

3. Интересно проанализировать на основе развитых выше представлений эксперименты, в которых наблюдалось уширение водородных линий в плазме с ленгмюровскими шумами. Так в работе [4] было зарегистрировано уменьшение ширины линии H_α при переходе от наблюдения поперек оси симметрии к наблюдению вдоль нее. В соответствии с данной теорией этот факт может быть интерпретирован как свидетельство анизотропии ВЧ шумов: $\mu > 1$.

В экспериментах [5] наблюдались особенности на профилях H_α , H_β , H_γ , которые в соответствии с [3] могут быть непротиворечиво истолкованы как «рельефы». Однако поляризационный анализ профиля H_β в [3] не выявил изменений ширины «рельефов», но обнаружил заметное изменение глубины одного из них на частоте $\Omega/2$ при неизменной глубине «рельефа» на частоте Ω . Этот факт свидетельствует об анизотропии НЧ полей. Действительно, «рельеф» на частоте Ω образуется компонентой 4σ , а «рельеф» на частоте $\Omega/2$ — компонентами 2π и 2σ . Вследствие частичной поляризации компонент анизотропия НЧ полей изменяет относительный вклад 2π и 2σ в поляризационных контурах вблизи «рельефа», причем разность относительных интенсивностей в его минимуме равна

$$\delta I \equiv \left[\left(\frac{S}{S_{E_0=0}} \right)_1 - \left(\frac{S}{S_{E_0=0}} \right)_2 \right]_{\omega=\Omega/2} \propto \left(3 \left\langle \frac{F_{\parallel}^2}{F^2} \right\rangle - 1 \right).$$

Поскольку на эксперименте наблюдалось $\delta I < 0$, то $\left\langle \frac{F_{\parallel}^2}{F^2} \right\rangle < \frac{1}{3}$ и распределение НЧ шумов в [5] имеет вид «чечевицы». Что же касается ВЧ шумов, то в данном случае не наблюдалось характерного для анизотропии изменения ширины «рельефов» в поляризационных измерениях, и поэтому ленгмюровские шумы можно считать изотропными.

Таким образом, поляризационный анализ штарковских контуров позволяет не только определять степень анизотропии НЧ полей η по методике [2], но и оценивать, как показано в настоящей работе, степень анизотропии μ ВЧ шумов.

Литература

- [1] Е. К. Завойский, Ю. Г. Калинин, В. А. Скорюпин, В. В. Шапкин, Г. В. Шолин. Письма ЖЭТФ, 13, 19, 1971.
- [2] М. В. Бабыкин, А. И. Жужунашвили, Е. А. Окс, В. В. Шапкин, Г. В. Шолин. ЖЭТФ, 65, 175, 1973.
- [3] Е. А. Окс, Г. В. Шолин. ЖЭТФ, 68, № 3, 1975.
- [4] Л. П. Закатов, А. Г. Плахов, В. В. Шапкин, Г. В. Шолин. ДАН СССР, 198, 1306, 1971.
- [5] С. С. Gallagher, M. A. Levine. Phys. Rev. Lett., 30, 897, 1973.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1975 г.

УДК 621.373 : 535 (206.3)

О ПОРОГОВЫХ УСЛОВИЯХ ГЕНЕРАЦИИ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Н. А. Бродович и Н. Н. Розанов

В настоящей работе рассматривается генерация газового лазера с несинхронной внутррезонаторной частотной модуляцией. Хотя эта задача исследовалась в целом ряде работ [1-4], многие важные вопросы остались открытыми. К ним, по нашему мнению, относится вид пороговых условий генерации, а также связь между шириной полосы модуляции и шириной полосы резонатора. Ниже решение этих задач получено в рамках достаточного для поставленных целей линейного анализа.

Рассмотрим внутррезонаторную модуляцию лазера по схеме, изображенной на рисунке. Здесь M — линейный модулятор; отраженное поле после падения на него волны произвольной оптической частоты и единичной амплитуды имеет вид

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \mu_k \exp[-i(\omega + k\Omega)t]. \quad (1)$$

При частотной модуляции $\mu_k (-i)^k J_k(\Gamma)$, где $J_k(\Gamma)$ — функции Бесселя первого рода, Γ — пропорциональная управляющему напряжению разность фаз на кристалле. Поле внутри резонатора разложим по гармоникам. Для волн, бегущих в положительном направлении по оси z ,

$$E^+(z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n \exp[i(k_n z - \omega_n t)] \exp \alpha_n z. \quad (2)$$

Здесь $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$, ω_0 — оптическая частота, Ω — частота модуляции, α_n — линейный коэффициент усиления в активной среде $k_n = \frac{\omega_n \sqrt{\epsilon_n}}{c}$ — волновое число n -й гармоники, ϵ_n — диэлектрическая проницаемость, которая, как и коэффициент усиления, зависит при учете дисперсии от частоты ω_n .

Используя (2), (1) и граничное условие на правом зеркале, получим бесконечную линейную однородную систему алгебраических уравнений для амплитуд гармоник

$$E_m = r \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_{m-n} \exp(2ik_n L) \exp(2\alpha_n L) E_n. \quad (3)$$

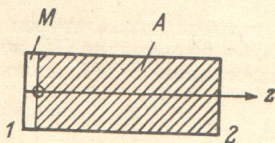
Порог генерации определяется из равенства нулю определителя системы (3). Ограничимся случаем симметричной модуляции

$$\mu_{-k} = \mu_k \quad (4)$$

(это справедливо, в частности, для частотной модуляции). Тогда, вычитая попарно уравнения системы (3) с $m = \pm |m|$, найдем, что определитель обращается в нуль при условии

$$r\mu_0 \exp(2ik_0 L) \exp(2\alpha_0 L) = 1. \quad (5)$$

При частотной модуляции $\mu_0 = J_0(\Gamma)$, причем при $\Gamma \rightarrow 0$ (5) переходит в обычное пороговое условие генерации в лазере без модуляции,



A — активная среда, 1 — глухое зеркало, 2 — зеркало с амплитудным коэффициентом отражения r , M — модулятор, амплитудный коэффициент пропускания которого при отсутствии управляющего напряжения равен τ .

Пороговое условие (5) позволяет определить частоту центральной гармоники и значение коэффициента усиления $\alpha_0 = (1/2L) \ln(1/r\mu_0)$. Существенно, что пороговое условие зависит только от такой характеристики модулятора, как μ_0 , т. е. от парциальной амплитуды волны, отраженной от модулятора с несмещенной частотой. Кроме того, порог генерации при заданной величине Γ не зависит от частоты модуляции, а также от формы и ширины контура усиления. В то же время соотношение амплитуд гармоник E_m определяется этими величинами. Найдем это соотношение при неглубокой частотной модуляции, когда $E_n \sim \Gamma^n$. Пренебрегая членами Γ^3 и введя $f_n = r \exp(2ik_n L) \exp(2\alpha_n L)$, найдем

$$\begin{aligned} \frac{E_1}{E_0} &= -\frac{if_0 J_1}{1 - f_1 J_0}, \\ \frac{E_2}{E_0} &= \frac{(-i)^2 J_1^2 f_0 f_1}{(1 - f_1 J_0)(1 - f_2 J_0)}, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{E_n}{E_0} &= \frac{f_0 f_1 \dots f_{n-1} (-i)^n J_1^n}{(1 - f_1 J_0)(1 - f_2 J_0) \dots (1 - f_n J_0)} + \\ &+ (-i)^n f_0 J_1^{n-2} J_2 \sum_{k=1}^{n-1} \frac{f_1 f_2 \dots f_{n-1} (1 - f_k J_0)}{f_k (1 - f_1 J_0) \dots (1 - f_n J_0)} + \\ &+ (-i)^n f_0 J_1^{n-4} J_2^2 \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{i=2}^{n-k-1} \frac{f_1 f_2 \dots f_{n-1} (1 - f_k J_0)(1 - f_{i+k} J_0)}{f_k f_{i+k} (1 - f_1 J_0)(1 - f_2 J_0) \dots (1 - f_n J_0)} + \dots \\ &\dots + (-i)^n f_0 J_1^{n-2m} J_2^m \sum_{i_1=1}^{n-1} \sum_{i_2=2}^{n-i_1-1} \dots \sum_{i_m=2}^{n-i_1-i_2-\dots-i_{m-1}-1} \times \\ &\times \frac{f_1 f_2 \dots f_{n-1} (1 - f_{i_1} J_0)(1 - f_{i_1+i_2} J_0) \dots (1 - f_{i_1+i_2+\dots+i_m} J_0)}{f_{i_1} f_{i_1+i_2} \dots f_{i_1+i_2+\dots+i_m} (1 - f_1 J_0)(1 - f_2 J_0) \dots (1 - f_n J_0)}, \quad n \geq 2m. \end{aligned} \quad (6)$$

Аргументами бесселевых функций в (6) является Γ . Амплитуды E_{-n} получаются из (6) заменой n на $-n$. Нелинейность активной среды при накачках, характерных для газовых лазеров типа гелий-неонового, не может вызвать заметного искажения соотношения амплитуд гармоник. Заметим, что из (6) следует наличие характерных резонансов отношения E_1/E_2 при изменении частоты модуляции, ширина которых определяется полосой резонатора $\Delta\omega_2$. Поэтому полоса частотной модуляции также

ограничена полосой резонатора. Широко распространенное противоположное утверждение [1] основывается на некорректном при $\Omega > \Delta\omega_2$ пренебрежении различием пространственного распределения поля для разных гармоник. Действительно, строгое в линейном режиме описание поля в лазере требует, согласно (2), введения различий для разных гармоник волновых векторов k_n . Приближенный подход, использующий некоторое единое для всех гармоник генерируемого типа колебания волновое число k , возможен только при достаточно низких частотах модуляции.

По аналогичной причине необоснованной является и предпринятая в работе [2] (см. также [4]) попытка определения пороговых условий для газового частотно-модулированного лазера. Согласно [2], для модулированного излучения с мгновенной частотой $\nu(t) = \nu_0 + \Delta\omega_m \cos \omega_m t$, где $\Delta\omega = \Gamma\omega_m$ — девиация частоты, возможно введение мгновенного коэффициента усиления $\alpha(t)$. При этом порог генерации определялся бы средним за период модуляции значением коэффициента усиления $\bar{\alpha}$, который для гауссовой формы контура усиления с шириной KU имеет вид

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha}{\pi} \int_0^{\pi} \exp(-A \sin^2 \theta) d\theta. \quad (7)$$

Здесь α — значение коэффициента усиления в центре контура; $A = \Delta\omega/KU$. Интеграл (7) в работе [2] вычислялся численно по формуле Симпсона. Нетрудно, однако, вычислить этот интеграл

$$\bar{\alpha} = \alpha \exp(-A/2) I_0(A/2), \quad (8)$$

где I_0 — функция Бесселя чисто мнимого аргумента. Подробные таблицы функции $\exp(-x) I_0(x)$ имеются в [5].

Частота модуляции в работе [2] считается «достаточно высокой», хотя введение как мгновенного, так и среднего коэффициентов усиления возможно только при низких частотах модуляции. Необходимым условием применимости такого подхода является обычное требование медленности изменения фазы поля φ за время установления поля в резонаторе $t_{уст.} = 1/\Delta\omega_2$, т. е. $\dot{\varphi} \sim \Delta\omega \ll \Delta\omega_2$ или

$$T_m \gg T_{уст.} \quad (9)$$

где $T_m = 2\pi/\omega_m$ — период модуляции. Это требование противоположно исходному соотношению (1) работы [2]. Заметим, что для низких частот модуляции квазистационарное описание с помощью «мгновенного» коэффициента усиления является более полным, чем при введении «среднего» или «эффективного» коэффициента усиления. Действительно, оно позволяет, например, описать ситуацию, когда на одном интервале периода модуляции устанавливается квазистационарная генерация, тогда как на другом генерация отсутствует (усиление меньше порогового).

Согласно (8), пороговое условие зависит от ширины доплеровского контура KU . В нашем рассмотрении такая зависимость отсутствует (5), (6). Физический смысл нашего результата особенно очевиден в случае высоких частот модуляции, превышающих KU . Тогда интенсивность боковых полос будет мала (мала глубина модуляции), хотя срыва генерации, разумеется, не будет.

Литература

- [1] Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. «Наука», М., 1970.
- [2] А. С. Петров, Л. Н. Попов, В. Д. Фомин. Радиотехника и электроника, 17, 1758, 1972.
- [3] Э. С. Воробейчиков, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, Л. Н. Попов. Изв. вузов, физика, № 6, 111, 1973.
- [4] Л. Н. Попов, Б. Л. Пивоваров. Изв. вузов, физика, № 5, 114, 1974.
- [5] Г. Н. Ватсон. Теория бесселевых функций, ч. II, ИЛ, 1949.

Поступило в Редакцию 20 декабря 1975 г.