

01; 07

О НОВОМ ИСТОЧНИКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ
С СУБПУАССОНОВСКОЙ СТАТИСТИКОЙ ФОТОНОВ

А.В. Б е л и н с к и й, А.С. Ч и р к и н

Предметом настоящего письма является анализ нового источника мощного оптического излучения, обладающего подавленными по сравнению с когерентным флуктуациями числа фотонов. В основе его физической природы лежат явление фазовой самомодуляции (ФСМ) и интерференция.

Привлекательность излучений с субпуассоновской статистикой фотонов и в квантовых сжатых состояниях связана с перспективами их применения в высокоточных измерениях, оптической связи и т.п., обусловленными способностью снижения шумов регистрации ниже уровня дробового [1, 2]. Известные к настоящему времени методы создания источников с сугубо квантовыми свойствами недостаточно эффективны и маломощны, а достигнутое в экспериментах снижение уровня шума пока не превышает двукратного по отношению к дробовому.

Имеется альтернативная возможность получения сжатых состояний с помощью ФСМ; в [3, 4] предсказано заметное сжатие, однако лишь в узкой области значений интенсивности. В данной работе нами выявлены условия реализации глубокого сжатия при самовоздействии. Развита также квантовая теория нелинейного интерферометра с ФСМ-излучением в двух каналах. Показано, что в таком интерферометре можно формировать излучение с субпуассоновской статистикой и существенно подавленными флуктуациями числа фотонов.

Изложим сначала результаты квантового анализа процесса ФСМ. Операторы рождения и уничтожения фотона волны, прошедшей нелинейную среду, например, в первом плече интерферометра, имеют вид

$$b_1^+ = a_1^+ e^{i\chi n_1}, \quad b_1 = e^{-i\chi n_1} a_1, \quad (1)$$

где a_1^+ и a_1 – операторы на входе нелинейной среды, $n_1 = a_1^+ a_1$, χ – нелинейный параметр, связанный с кубичной нелинейностью $\chi^{(3)}$ и длиной среды l ($\chi \sim \chi^{(3)} l$). Нелинейный отклик считаем мгновенным.

Согласно (1) статистика фотонов в процессе ФСМ остается неизменной: $b_1^+ b_1 = a_1^+ a_1$. Однако флуктуации квадратурных компонент

$$X_1 = (b_1 + b_1^+)/2, \quad Y_1 = (b_1 - b_1^+)/i2 \quad (2)$$

меняются. В случае исходного когерентного состояния с амплитудой α_1 для дисперсии первой квадратуры при $\chi \ll 1$ получим

$$\langle \Delta X_1^2 \rangle = 4^{-1} \left\{ 1 + 2|\alpha_1|^2 (1 - e^{-W_1}) + 2|\alpha_1|^2 \times \right. \quad (3)$$

$$\left. \times [e^{-2W_1} \cos(\varphi_1 + \varphi) - e^{-W_1} \cos \varphi_1] \right\},$$

где $W_1 = (\chi |\alpha_1|)^2$, $\varphi_1 = 2(\varphi_1 + \varphi_2)$, $\varphi_1 = \arg \alpha_1^*$, $\varphi_2 = \chi |\alpha_1|^2 -$ нелинейная добавка к фазе.

Минимальное значение (3)

$$\langle \Delta X_1^2 \rangle_{\min} = (\sqrt{1 + \varphi_1^2} - \varphi_1)^2 / 4 \quad (4)$$

достигается при $\varphi_1, \text{opt} = \frac{1}{2} \arctg \varphi_1 - \varphi_1$. В случае $\varphi_1 \gg 1$, $\langle \Delta X_1^2 \rangle_{\min} \approx (4\varphi_1)^{-2}$. Здесь величина сжатия обратно пропорциональна квадрату интенсивности излучения и квадрату длины. Таким образом, можно получить глубокое сжатие в широком диапазоне изменения интенсивности. Заметим, что в случае фазы $\varphi_1 = 0$ зависимость дисперсии квадратуры от $|\alpha_1|^2$ имеет осцилляционный характер [3, 4]. Выбор же оптимальной фазы φ_1, opt эквивалентен в фазовой плоскости повороту осей координат квадратурных компонент, при котором дисперсия квадратуры (3) принимает минимальное значение. Подчеркнем, что операторы (1) не сводятся к операторам двухфотонного когерентного состояния. Поэтому явление ФСМ дает новый класс сжатых состояний, положительной чертой реализации которого является отсутствие условия фазового синхронизма.

Перейдем теперь к рассмотрению нелинейного интерферометра, в каждом из двух плеч которого осуществляется ФСМ, например в оптических волокнах. Излучение обоих каналов смешивается при помощи светоделительной пластины. Оператор уничтожения выходной волны после смешения в отсутствии потерь равен $c = \tau_1 b_1 + \tau_2 b_2$, τ_1 и τ_2 определяют долю излучения каждого из каналов, причем $\tau_1^2 + \tau_2^2 = 1$. В суммарной волне статистика фотонов отличается от пуассоновской. Это отличие обычно характеризуют фактором Фано $F = [\langle c^\dagger c \rangle^2 - \langle c^\dagger c \rangle] / \langle c^\dagger c \rangle$. В рассматриваемом случае после довольно громоздких преобразований получим

$$F = 1 + 4[G_1(\varphi_1) + G_2(\varphi_2)] \sin \varphi / (1 + R^2 + 2R \cos \varphi), \quad (5)$$

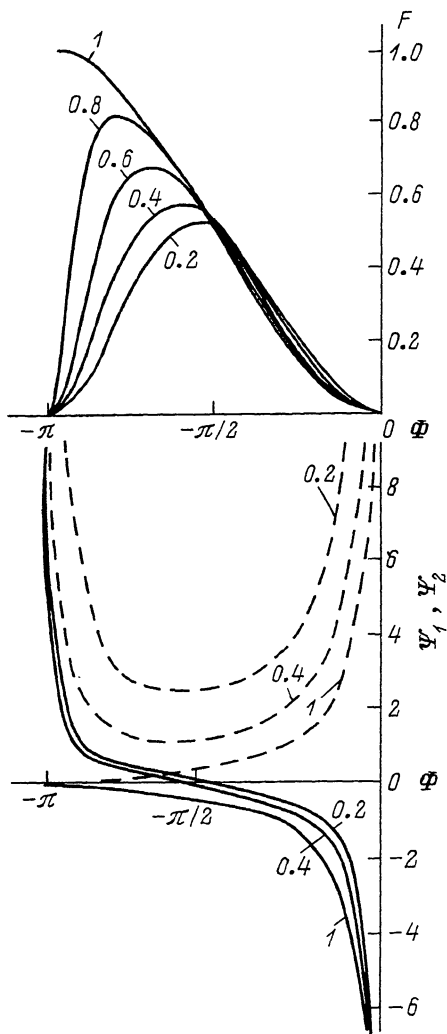
$$\text{где } G_1 = \tau_1^2 \varphi_1 (\varphi_1 \sin \varphi - \cos \varphi - R), \quad G_2 = \tau_2^2 \varphi_2 R (\varphi_2 R \sin \varphi + R \cos \varphi + 1),$$

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2, \quad R = \tau_1 |\alpha_1| / \tau_2 |\alpha_2|.$$

Анализ (5) показывает, что максимальное подавление флуктуаций достигается при следующих значениях нелинейных фаз в каналах:

$$\varphi_{1,2} = \pm (R^{\pm 1} + \cos \varphi) / 2 \sin \varphi. \quad (6)$$

Результаты расчетов фактора Фано при 50% смешении ($\tau_1 = \tau_2 = 2^{-1/2}$) и требуемых для этого нелинейных фаз (6) при-



Фактор Фано F и требуемые нелинейные набеги фаз в каналах ψ_1 (сплошные кривые) и ψ_2 (пунктир) в зависимости от разности фаз φ . Цифры над кривыми соответствуют R .

ведены на рисунке. Видно, что в интерференционном поле с субпуассоновской статистикой ($F < 1$) отсутствуют принципиальные ограничения на получение сколь угодно малых дисперсий флуктуаций числа фотонов. Однако уменьшение F происходит с ростом нелинейных фазовых добавок. При этом их знаки могут быть как одинаковыми, так и различными.

Для сравнения заметим, что в схеме интерферометра с ФСМ лишь в одном канале 5-7 при тех же исходных данных подавление дисперсии флуктуаций числа фотонов не превышает двукратного, т.е. $F \gg 1/2$.

В качестве примера рассмотрим следующий режим работы нелинейного интерферометра: $R = 0.4$, $\tau_1 = \tau_2 = 1/\sqrt{2}$, $\phi = -2.76$ рад, $\psi_1 = 0.7$ рад, $\psi_2 = 2.1$ рад. При использовании в качестве нелинейных сред кварцевых одномодовых оптических волокон с диаметром сердцевины 5 мкм и длинами 62.5 и 30 м, мощности излучений, поступающих в волокна, должны быть соответственно равны 0.7 и 4.4 Вт (волновое число взято равным 10^5 см^{-1}). Таким образом, требуемая мощность излучения источника вполне достижима не только в импульсном, но и в непрерывном режиме. При выполнении этих условий возможно достижение пятикратного подавления дисперсии ($F = 0.2$).

Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом нелинейном интерферометре отсутствуют каналы отщепления излучения, приводящие к существенным потерям, как это имеет место, например, в параметрических процессах, где большую часть исходного потока приходится использовать в качестве накачки и лишь незначительная доля которого преобразуется в полезный сигнал. В нашем случае КПД преобразования когерентного излучения в субпуассоновское практически определяется только условиями интерференции (разностью фаз ϕ и отношением интенсивностей R^2) и может быть доведен до десятков процентов.

Авторы благодарны С.А. Ахманову и Д.Н. Клышко за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Смирнов Д.Ф., Трошин А.С. // УФН. 1987. Т. 153. В. 2. С. 233-271.
- [2] Squeezed states of electromagnetic field. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 10.
- [3] Kielich S., Tanas R. Self-squeezing as a novel potent source of quantum field. - Proceedings of Conference in Physics. Quantum Optics, v. 7. Poland. Ustron, September 19-26, 1985. P. 275-287.
- [4] Gerry C., Rodrigues S. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. N 10. P. 4440-4442.
- [5] Ritze H.H., Bandilla A. // Opt. Commun. 1979. V. 29. N 1. P. 126-130.
- [6] Ritze H.H., Bandilla A. Opt. Commun. 1979. V. 30. N 1. P. 125-128.

[7] Yamamoto Y., Machida S., Imoto N. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 10. P. 1645-1662.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
10 октября 1988 г.
В окончательной редакции
11 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

04

ДИНАМИКА И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОСЕКУНДНЫХ МЕГААМПЕРНЫХ z -ПИНЧЕЙ

С.Л. Боголюбский, С.А. Данько,
П.В. Куксов, В.И. Ликсонов,
А.А. Лукин, Е.А. Смирнова

В последнее время активно дискутируется возможность зажигания термоядерной реакции в перетяжке z -пинча [1] при сжатии токонесущего плазменного канала до микронных размеров. Однако образованию микропинча может воспрепятствовать механизм стабилизации перетяжки „остаточной” высокопроводящей плазмой сходящейся снаружи токовой оболочки [2]. Динамика плазменных каналов взрывающихся проволочек и механизм формирования в них микропинчей, так называемых „горячих точек” (ГТ) ранее были подробно исследованы в экспериментах на уровне тока 0.2 мА [3]. Использование в них средств регистрации изображений с разрешением не лучше 80-100 мкм ограничило полученную информацию о минимально достигаемом размере перетяжки указанной величиной.

В данной работе для получения изображения z -пинча использовалась вакуумная камера-обскура с отверстием квадратного сечения 8x8 мкм, снабжаемая алюминиевыми фильтрами толщиной 5 и 10 мкм, имевшая разрешение для квантов с энергией $E_{h\nu} \approx 1$ кэВ с учетом дифракционного размытия не хуже 25 мкм. Измерения мощности радиационных потерь и их спектрально-энергетических характеристик осуществлялись с помощью откалиброванных полупроводниковых и вакуумных фотоэмиссионных детекторов с фильтрами Росса и неселективными поглотителями. Как и в работах [4, 5], использовался интегральный термобатарейный калориметр.

Эксперименты проводились на установке „Модуль-А5” с импульсным трансформатором тока, имеющим выходное сопротивление $R_T = 0.04$ Ом [6]. В оптимальном режиме при длине проволочки 2.5-3 мм ток, подводимый к низкоиндуктивному узлу с проволочкой, составлял 1.2 мА. На рис. 1,а представлены характерные для оптимального режима осциллограммы тока, напряжения (за вычетом