаризованных уравнений движения:

$$\frac{d\delta n(t)}{dt} = -A_n \delta n(t) + F^0(t), \quad (6)$$

$$\frac{d\delta \psi(t)}{dt} = -A_\psi \delta \psi(t) + f^0(t). \quad (7)$$

Здесь матрицы A_n , A_ψ равны

$$A_n = \begin{bmatrix} \left[\frac{2\gamma}{n_1^0} \right]^{1/2} E & \cdot & 2gn_1^0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 2gn_2^0 & \cdot & \left[\frac{2\gamma}{n_2^0} \right]^{1/2} E \end{bmatrix}, \quad A_\psi = \begin{bmatrix} \left[\frac{2\gamma}{n_1^0} \right]^{1/2} E & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \left[\frac{2\gamma}{n_2^0} \right]^{1/2} E \end{bmatrix}, \quad (8)$$

а отличными от нуля корреляторами шумов являются следующие:

$$\langle F_1^0(t) F_2^0(t') \rangle = -2gn_1^0 n_2^0 \delta(t-t'), \quad \langle f_1^0(t) f_2^0(t') \rangle = \frac{g}{2} \delta(t-t'). \quad (9)$$

3. Эффекты корреляций и сжатия квантовых флуктуаций в разности и сумме квадратур

Перейдем к рассмотрению корреляционных и шумовых характеристик двухмодового поля излучения на выходе резонатора. Обсуждение этих вопросов проводится применительно к экспериментальной схеме по измерению спектра флуктуаций суммы или разности фазово-зависящих квадратурных компонент мод ω_1 , ω_2 методом двойного гомодинирования [13, 15, 18]:

$$S_{12}^{(\pm)}(\vartheta_1, \vartheta_2, \omega) = 2 + 2\gamma \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega\tau} \left\{ \sum_{k=1,2} \langle : \Delta X_k(\vartheta_k, t) \Delta X_k(\vartheta_k, t+\tau) : \rangle \pm \right. \\ \left. \pm [\langle \Delta X_1(\vartheta_1, t) \Delta X_2(\vartheta_2, t+\tau) \rangle + \Delta X_2(\vartheta_2, t) \Delta X_1(\vartheta_1, t+\tau)] \right\}, \quad (10)$$

где $X_k(\vartheta_k, t) = a_k(t) \exp(-i\vartheta_k) + a_k^\dagger(t) \exp(i\vartheta_k)$ — операторы квадратурных компонент, ϑ_k — произвольные фазы опорных волн для мод ω_k , $\Delta X = X - \langle X \rangle$. Первый член в (10) представляет соответствующий вакуумный уровень флуктуаций электромагнитного поля $S_0 = 2$. Неклассический эффект сжатия квантовых флуктуаций в сумме или разности квадратур ниже вакуумного уровня имеет место при $S_{12}^{(\pm)} < S_0$, а

максимальный эффект (100%-ное сжатие) соответствует значению $S_{12}^{(\pm)}=0$.

По сравнению с более традиционным описанием межмодовых корреляций с помощью корреляционной функции интенсивностей

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle a_1^+(t) a_2^+(t+\tau) a_2(t+\tau) a_1(t) \rangle}{\langle a_1^+ a_1 \rangle \langle a_2^+ a_2 \rangle} \quad (11)$$

рассматриваемая постановка соответствует фазово-чувствительным измерениям: величина $S_{12}^{(\pm)}(\vartheta_1, \vartheta_2, \omega)$ в случаях соответствующих квадратур содержит информацию о корреляциях как между амплитудными, так и между фазовыми флуктуациями мод.

3.1. Сжатие фазовых флуктуаций

Вычисление спектра флуктуаций (10) проводится на основе соответствия [26, 27] между средними от операторов a_k^+ , a_k и средними в P -представлении от c -числовых функций $\alpha_k^+ = (n_k)^{1/2} \exp(-i\psi_k)$, $\alpha_k = (n_k)^{1/2} \exp(i\psi_k)$ и с использованием разложений (5). В низшем порядке по флуктуациям результат для величины $S_{12}^{(\pm)}(\vartheta_1, \vartheta_2, \omega)/S_0$ в случае квадратур с $\vartheta_k - \psi_k = \pi/2$, когда определяющими являются фазовые флуктуации мод, и с учетом δ -коррелированных свойств шумовых членов может быть представлен в следующем виде (см. также [13]):

$$S_{12}^{(\pm)}(\psi_1^0 + \pi/2, \psi_2^0 + \pi/2, \omega)/S_0 = 1 + \sum_{k=1,2} 4\gamma n_k^0 \langle \delta\psi_k(-\omega) \delta\psi_k(\omega) \rangle \pm \pm 8\gamma (n_1^0 n_2^0)^{1/2} \text{Re} \langle \delta\psi_1(-\omega) \delta\psi_2(\omega) \rangle, \quad (13)$$

где $\delta\psi_k(\omega)$ — Фурье-компоненты флуктуаций фаз $\delta\psi_k(t)$. Используя решения уравнений (7) в Фурье-пространстве, для корреляционных функций $\langle \delta\psi_i(-\omega) \delta\psi_j(\omega) \rangle$ ($i, j=1, 2$) получаем:

$$\langle \delta\psi_1(-\omega) \delta\psi_1(\omega) \rangle = \langle \delta\psi_2(-\omega) \delta\psi_2(\omega) \rangle = 0, \quad (14)$$

$$8\gamma (n_1^0 n_2^0)^{1/2} \text{Re} \langle \delta\psi_1(-\omega) \delta\psi_2(\omega) \rangle = \frac{4p^2 n_1^0 n_2^0 [p(n_1^0 n_2^0)^{1/2} (\omega/\gamma)^2 + 4\varepsilon^2]}{p^2 n_1^0 n_2^0 (\omega/\gamma)^4 + 4p\varepsilon^2 (n_1^0 + n_2^0) (\omega/\gamma)^2 + 16\varepsilon^4}, \quad (15)$$

где введены следующие безразмерные параметры:

$$p = \frac{g}{\gamma}, \quad \varepsilon = \frac{E}{(2\gamma^2/g)^{1/2}}. \quad (16)$$

Равенство нулю автокорреляционных функций (14) означает отсутствие эффекта сжатия квадратурных компонент каждой из мод ω_k [12]. Вместе с этим, положительность межмодовой корреляционной функции флуктуаций фаз (15) свидетельствует о наличии эффекта сжатия квантовых флуктуаций в разностном спектре $S_{12}^{(\pm)}(\psi_1^0 + \pi/2, \psi_2^0 + \pi/2, \omega)/S_0 < 1$. Анализ полученного результата, представленный в графической форме на рис. 1, указывает, что максимальный эффект

сжатия в разности квадратур может достигать $\sim 100\%$ при значениях параметра интенсивности возбуждающих полей на входе в резонатор

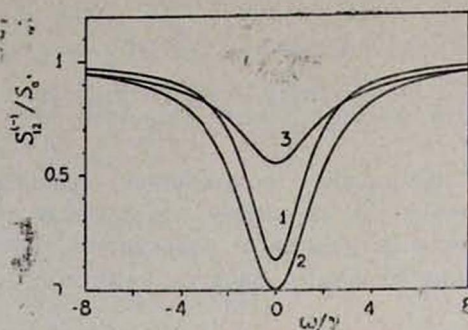


Рис. 1. Зависимость спектра флуктуаций разности квадратурных компонент $S_{12}^{(-)}$ $(\psi_1^0 + \pi/2, \psi_2^0 + \pi/2, \omega) / S_0$ от ω / γ при следующих значениях параметра ε : кривая (1) — $\varepsilon = 0,5$, (2) — $\varepsilon = 0,9$, (3) — $\varepsilon = 1,5$.

$\varepsilon \approx 1$ и в области нулевых частот спектра. Эффект сжатия отсутствует в пределе слабых ($\varepsilon \ll 1$) и сильных ($\varepsilon \gg 1$) полей на входе.

3.2. Сжатие амплитудных флуктуаций. Корреляция интенсивностей

В случае квадратур с $\vartheta_k - \psi_k^0 = 0$, когда определяющими являются амплитудные флуктуации мод, результат для спектра (10) записывается в следующем виде:

$$S_{12}^{(\pm)}(\psi_1^0, \psi_2^0, \omega) / S_0 = 1 + \sum_{k=1,2} \frac{\gamma}{n_k^0} \langle \delta n_k(-\omega) \delta n_k(\omega) \rangle \pm \frac{2\gamma}{(n_1^0 n_2^0)^{1/2}} \text{Re} \langle \delta n_1(-\omega) \delta n_2(\omega) \rangle, \quad (17)$$

где $\delta n_k(\omega)$ — Фурье-компоненты $\delta n_k(t)$. Отметим, что величина (17) связана с другой экспериментально измеряемой величиной — спектром флуктуаций суммы или разности интенсивностей двух мод ω_1, ω_2 на выходе резонатора: нормированные соответственно на вакуумный и когерентный уровни флуктуаций, указанные спектры совпадают [11, 13]. Поэтому результаты, получаемые для спектра (17), применимы также для экспериментальной схемы по измерению уровня флуктуаций суммы или разности фототоков при непосредственном фотодетектировании двух полей на частотах ω_1, ω_2 .

Решая уравнения (6) в Фурье-пространстве, приходим к следующим результатам для корреляционных функций интенсивностей:

$$\frac{\gamma}{n_k^0} \langle \delta n_k(-\omega) \delta n_k(\omega) \rangle = \frac{16\varepsilon(p^2 n_1^0 n_2^0)^2}{(p n_k^0)^{1/2} d(\omega)}, \quad (18)$$

$$\frac{2\gamma}{(n_1^0 n_2^0)^{1/2}} \text{Re} \langle \delta n_1(-\omega) \delta n_2(\omega) \rangle =$$

$$= - \frac{4p^2 n_1^0 n_2^0}{d(\omega)} \left[(p^2 n_1^0 n_2^0)^{1/2} (\omega/\gamma)^2 + 4(p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2} + 4\varepsilon^2 \right], \quad (19)$$

где величина $d(\omega)$ равна

$$d(\omega) = p^2 n_1^0 n_2^0 |\det(A - i\omega I)|^2 / \gamma^4 = 4p\varepsilon^2 [(n_1^0)^{1/2} + (n_2^0)^{1/2}]^2 (\omega/\gamma)^2 + [(p^2 n_1^0 n_2^0)^{1/2} (\omega/\gamma)^2 + 4(p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2} - 4\varepsilon^2]^2. \quad (20)$$

Положительность автокорреляционных функций (18) свидетельствует о превышении уровня квантовых флуктуаций интенсивностей каждой из мод ω_k над когерентным уровнем. Отрицательность межмодовой корреляционной функции (19) говорит о том, что сжатие

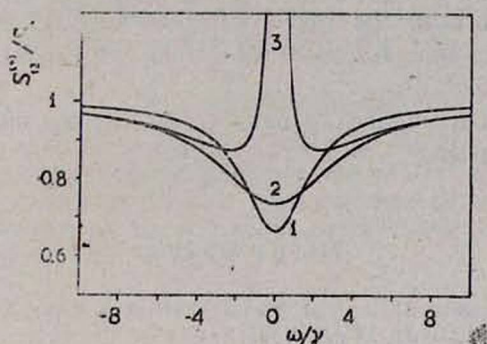


Рис. 2. Зависимость спектра флуктуаций суммы квадратурных компонент $S_{12}^{(+)}$ ($n_1^0, n_2^0, \omega, S_0$) от ω/γ при следующих значениях параметра ε : кривая (1) — $\varepsilon=0,4$, (2) — $\varepsilon=0,9$, (3) — $\varepsilon=1,1$.

квантовых флуктуаций может иметь место в сумме квадратурных амплитуд и интенсивностей мод ω_1, ω_2 . Результаты (17) — (19) для суммы амплитуд (интенсивностей) представлены в графической форме на рис. 2: максимальный эффект сжатия достигает 33% при $\varepsilon=0,4$.

Для объяснения обнаруженного эффекта на языке корреляционной функции интенсивностей (11) приведем результат для величины $g_{12}^{(2)}(0)$. В низшем порядке по флуктуациям корреляционная функция оказывается равной:

$$g_{12}^{(2)}(0) = 1 + \frac{\langle \delta n_1(t) \delta n_2(t) \rangle}{n_1^0 n_2^0} = 1 - \frac{\varepsilon (p^2 n_1^0 n_2^0)^{1/2}}{[(n_1^0)^{1/2} + (n_2^0)^{1/2}] [\varepsilon^2 - (p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2}]}. \quad (21)$$

Отметим, что обращение в ноль величины $\varepsilon^2 - (p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2}$ в знаменателе этого выражения происходит при критическом значении $E = E_{кр} = (2\gamma^2/g)^{1/2}$ ($\varepsilon = E/E_{кр} = 1$) амплитуд возбуждающих полей на входе, при котором стационарные решения для интенсивностей n_k^0 мод в ре-

зонаторе теряют устойчивость и результаты линеаризованного анализа неприменимы. Однако при значениях E непосредственно вблизи критической точки стационарные решения устойчивы ($\varepsilon^2 - (p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2} > 0$) и условия справедливости метода линеаризации (см. [12]) удовлетворяются соответствующим выбором параметра $p = g/\gamma \ll 1$, приводящим к большим интенсивностям мод в резонаторе ($n_k^0 \gg 1$).

Таким образом, мы видим, что корреляция между фотонами мод ω_1, ω_2 , устанавливаемая в результате двухфотонного поглощения, носит характер антигруппировки ($g_{12}^{(2)}(0) < 1$). В спектре флуктуаций суммы квадратурных амплитуд и интенсивностей этот факт приводит к сжатию квантовых флуктуаций ниже вакуумного и когерентного уровней соответственно. В пределе слабых ($\varepsilon \ll 1$) и сильных ($\varepsilon \gg 1$) возбуждающих полей корреляция между фотонами двух мод, а также в каждой из мод остается такой же («нулевой»), какая характерна для двух независимых когерентных полей, и эффекты сжатия отсутствуют.

Автор выражает благодарность Г. Ю. Крючкяну за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. См., например, специальные выпуски журналов: J. Opt. Soc. Am., B4, № 10 (1987); J. Mod. Optics. 34, № 6/7 (1987).
2. Squeezed and nonclassical light. N. Y., Plenum Press. 1989.
3. Д. Ф. Смирнов, А. С. Трошин. УФН, 153, № 2, 233 (1987).
4. S. Reynaud, C. Fabre, E. Giacobino. J. Opt. Soc. Am., B4, 1520 (1987).
5. R. Horowicz, M. Pinar, S. Reynaud. Opt. Comm., 61, 142 (1987).
6. A. Heidmann, R. Horowicz, S. Reynaud et al. Phys. Rev. Lett., 59, 2555 (1987).
7. M. Vallet, M. Pinar, G. Grynberg. Europhys Lett., 11, 739 (1990).
8. R. Horowicz. Europhys. Lett., 10, 537 (1989).
9. P. Grangier, J. F. Roch, S. Reynaud. Opt. Comm., 72, 387 (1989).
10. B. S. Sanders, M. D. Reid. Phys. Rev., A42, 6767 (1990).
11. G. Yu. Kryuchkan, K. V. Kheruntsyan. Opt. Comm., 93, 328 (1992).
12. Г. Ю. Крючкин, К. В. Херунцян. ЖЭТФ, 103, № 1, 18 (1993).
13. Г. Ю. Крючкин, К. В. Херунцян. ЖЭТФ, 104, № 5, 1 (1994).
14. J. Ph. Poizat, M. J. Collett, D. F. Walls. Opt. Comm., 84, 409 (1991).
15. M. D. Reid, P. D. Drummond. Phys. Rev., A41, 3930 (1990).
16. A. S. Lane, M. D. Reid, D. F. Walls. Phys. Rev. Lett., 60, 1940 (1988).
17. C. A. Blockley, D. F. Walls. Opt. Comm., 79, 241 (1990).
18. M. D. Levenson, R. M. Shelly, M. D. Reid, D. F. Walls. Phys. Rev. Lett., 57, 2473 (1986).
19. E. Jakeman, J. G. Walker. Opt. Comm. 55, 219 (1985).
20. J. Mertz, A. Heidmann, C. Fabre. Phys. Rev., A44, 3329 (1991).
21. W. H. Louisell. Quantum statistical properties of radiation. N. Y., Wiley, 1973.
22. K. J. McNeil, D. F. Walls. J. Phys., A7, 617 (1974).
23. H. Paul, U. Mohr, W. Brunner. Opt. Comm., 17, 145 (1976).
24. S. Chaturvedi, P. D. Drummond, D. F. Walls. J. Phys., A10, L187 (1977).
25. M. D. Reid, K. J. McNeil, D. F. Walls. Phys. Rev., A24, 2029 (1981).
26. M. J. Collet, D. F. Walls. Phys. Rev., A32, 2887 (1985).
27. К. В. Гардинер. Стохастические методы в естественных науках. М., Мир, 1986.

Կ. Վ. ԽԵՐՈՒՆՅԱՆ

Ներկայացված է լույսի բովանալին ֆլուկտուացիաների անալիզը շահեցող կլանիչում
նստադալման դաշտի երկու տարրեր հաճախականությամբ կոհերենտ մոդաներից ներոն-
դոնատորային երկֆոտոնային կլանման պրոցեսի համար: Հալտեարեված են համապատաս-
խան վախուժմային և կոհերենտ մակարդակներից ցածր բովանալին ֆլուկտուացիաների
սեղմվելու էֆեկտներ՝ ոնդոնատորի էլեմենտ երկու հակակոռելացված մոդաների բառակու-
րային կոմպոնենտների տարրերությունում և դոմարում, ինչպես նաև ինտենսիվությունների
դոմարում:

EFFECTS OF SQUEEZING OF QUANTUM FLUCTUATIONS IN THE PROCESS OF NONDEGENERATE TWO-PHOTON ABSORPTION

K. V. KHERUNTSYAN

An analysis of quantum fluctuations of light for the process of intracavity two-photon absorption from two coherent modes of radiation field with different frequencies in a nonsaturating absorber is presented. Effects of squeezing of quantum fluctuations intensities of two anticorrelated modes at the cavity output below the corresponding vacuum and coherent levels of fluctuations are found.