

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОСТОГО И ЭФФЕКТИВНОГО ПОДАВЛЕНИЯ АМПЛИТУДНЫХ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СВЕТА

А. В. Белинский

Предложена сравнительно несложная возможность приготовления квантовых полей с субпуассоновской статистикой фотонов. Подавление дисперсии квантовых флуктуаций интенсивности может составлять более одного порядка по сравнению с когерентным излучением.

С квантовыми состояниями света, обладающими подавленными по отношению к вакууму флуктуациями одной из квадратурных компонент — сжатыми состояниями, связывают надежды на решение ряда фундаментальных и прикладных проблем современной физики. Сюда относятся как попытки обнаружения гравитационных волн, так и реальные возможности повышения предельной точности ряда измерительных систем. Эти перспективы обусловлены замечательным свойством упомянутых квантовых состояний, заключающемся в снижении уровня дробового шума детектирования, до недавнего времени считавшегося непреодолимым шумовым порогом фоторегистрации. Свет с депрессией амплитудных квантовых флуктуаций является частным случаем сжатых состояний. Его преимущество заключено в возможности подавления дробового шума при прямом фотодетектировании. Экспериментальные успехи исследователей, занимающихся этими вопросами пока невелики: снижение уровня шумов до сих пор не превышает двукратного¹⁻⁵. Одной из причин такого положения видимо является сложность и недостаточная эффективность известных методов приготовления субпуассоновских полей¹⁻¹⁰. Попытке преодоления этих недостатков посвящена данная работа.

Обратимся к рисунку. Одномодовое излучение с плоским волновым фронтом, находящееся в когерентном состоянии $|\alpha_0\rangle$, преодолевает границу раздела двух диэлектриков, первый из которых линеен, а второй обладает действительной кубической нелинейностью характеризуемой коэффициентом $\chi^{(3)}$. Показатель преломления второго диэлектрика n_2 в рабочем режиме превышает показатель преломления первого. При увеличении интенсивности излучения происходит повышение n_2 и снижение коэффициента пропускания границы раздела. Таким образом, происходит насыщение системы, приводящее к стабилизации интенсивности. Покажем, что эта стабилизация распространяется и на квантовые флуктуации. Оператор уничтожения фотона a в представлении Гейзенберга, соответствующий преодолевшему границу раздела излучению, равен $a = \tau a_0 + R a_B$, где a_0 — оператор, соответствующий исходной когерентной волне ($a_0 |\alpha_0\rangle = \alpha_0 |\alpha_0\rangle$), a_B — вакуумному состоянию $|0\rangle$, τ и R —

амплитудные коэффициенты пропускания и отражения, причем $\tau^2 + R^2 = 1$. При достаточно интенсивном излучении, когда $\bar{N}^2 \gg \Delta\bar{N}^2$, где $N = a^+a$ – оператор числа фотонов, $\Delta N = N - \bar{N}$ – его флуктуационная часть ($\bar{N} = \langle \alpha_0 | \langle \mathbf{o} | a^+a | \mathbf{o} \rangle | \alpha_0 \rangle$), а также предполагая нелинейный отклик среды мгновенным, зависимость τ от N можно линеаризовать по флуктуациям: $\tau \approx \bar{\tau} + (d\bar{\tau}/d\bar{N}) \Delta N$, причем $d\bar{\tau}/d\bar{N} = (d\bar{\tau}/d\bar{n}_2) \chi (d\bar{n}_2/d\bar{N}) = \chi^{(3)} d\bar{\tau}/d\bar{n}_2$.

Представим a в виде $a = (\bar{a} + \Delta a) e^{-i\Delta\Phi}$, где Δa и $\Delta\Phi$ – флуктуационные составляющие амплитуды и фазы. При $\bar{N} \gg 1$ оба оператора (Δa и $\Delta\Phi$) эрмитовы. Постоянная фаза взята равной нулю. Тогда

$$(\bar{a} + \Delta a) e^{-i\Delta\Phi} = \{ [\bar{\tau} + 2(d\bar{\tau}/d\bar{N}) \bar{a} \Delta a] (\alpha_0 + \Delta a_0) + R a_B \} e^{-i\Delta\varphi}. \quad (1)$$

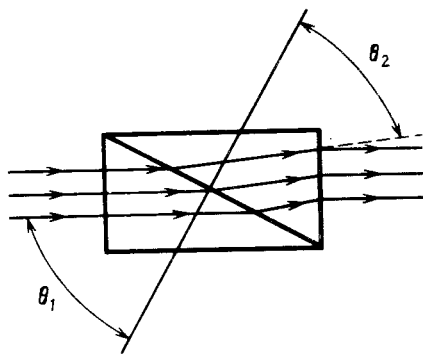
Здесь учтена нелинейная фазовая модуляция $\Delta\varphi = \chi^{(3)} l \Delta N$, возникающая при распространении излучения во втором диэлектрике на длине l , а также принято $a_0 = \alpha_0 + \Delta a_0$, $\Delta N \approx 2\bar{a} \Delta a$. Выделяя в (1) действительные части и удерживая лишь линейные по флуктуациям члены, получим

$$\Delta a = [\bar{\tau} (\Delta a'_0 + \Delta a'_B) + \bar{R} (a'_B + a'^+_B)] / 2(1 - 2\chi^{(3)} \bar{N} \bar{\tau}^{-1} d\bar{\tau}/d\bar{n}_2), \quad \bar{a} = \bar{\tau} \bar{a}_0, \quad (2)$$

где $\Delta a'_0$ и a'_B отличаются от Δa_0 и a_B фазовым множителем $e^{i(\Delta\Phi - \Delta\varphi)}$. Дисперсия флуктуаций числа фотонов $\Delta\bar{N}^2 \approx 4\bar{N} \Delta a^2$, и фактор Фано $F = \Delta\bar{N}^2/\bar{N}$, характеризующий степень подавления квантовых флуктуаций интенсивности по отношению к когерентному излучению, равен

$$F = [1 + \chi^{(3)} \bar{N} \sin(\theta_1 - \theta_2) / \bar{n}_2 \cos^2 \theta_2 \sin(\theta_1 + \theta_2)]^{-2}. \quad (3)$$

Здесь использовано то, что $R = \sin(\theta_1 - \theta_2) / \sin(\theta_1 + \theta_2)$. Строго говоря, для вычисления дисперсии с самого начала нужно было удерживать и квадратичные по флуктуациям члены, однако при усреднении они вклада в конечные выражения не дают. В соответствии с (3) оптимальное подавление квантового шума должно достигаться при небольших $\bar{n}_2 - \bar{n}_1$ и углах падения θ_1 , близких к скользящему режиму. Если в качестве второго диэлектрика взять полупроводниковый материал (InSb или CdS) или жидкокристаллическую структуру, размещенную в изображенной на рисунке призме узким слоем между двумя линейными материалами



(показатель преломления второго должен быть равен показателю преломления жидкого кристалла), то $\chi^{(3)} \bar{N} \approx 0,1^{10, 12, 13}$ легко достижимо даже в непрерывном режиме. При $\bar{n}_1 = 1,5$, $\bar{n}_2 = 1,51$, $\theta_1 = 88^\circ$, получим $F \approx 0,008$, т.е. квантовые флуктуации интенсивности могут быть подавлены более, чем на порядок. Отметим, что конечное время установления нелинейного отклика $T_{нл}$ среды приведет к тому, что указанный эффект будет наблюдаться в полосе частот, ограниченной сверху значением $T_{нл}^{-1}$.

Литература

1. Смирнов Д.Ф., Трошин А.С. УФН, 1987, 153, 233.
2. Special issues: J. Mod. Opt., 1987, 34, № 6/7; J. Opt. Soc. Amer. B, 1987, 4, № 10.
3. Teich M.C., Saleh B.E.A. Progress in Optics. Ed. E.Wolf. Amsterdam: Elsevier Science Publ., 1988, 24, 1.
4. Yamamoto Y, et al. Phys. Rev. A, 1986, 34, 4025.
5. Yamamoto Y, et al. Phys. Rev. A, 1986, 33, 3243.
6. Голубев Ю.М., Соколов И.В. ЖЭТФ, 1984, 87, 408.
7. Haus H.A., Yamamoto Y. Phys. Rev. A, 1986, 34, 270.
8. Белинский А.В., Чиркин А.С. Письма в ЖТФ, 1989, 15, 84.
9. Белинский А.В., Чиркин А.С. КЭ, 1989, 16, 889.
10. Watanabe K, et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 2257.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1970.
12. Ахманов С.А. и др. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988, с. 70.
13. Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1984, с. 118.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
6 февраля 1990 г.