

УДК 621.373 : 535

ЕСТЕСТВЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКОЙ

Витушкин Л. Ф., Грязневич В. П.

Методом кинетического уравнения для квантованного электромагнитного поля проводится изучение роли нелинейно поглощающих ячеек, заполненных возбужденным и невозбужденным газом, в формировании статистических характеристик лазерной генерации, в особенности уровня естественного шума и ширины линии генерации. Вычислены соответствующие поправки. Показано, что эти поправки в режиме насыщения могут стать порядка самих величин. Кроме того, результаты существенно зависят от модели среды в ячейке.

Широкое применение различных видов нелинейно поглощающих ячеек для стабилизации характеристик лазерного излучения обуславливает интерес к изучению влияния таких ячеек на лазерную генерацию. Известно, что это влияние приводит к существенным изменениям как динамических [1], так и статистических [2] характеристик генерации. Однако, в то время как первые изучены достаточно хорошо, вторые остаются малоисследованными (в [2] рассмотрен случай применения лишь редко используемой на практике неоновой ячейки, да и то вблизи границы неустойчивости, т. е. без учета эффектов насыщения).

С целью восполнить этот пробел в настоящей работе производится последовательное квантово-механическое исследование статистических характеристик излучения газового лазера, генерирующего бегущую волну произвольной интенсивности, с нелинейной резонансно-поглощающей ячейкой. Исследуется два вида ячеек: в одном случае в качестве поглощающей среды используется возбужденный газ, в другом случае — невозбужденный. Типичными представителями этих видов ячеек являются соответственно неоновая и йодная.

Изучаются в основном следующие статистические характеристики излучения: уровень естественного шума лазерного сигнала и естественная ширина линии генерации. Первая из указанных характеристик может быть получена из выражения для спектральной плотности флуктуаций интенсивности генерации

$$S_1 = C_p \bar{n} + C_p^2 2 \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \langle \hat{a}^+ (0) \hat{a}^+ (\tau) \hat{a} (\tau) \hat{a} (0) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (1)$$

где $\hat{a} (t)$ — гейзенберговский оператор уничтожения фотона; $C_p = Cq$, q — квантовый выход фотоприемника; C — скорость ухода поля из резонатора (резонаторная ширина).

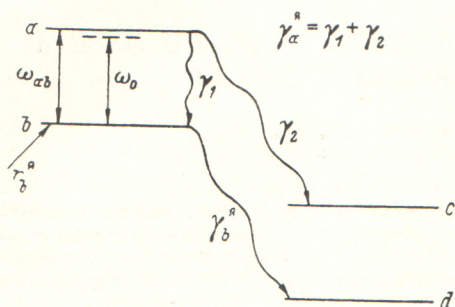
Для определения ширины линии генерации воспользуемся выражением для спектрального контура генерации

$$S_2 = C_p^2 2 \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \langle \hat{a}^+ (t) \hat{a} (t + \tau) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (2)$$

За основу модели лазера примем модель из [3], в рамках которой учтем накачку на оба рабочих уровня усиливающей среды и тепловое движение атомов. Для того чтобы ввести в эту модель нелинейно поглощающую ячейку, бу-

дем считать, что затухание поля генерации происходит не только вследствие ухода его через пропускающее зеркало резонатора, но и в результате линейного и нелинейного резонансных взаимодействий поля с атомами поглощающей среды, не взаимодействующими как между собой, так и с атомами усиливающей среды, заполняющими, как и последние, весь объем резонатора. Такой способ учета поглощающей ячейки, соответствующий приближению пространственно-однородной среды, хорошо зарекомендовал себя при расчетах динамических характеристик генерации [4], поэтому будем пользоваться им и здесь.

Энергетическая структура уровней поглощающих атомов для обоих видов ячеек изображена на рисунке. Она отличается от структуры уровней атомов усиливающей среды [3] накаткой только на нижний рабочий уровень b со скоростью γ_b^a и возможностью спонтанного распада $a \rightarrow b$ со скоростью γ_1 . Вспо-



Энергетическая структура уровней атома ячейки.

ω_{ab} — оптическая частота атомного перехода, ω_0 — частота генерации, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_b^a$ — константы релаксации рабочих уровней.

могательные уровни c и d могут быть как реально существующими атомными уровнями, когда поглощающая среда является возбужденным газом, так и гипотетическими, введенными лишь для удобства описания каналов распада рабочих уровней атомов невозбужденного газа. Расчеты производятся методом кинетического уравнения для квантованного электромагнитного поля, предложенным в [5], в соответствии с методикой, подробно описанной в [6].

В рамках используемого метода вклад поглощающей среды в поле генерации рассчитывается аналогично тому, как это делалось для усиливающей среды, с тем, однако, отличием, что в системе уравнений для элементов матрицы плотности поля и атома [3, 6] появляются дополнительные слагаемые, соответствующие спонтанному распаду $a \rightarrow b$ (см. рисунок).

Рассмотрим теперь конкретные модели ячеек.

Ячейка с возбужденным газом

В этом случае нелинейное поглощение поля в ячейке происходит на переходе между возбужденными уровнями, аналогичном рабочему переходу в усиливающей среде. При этом имеет место соотношение $\gamma_1 \ll \gamma_2$. Это значит, что распад рабочих уровней поглощающей среды происходит в основном на посторонние уровни c и d с приблизительно одинаковыми константами релаксации, и модель поглощающей среды совершенно такая же, как и модель усиливающей среды. Выполняя далее процедуру, аналогичную той, что была проведена в [3, 5, 6], получим сначала кинетическое уравнение для матрицы плотности поля генерации, которое кроме обычных членов от усиливающей среды и потерь поля на зеркалах будет содержать также и вклад атомов поглощающей среды. Далее в соответствии с используемой методикой [6] от этого уравнения перейдем к уравнениям для амплитудной $R(\varepsilon, t)$ и фазовой $\Phi(\varphi, t)$ квазивероятностей (полагая флуктуации числа фотонов в генерируемой моде в стационарном режиме ε малыми по сравнению со средним их числом \bar{n} : $1 \ll \varepsilon \ll \bar{n}$), которые в диффузионном приближении [7] имеют следующий вид:

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \frac{\Delta \partial_\varepsilon \partial}{2\sigma \varepsilon} (\varepsilon R) + \varepsilon^2 \frac{\Delta \partial_\varepsilon \partial^2 R}{2\sigma \varepsilon^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{1}{2} (J'' - J'_\alpha) \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{1}{2} \delta_\omega \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2}. \quad (4)$$

Ширина спектра флуктуаций интенсивности генерации $\Delta\vartheta_a$ и средняя мощность этих флуктуаций $\bar{\varepsilon}^2$ могут быть записаны в приближении предельного доплеровского уширения спектральной линии в обоих средах следующим образом:

$$\Delta\vartheta_a = \Delta\vartheta_a^0 (1-x), \quad \Delta\vartheta_a^0 = J' \frac{I}{1+I}, \quad (5)$$

$$\bar{\varepsilon}^2 = \bar{n}\zeta, \quad \zeta = \frac{1+I}{I} \cdot \frac{2N_a}{N} \cdot \frac{1}{1-x} - 1. \quad (6)$$

Здесь $x = \kappa \beta_a (1+I) / \beta (1+I_a)$, $\kappa = J'_a / J'$, $J = J' + iJ''$ и $J_a = J'_a + iJ''_a$ — комплексный насыщенный коэффициент усиления усиливающей среды и коэффициент поглощения поглощающей среды; $I = 2\beta\bar{n}$ и $I_a = 2\beta_a\bar{n}$ — безразмерная мощность генерации в усиливающей и поглощающей средах; β , β_a — параметры нелинейности,

$$\beta_a = \beta_a^a + \beta_b^a, \quad \beta_a^a = \frac{2\omega_a d^2}{\gamma_a^a \gamma_{ab}^a}, \quad \beta_b^a = \frac{2\omega_0 d^2}{\gamma_b^a \gamma_{ab}^a}, \quad (7)$$

где d — дипольный момент атома на рабочем переходе; V — объем среды в ячейке; γ_{ab} — константа поперечной релаксации. N_a , N_b — средние стационарные заселенности рабочих уровней усиливающей среды в отсутствие генерации, $N = N_a - N_b$, $N_+ = N_a + N_b$.

Используя известные свойства уравнения (3), получим для (1)

$$S_\omega = C_p \bar{n} \left[1 + C_p \zeta \frac{I \Delta\vartheta_a}{(\Delta\vartheta_a)^2 + \omega^2} \right],$$

что дает для отношения избыточного шума генерации (второе слагаемое) к дробовому шуму регистрации (первое слагаемое)

$$C_p \zeta / \Delta\vartheta_a = \delta_0 + \delta_a, \quad (8)$$

$$\delta_0 = 2q \frac{1+I}{I} \left[\frac{N_a}{NI} + \frac{N_+}{2N} \right], \quad \delta_a = \delta_0 \frac{2x - x^2 + \kappa}{(1-x)^2} + q \frac{(1+I)x(1-x)}{I(1-x)^2}. \quad (9)$$

Выражение (8) описывает вклад усиливающей среды, а (9) — вклад поглощающей среды.

Ширина линии генерации [2] равна, как известно из свойств уравнения (4),

$$\begin{aligned} \delta\omega = \delta\omega_0 + \delta\omega_a, \quad \delta\omega_0 &= C\beta \left[\frac{N_a}{NI} + \frac{N_+}{2N} \right], \quad \delta\omega_a = \frac{J'_a}{2\bar{n}} \left[\frac{N_a}{N} + \frac{IN_+}{2N} + \frac{I_a}{2} \right] = \\ &= C\beta \left[\frac{N_a}{NI} + \frac{N_+}{2N} + \frac{\beta_a}{2\beta} \right] \frac{\kappa}{1-\kappa}. \end{aligned} \quad (10)$$

Соотношения (5)–(10) записаны с использованием условия стационарной генерации, которое имеет вид

$$J'(I) - J'_a(I_a) = C. \quad (11)$$

Правая часть соотношения (11) описывает линейные потери резонансного излучения, которые происходят не только вследствие ухода поля из резонатора, но и из-за линейного поглощения в ячейке (в йодной ячейке, например, оно во много раз больше нелинейного [8]), причем вид соотношения (11) не зависит от типа ячейки. Это линейное поглощение дает в ширину линии генерации (10) как прямой вклад ($\delta\omega \sim C$), так и косвенный — через I , I_a , κ , а в уровень шума (8), (9) — только косвенный — через I , I_a , κ , x .

Здесь следует отметить, что статистический (пуассоновский) характер линейного поглощения фотонов поля атомами поглощающей среды учитывается в нашей теории автоматически, так же как и изменение статистики поля при прохождении его через пропускающее зеркало резонатора (величина избыточного шума (1) $\sim C^2$). δ_0 из (8) и $\delta\omega_0$ из (10) совпадают с известными выражениями для уровня шума и ширины линии генерации лазера без ячейки [6].

Характерная структура, т. е. зависимость от параметров генерации, выражений (9), (10) определяется нелинейным поглощением в ячейке, причем «чистый» вклад оно дает только в ширину линии (третье слагаемое в $\delta\omega_a$). По-

правка к уровню шума δ_a и два первых слагаемых в $\delta\omega_a$ характеризуются интерференцией нелинейного поглощения и нелинейного усиления.

Наличие нелинейно поглощающей ячейки приводит к относительному сужению спектра флуктуаций интенсивности генерации (5), которое происходит вследствие увеличения амплитуды этих флуктуаций. С ростом параметра x (от 0 до 1), т. е. с увеличением роли ячейки, флуктуации амплитуды нарастают, что приводит в пределе к срыву генерации (при $x=1$). Поскольку наше рассмотрение верно лишь при малых флуктуациях амплитуды поля, то величина x у нас всегда меньше единицы (ср. (5) и выражение для x). Величина x также меньше единицы, что следует из условия стационарной генерации (11). Вследствие этого параметр ξ , определяющий величину надпуассоновских флуктуаций числа фотонов ($\overline{\Delta n^2}/\bar{n} \equiv (\overline{(n - \bar{n})^2})/\bar{n} = (\bar{n} + \overline{\varepsilon^2})/\bar{n} = 1 + \xi$), лишь немного увеличивается за счет поглощающей ячейки, наличие которой приводит таким образом лишь к небольшой дополнительной группировке фотонов. При этом, однако, как показывает анализ выражений (8), (9), уровень шума существенно увеличивается. Величина δ_a всегда положительна. В обычно используемых He-Ne/Ne лазерах соотношение параметров насыщения $\beta_a/\beta \sim 10$ [2, 4]. При этом при произвольных мощностях поля I, I_a величина $x \leq 1$ и δ_a становится равной или даже большей δ_0 .

Поглощающая ячейка может также существенно уширить спектральный контур генерации. Действительно, при $N_a \simeq N_b \simeq N$, $x/(1-x) \simeq 1$ и сильном насыщении в ячейке ($I_a \gg 1$, что вполне соответствует реальной экспериментальной ситуации [1, 2]), когда усиливающая среда только начинает насыщаться ($I \sim 1$), имеем $\delta\omega_a/\delta\omega_0 \simeq I_a \gg 1$.

Наличие поглощающей ячейки приводит к сильному усложнению зависимости рассматриваемых характеристик от параметров генерации, не сопровождаемая качественно новыми явлениями.

Ячейка с невозбужденным газом

Модели ячеек с невозбужденным газом могут быть различными. Рассмотрим сначала ту из них, которая реализуется в йодной ячейке. В этом случае резонансный переход происходит между колебательными подуровнями основного и первого возбужденного электронного состояния [8]. Заселенность нижнего рабочего уровня, составляющая малую долю — $5 \cdot 10^{-7}$ — полной заселенности основного электронного состояния [8], так же как и его распад, обеспечивается процессами перемешивания подуровней основного состояния, что позволяет приписать этому рабочему уровню константу релаксации γ_b^a и стационарную заселенность в отсутствие генерации N_b^a . При этом распад верхнего рабочего уровня осуществляется в основном на посторонние колебательные подуровни основного состояния, поэтому модель ячейки в этом случае практически совпадает с рассмотренной в предыдущем разделе, за исключением того, что здесь нужно полагать $\gamma_b^a \ll \gamma_a^a$.

Проведя соответствующие этому случаю вычисления, получим те же выражения, что и в предыдущем разделе с той, однако, разницей, что все величины, относящиеся к ячейке (т. е. J_a, x, I_a, x) через параметр насыщения β_a , равный в данном случае β_b^a (7), определяются распадом только нижнего рабочего уровня: β_a по этой причине может быть весьма большим, что подтверждается и экспериментом [1, 2, 8]. Роль ячейки в формировании статистических характеристик генерации здесь в общем та же, что и в случае возбужденного газа.

Кроме рассмотренной выше модели ячейки с невозбужденным газом, сводящейся по существу к модели возбужденного газа, возможны и другие случаи. Это, например, случай, когда нижний рабочий уровень действительно является основным, т. е. спонтанный распад его невозможен. Тогда релаксация этого уровня может происходить по другим причинам, таким как, например, различного рода столкновения (с другими атомами, со стенками ячейки и т. п.), за счет конечного времени пребывания атома в лазерном луче («пролетное уширение») и т. д. Во всех этих случаях нижний уровень уширяется. Верхний же рабочий уровень распадается теперь в основном на нижний, что делает модель

среды, принципиально отличной от рассмотренной выше. Теперь $\gamma_2 = 0$, а $\gamma_a = \gamma_1$ (см. рисунок). Выполняя расчет, аналогичный проведенному выше, получим интересные для нас поправки к уровню шума и ширине линии генерации

$$\delta_a = \delta_0 \frac{2x - x^2 - z}{(1-x)^2} + q \frac{(1+I)x_1(1-z)}{I(1-x)^2}, \quad (12)$$

где $x_1 = x\beta_a(1+I)/\beta(1+I_a)$, $I_a = 2\beta_a^2/\bar{n}$ (см. (7)). Вид $\delta\omega_a$ совпадает с (10). Параметры x и x_1 — те же, что и раньше, но в них отсутствует зависимость от γ_a^2 и все определяется релаксацией только верхнего рабочего уровня. В связи с этим интересно отметить, что «чистый» вклад ячейки в $\delta\omega_a$ (третье слагаемое в (10)) определяется величиной I_a , которая зависит от обеих констант релаксации (см. (7)), а при $\gamma_a^2 \gg \gamma_b^2$ (что вполне реально, так как вероятность радиационного распада обычно значительно превышает вероятности нерадиационных распадов нижнего состояния, о которых сказано выше) I_a зависит только от γ_b^2 ($I_a \approx 2\beta_b^2/\bar{n}$), т. е. насыщение поляризации происходит значительно медленнее, чем насыщение фазовых флуктуаций и ширины линии генерации. Это последнее обстоятельство отличает настоящий случай от рассмотренных выше, где все лазерные характеристики насыщались с одинаковой скоростью. Параметр нелинейности, определяющий насыщение поляризации, зависит в данном случае от константы распада только верхнего уровня и потому может оказаться сравнимым с параметром нелинейности усиливающей среды.

В заключение данного раздела заметим, что результаты для невозбужденного газа в режиме насыщения ($I_a > 1$) зависят от модели среды в ячейке: в первом из рассмотренных случаев скорость насыщения как динамических характеристик (J_a), так и статистических ($\delta_a, \delta\omega_a$) определяется одной и той же константой γ_b^2 , а во втором — поляризация насыщается медленно с константой γ_a^2 , а ширина линии — быстро с константой γ_b^2 . В том случае, когда эти константы сильно различаются, разница между результатами для разных моделей может быть весьма существенной, что дает возможность путем сравнения с экспериментом определять применимость той или иной модели для конкретного случая использования ячейки.

Проведенное выше рассмотрение показывает, что наличие нелинейно поглощающих ячеек приводит к «ухудшению» статистических характеристик лазерной генерации (ячейка вносит новый источник шума): уровень шума и ширина линии генерации увеличиваются. При этом качественные и количественные изменения рассмотренных характеристик, вносимые ячейками различных видов, сходны между собой.

Литература

- [1] Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., 1975.
- [2] Казанцев А. П., Сурдутович Г. И. — ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 245; Казанцев А. П., Сурдутович Г. И. — В кн.: Квантовые флуктуации излучения лазера. М., 1974, с. 206.
- [3] Scully M. O., Lamb W. E. — Phys. Rev., 1967, v. 159, N 2, p. 208.
- [4] Greenstein H. — J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 4, p. 1732.
- [5] Голубев Ю. М. — Вестн. ЛГУ, 1974, № 4, с. 43.
- [6] Грязневич В. П. — Автореф. канд. дис. Л., 1933.
- [7] Глаубер Р. Оптическая когерентность и статистика фотонов. — В кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М., 1966.
- [8] Brilliet A., Sergez P. — Metrologia, 1977, v. 13, p. 137.

Поступило в Редакцию 18 марта 1985 г.