

СТАТИСТИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С НЕРЕЗОНАНСНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Р.В.Амбарцумян, П.Г.Крюков, В.С.Летохов, Ю.А.Матвеец

1. В работах [1,2] был предложен и исследован оптический квантовый генератор с нерезонансной обратной связью за счет рассеяния излучения. В настоящем письме сообщается о результатах теоретического и экспериментального исследования статистических свойств излучения такого лазера. Показано, что статистика излучения лазера с нерезонанс-

ной обратной связью существенно отличается от статистики излучения обычных лазеров. Интенсивность излучения в предельно узких телесных углах подвержена сильным флуктуациям, а функция распределения флуктуаций интенсивности совпадает с функцией распределения числа фотонов в одном квантовом состоянии излучения черного тела при больших числах заполнения.

2. Генерация в лазере с нерезонансной обратной связью осуществляется на большом числе низкодобротных типов колебаний, сильно взаимодействующих между собой за счет рассеяния. Число их L (для одной поляризации) определяется выражением:

$$L \approx \Omega_{\text{ген}} / \left(\frac{\lambda}{D}\right)^2, \quad (1)$$

где $\Omega_{\text{ген}}$, D , λ – телесный угол, диаметр и длина волны генерируемого излучения, соответственно. Генерация на совокупности L связанных рассеянием мод обусловлена тем, что радиационные потери совокупности взаимодействующих мод существенно ниже потерь любой одной моды [1].

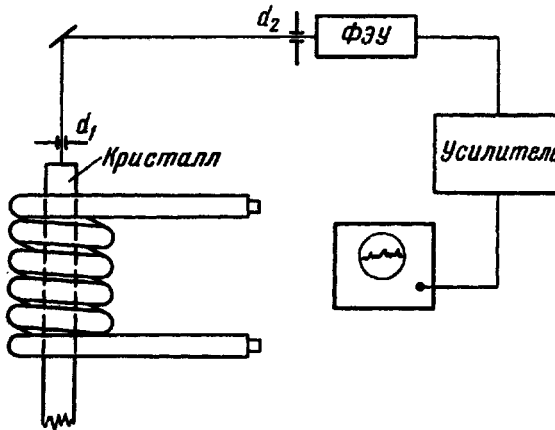


Рис.1. Схема эксперимента

Теоретическое рассмотрение статистики излучения лазера с нерезонансной обратной связью основано на следующей модели. Рассматривается ансамбль большого числа L типов колебаний, которые нелинейно взаимодействуют с активной средой и линейно взаимодействуют между собой путем обмена излучением (за счет рассеяния). Активная среда описывается набором M двухуровневых атомов, а поле излучения в i -ой моде -- числом фотонов n_i . Методом, аналогичным развитому в [3], получены управляющие уравнения для вероятности $P_m^{n_1, n_2, \dots, n_L}$ состояния с n_i фотонами в i -ой моде ($i = 1, 2, \dots, L$) и m атомами на нижнем уровне, а также для вероятности P_m^N состояния с $N = \sum_{i=1}^L n_i$ фотонами во всех L модах и m атомами на нижнем уровне.

В стационарном состоянии управляющее уравнение для вероятности P_m^N полностью определяет функцию распределения полного числа фотонов P^N , которая за счет насыщения атомов оказывается аналогичной функции распределения числа фотонов в одной моде обычного лазера (имеет резкий максимум при $N = \bar{N}$ с относительной шириной $\sim 1/\sqrt{\bar{N}}$ [3-5]). Из управляющего уравнения для вероятности $P_m^{n_1, n_2, \dots, n_L}$ в стационарном состоянии находится функция распределения P^{n_i} числа фотонов в i -ой моде. В предположении, что все $\bar{n}_i = \bar{n} \gg 1$ это

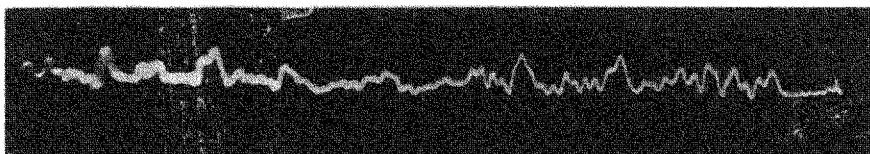


Рис.2. Оциллограмма интенсивности излучения в малом телесном угле через 400 мксек после начала инерции: длительность развертки 500 нсек

распределение принимает вид:

$$P^{n_i} = \frac{1}{\bar{n}} \exp\left(-\frac{n_i}{\bar{n}}\right) \quad (i = 1, 2, \dots, L) \quad (2)$$

аналогичной функции распределения Бозе-Эйнштейна для числа фотонов в одном квантовом состоянии излучения черного тела с $\bar{n} \gg 1$ [6,7].

Как видно, вероятность заполнения фотонами одной моды испытывает значительные флуктуации, в то время как число фотонов во всех модах N относительно стабильно. Физически это связано с тем, что нелинейность генератора (эффekt насыщения) стабилизирует интенсивность всего генерируемого излучения $N = \sum_{i=1}^L n_i$, а линейное взаимодействие мод между собой допускает значительные флуктуации n_i при фиксированном значении N .

3. Эксперимент состоял в измерении функции распределения $p(n_i)$. Схема эксперимента приведена на рис.1. Генератор с нерезонансной обратной связью представлял собой кристалл рубина длиной $\ell = 110$ мм и диаметром $D = 9,5$ мм, погруженный в джар с жидким азотом и накачиваемый спиральной лампой-вспышкой. Один торец кристалла был посеребрен ($r \approx 50\%$), а другой закруглен и заматирован для осуществления обратной связи за счет рассеяния, боковая поверхность кристалла также матировалась.

Излучение генератора через две диафрагмы D_1 и D_2 с диаметром отверстия $d = 0,5$ мм, находящиеся на расстоянии $h = 60$ см друг от друга, поступало на фотоумножитель. Для регистрации излучения в одном "типе колебаний" диаметр диафрагм d должен удовлетворять условию $d \lesssim \sqrt{\lambda h}$, а временное разрешение регистрирующей аппарату-

ры τ условию $\tau < 1/2\pi\Delta\nu c$, где $\Delta\nu$ – ширина спектра излучения в $см^{-1}$. В нашем распоряжении имелся фотоумножитель с $\tau \approx 2 \cdot 3 \cdot 10^{-9} сек$, что требовало ширины линии генерации $\Delta\nu \lesssim 10^{-3} см^{-1}$. Поскольку процесс сужения спектра в лазере с нерезонансной обратной связью является довольно медленным [2], для получения такой ширины за время $10^{-4} сек$ потребовалось охладить кристалл рубина до $77^\circ K$.

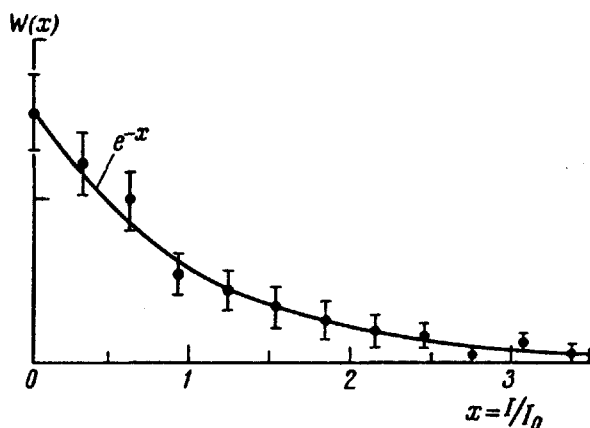


Рис.3. Распределение вероятности флуктуаций интенсивности

4. На рис.2 приведена типичная осциллограмма интенсивности излучения в малом телесном угле (с диафрагмами) в моменты времени установившейся генерации. Отчетливо видны флуктуации интенсивности, причем амплитуда флуктуаций одного порядка со средним значением интенсивности. В результате обработки осциллограмм получено распределение флуктуаций интенсивности (рис.3). Экспериментальные точки удовлетворительно аппроксимируются теоретическим распределением (2) (сплошная кривая на рис.3). Кроме того, характерное время корреляции, флуктуаций $\tau_{корр} = 10^{-8} сек$ согласуется с временем корреляции, определяемым шириной линии излучения: $\tau_{корр} \approx 1/2\pi\Delta\nu c$, где $\Delta\nu \approx \Delta\nu_0 / \sqrt{\alpha ct}$ [2] ($\Delta\nu_0 \approx 0,5 см^{-1}$ – ширина линии люминесценции активной среды, $\alpha \approx 0,5 см^{-1}$ – усиление на единицу длины при пороге).

5. Изложенное свидетельствует, что в лазере с нерезонансной обратной связью существуют флуктуации интенсивности излучения, подобные флуктуациям излучения "черного тела". Это делает возможным постановку экспериментов по корреляции фотонов (типа эксперимента Брауна - Твисса [8]).

Авторы глубоко благодарны академику Н.Г.Басову за поддержку и обсуждение настоящей работы.

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
24 февраля 1967 г.

Литература

- [1] Р.В.Амбарцумян, Н.Г.Басов, П.Г.Крюков, В.С.Летохов. Письма ЖЭТФ, 3, 261, 1966; ЖЭТФ, 51, 724, 1966.
- [2] Р.В.Амбарцумян, П.Г.Крюков, В.С.Летохов. ЖЭТФ, 51, 1669, 1966.
- [3] J.A.Fleck, J. Phys. Rev., 149, 309, 1966.
- [4] В.С.Летохов, Е.П.Маркин. ЖЭТФ, 48, 770, 1965.
- [5] A.W.Smith, J.A.Armstrong. Phys. Rev. Lett., 16, 1169, 1966.
- [6] L.Mandel, E.Wolf. Revs. Mod. Phys., 37, 231, 1965.
- [7] R.J.Glauber. Quantum Optics and Electronics. Les Houches, 1964, Ecole d'été de Physique Théorique.
- [8] R. Hanbury Brown, R.Q.Twiss. Nature, 177, 27, 1956.