ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P17-89-18

Е.П.Каданцева, С.Ф.Лягушин*, Б.К.Мурзахметов*,
А.С.Шумовский

УЧЕТ РЕЗОНАТОРА В ПРОЦЕССЕ ГЕНЕРАЦИИ СЖАТОГО СОСТОЯНИЯ В РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Направлено в журнал "Оптика и спектроскопия"

---

* Московский государственный университет
им.М.В.Ломоносова

1989

В последнее время большой интерес вызывает проблема генерации сжатых состояний электромагнитного поля (ССЭП)[1]. Как показали успешные эксперименты 1986-87 гг.[2,3], использование ССЭП открывает практическую возможность измерения сигналов ниже уровня, определяемого пределом "дробового" шума. Так, в работе[3] достигнутое 50%-е сжатие света позволило повысить точность измерения сверхслабых сигналов на три порядка по сравнению с пределом дробового шума. В этой связи актуальным стало определение способов и условий генерации ССЭП со степенью сжатия света, большей чем 50%. Один из этих способов, основанный на специфических корреляционных свойствах фотонов в триплете резонансной флуоресценции (РФ)[4], предложен в работе[5]. Рассматривается сосредоточенная система двухуровневых атомов, взаимодействующая с интенсивным внешним полем E частоты ω и полем излучения и помещенная в резонатор, настроенный на частоты крайних компонент спектра РФ. Центральная компонента фильтруется, и на выходе резонатора наблюдается сжатие света в смеси выделяемых резонатором сигнальных мод E_1 и E_2, имеющих частоты ω_1 и ω_2, близкие к частотам крайних компонент спектра РФ. Данная физическая ситуация моделируется двухмодовым гамильтонианом Дикке во внешнем классическом поле[5]. На основе борновского по квантованному взаимодействию и марковского приближений выводится уравнение типа Master Equation для редуцированной матрицы плотности атомной системы. При условии

$$\left(\Delta_o^2 + \frac{4G^2}{h^2}\right)^{1/2} \gg N\gamma_{21}, g_1, g_2,$$

можно применить секулярное приближение и получить стационарное решение этого уравнения. Здесь N - число атомов, $\Delta_o = \omega_{21} - \omega$ - расстройка резонанса, ω_{21} и γ_{21} - соответственно частота и скорость спонтанного перехода атома с возбужденного уровня $|2\rangle$ на основной уровень $|1\rangle$, $G = -\vec{d}\vec{E}$, $\vec{d}$ - электрический дипольный момент. Константа взаимодействия для соответствующей сигнальной моды g_i определяется выражением

$$g_i = \sqrt{\frac{2\pi}{h\omega_i V}}(\vec{d}\vec{e}_i)\omega_{21}, \quad (i = 1,2),$$

где ω_i - частота и $\vec{e}_i$ - вектор поляризации сигнальной моды E_i, V - объем квантования поля. Квантовые уравнения Гейзенберга - Ланжевена позволяют связать корреляционные функции полевых операторов с корреляционными функциями атомных операторов (усреднение проводится по стационарному состоянию атомной системы и полевого термостата).

Для квадратурных операторов

$$b_1 = \frac{1}{2}(b + b^+), \quad b_2 = -\frac{i}{2}(b - b^+),$$

где $b^+ = a_1^+ + a_2^+$, $b = a_1 + a_2$ - операторы рождения и уничтожения смеси сигнальных мод E_1 и E_2, можно ввести функции[5]

$$\mathcal{F}_{1,2} = \frac{\langle(b_{1,2} - \langle b_{1,2}\rangle)\rangle - \frac{1}{2}|\langle[b_1, b_2]\rangle|}{\frac{1}{2}|\langle[b_1, b_2]\rangle|},$$

которые характеризуют степени сжатия в компонентах b_1 и b_2 соответственно. Отрицательность функции $\mathcal{F}_i$ свидетельствует о сжатии квадратурной компоненты b_i, причем значение $\mathcal{F}_i = -1$ отвечает предельному (100%) сжатию (i =1 или 2). В предлагаемой схеме эксперимента сжатие происходит только в компоненте b_2. Полученное в работе[5] выражение для функции $\mathcal{F}_2$ обобщается в настоящей работе на случай ненулевой температуры термостата. Оно имеет вид

$$\mathcal{F}_2 = \frac{1}{x-1}\,\frac{[x(y^2+1) - y\sqrt{x}(x+1)]A_N(x) + \frac{n}{\xi_2^2}(x^{N+1} - 1)(x-1)^2(\sqrt{x}+1)^2}{\left|\frac{1}{2}(y^2x - 1)A_N(x) + \xi_2^{-2}(x^{N+1} - 1)(x-1)(\sqrt{x}+1)^2\right|},$$

где

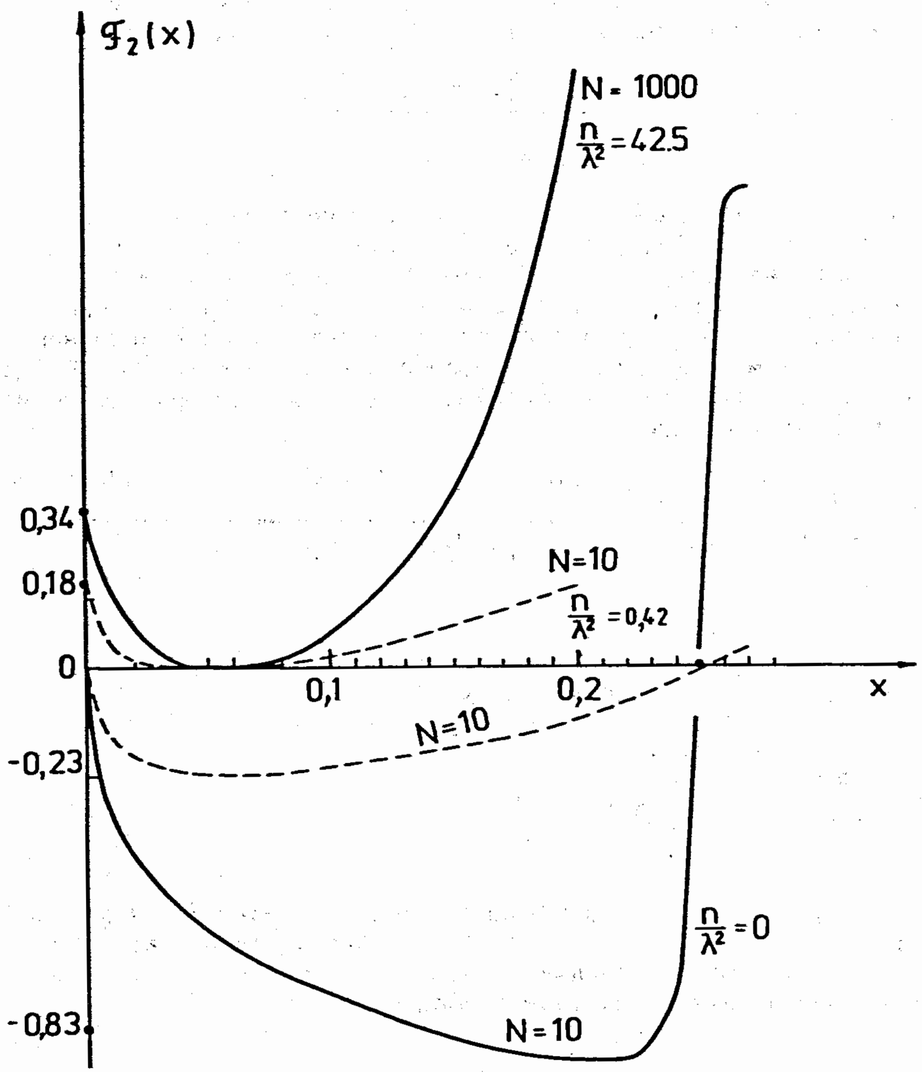
$$A_N(x) = Nx^{N+2} - (N+2)x^{N+1} + (N+2)x - N,$$

$$x = \left(\frac{h\Delta_o}{2G} + \sqrt{\frac{h^2\Delta_o^2}{4G^2} + 1}\right),$$

Здесь κ_i - константа затухания сигнальной моды E_i в резонаторе, $\xi_i = g_i/\kappa_i$ и $y = \xi_1/\xi_2$ - безразмерные параметры (i =1, 2). Число тепловых квантов $n = n_1 + n_2$ в сигнальных модах можно оценить по формуле Планка:

$$n = \sum_{i=1}^{2} \frac{1}{\exp(h\omega_i/kT) - 1},$$

где T - температура термостата. Зависимость функции $\mathcal{F}_2$ от параметра x при фиксированных значениях параметров $y > 1$, N и ξ_2 приведена на рисунке. Значительное сжатие наблюдается в области $x \lesssim y^{-2}$ и слабое - в области $x > y^2$ (см. рис.).



Повышение температуры термостата ухудшает сжатие ($\partial \mathcal{F}_2/\partial n > 0$). В случае большого числа атомов ($N \gg 1$) при выполнении условия

$$n \ll N\xi_2^2$$

влияние температуры термостата на эффект сжатия пренебрежимо мало. Если при этом выполняется условие

$$N\xi_2^2 \gg 1,$$

то при приближении к точке $x = y^{-2}$ слева достигается практически предельное (близкое к 100%) сжатие. В случае $y < 1$ в области $x \lesssim y^2$ происходит слабое сжатие, а существенное сжатие при выполнении условий (1) и (2) можно получить, приближаясь к точке $x = y^{-2}$ справа. На практике удобно параметр x фиксировать, а изменять параметр y, который, в силу соотношения

$$\kappa_i = \frac{\omega_i}{Q_i},$$

пропорционален отношению добротностей Q_1 и Q_2 резонатора для сигнальных мод E_1 и E_2 соответственно.

Проведем численные оценки.

а). Оптический диапазон. Для T =300 К и $\omega_{1,2} \sim 10^{15}$ Гц получаем $n \sim 10^{-30}$. Объем квантования поля V положим равным объему резонатора. Взяв $V \sim 10$ см^3, $\omega_{21} \sim 10^{15}$ Гц, $d \approx eQ_0 \sim 10^{-19}$ ед. зар. СГСЕ см, $\kappa_{1,2} \sim 10^8$ Гц, получаем $\xi_2 \sim 10^{-5}$. Обычно в эксперименте $N \lesssim 10^3$ и влиянием комнатной температуры на эффект сжатия можно пренебречь (см. формулу (1)).

б). Радиодиапазон. Для генерации излучения этих длин волн можно использовать переходы между ридберговскими состояниями атомов [6]. При T =300 К и $\omega_{1,2} \sim 10^{11}$ Гц имеем $n \sim 100$. Взяв $V \sim 100$ см^3, $\omega_{21} \sim 10^{11}$ Гц, $d \approx ea \sim 10^{-15}$ ед. зар. СГСЕ см (a - размер ридберговского атома), $\kappa_{1,2} \sim 10^4$ Гц, получаем $\xi_2 \sim 10^{-1}$. При выборе $N \sim 10^4$ условие (2) выполняется, но $\frac{n}{N\xi_2^2} \sim 1$ (при комнатной температуре) приводит к подавлению эффекта сжатия. При $N \gtrsim 10^6$ влияние комнатной температуры становится несущественным.

Для наблюдения сжатия света можно применить сбалансированный фазочувствительный детектор, аналогичный использованному в работах [2,7,8]. Проведенная оценка показывает, что для достижения сильного сжатия в радиодиапазоне необходимо понижение температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Д.Ф., Трошин А.С. - УФН, 1987, т.153, вып.2, с.233.
2. Ling-An Wu, Kimble H.J., Hall J.L., Huifa Wu. - Phys.Rev. Lett., 1986, 57, p.2520.
3. Kimble H.J. et al.- Phys.Rev.Lett., 1987, 59, p.278.
4. Apanasevich P.A., Kilin S.Ja. - J-Phys. B: Atom.Mol.Phys., 1979, 12, p.183.
5. Bogolubov N.N. (Jr.), Shumovsky A.S., Tran Quang. - Optics Commun., 1987, 62, p.49.
6. Смирнов Б.М. - УФН, 1980, т.131, вып.4, с.577.
7. Kimble H.J., Dagenais M., Mandel L. - Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.691.
8. Diedrich F., Walther H. - Phys.Rev.Lett., 1987, 58, p.203.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 января 1989 года.