

УДК 535.339+621.375

ФИЗИКА

В. Н. ЦИКУНОВ

О МОДУЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

(Представлено академиком И. В. Обреимовым 14 XII 1970)

Даже при относительно слабой временной модуляции параметров лазера, скажем, длины резонатора L ⁽¹⁾ или уровня потерь γ ⁽²⁾, интенсивность индуцированного излучения будет меняться.

Настоящая статья содержит теоретический анализ поведения интенсивности лазерного излучения в случае периодического изменения во времени величины максимума линии люминесценции активных центров, которое можно наблюдать при определенных условиях, в частности, в средах, где хотя бы один из уровней рабочего перехода вырожден; такое изменение может быть вызвано наложением переменного во времени магнитного поля. Периодическое зеемановское расщепление уровней приведет к периодическому понижению максимума люминесцентной кривой и соответствующим изменениям коэффициента усиления лазерной системы, частота генерации при этом не меняется.

Эффект зеемановского расщепления уровней в сильных магнитных полях порядка нескольких десятков килогауссов уже был использован другими авторами для создания гигантского импульса или периодической модуляции интенсивности из-за перестройки частоты излучения. В отличие от них мы анализируем возможность модуляции излучения при наложении слабых магнитных полей.

Будем исходить из обычных кинетических уравнений, описывающих процесс генерации в случае однородного электромагнитного поля и режима самовозбуждения

$$\dot{n} = \tau_n^{-1} (n_0 - n) - s D g(t) n N; \quad (1')$$

$$\dot{N} = -\gamma N + D g(t) n N. \quad (1'')$$

Здесь N — число фотонов в резонаторе, n — инверсная заселенность в образце, n_0 — инверсная заселенность, создаваемая в системе накачкой мощностью W при отсутствии индуцированного излучения, D — коэффициент, пропорциональный коэффициенту Эйнштейна, $g(t)$ — функция, описывающая временное изменение интенсивности линии люминесценции в максимуме (в стационарном случае $g \equiv 1$). Значение τ_n определяется формулой

$$\tau_n = \tau / (1 + \kappa W), \quad (2)$$

где κW — вероятность перевода под действием накачки активного центра в возбужденное состояние, τ — время спонтанного распада. Коэффициент γ характеризует относительные потери фотонов в резонаторе в единицу времени. Параметр s равен 1, если генерация идет по четырехуровневой, и 2 — если по трехуровневой схеме.

Исключая n из уравнения (1') и вводя обозначения

$$\omega_0^2 = \frac{(\alpha - 1) \gamma}{\tau_n}, \quad N = N_0 e^{x-1} = \frac{\alpha - 1}{s D \tau_n} e^{x-1}, \quad \alpha = \frac{D n_0}{\gamma}, \quad (3)$$

получим уравнение для определения x :

$$\ddot{x} + x\dot{\tau}_n^{-1} [1 + (\alpha - 1)g(t)e^{x-1} - \dot{g}(t)] + \omega_0^2(e^{x-1} - 1)g(t) = \gamma\dot{g}(t) + g(t)\gamma/\tau_n - \gamma/\tau_n. \quad (4)$$

Если считать, что расщепление уровней рабочего перехода под действием магнитного поля $H = H_0 \sin \omega t$ много меньше половинной ширины линии люминесценции $2\Delta\nu$, то нетрудно показать, что

$$g(t) = 1 - \xi^2 \sin^2 \omega t. \quad (5)$$

Параметр ξ с точностью до числового коэффициента, зависящего от типа уровней рабочего перехода, формы люминесцентной кривой и ориентации кристалла относительно направления магнитного поля, пропорционален $H_0/\Delta\nu$. Для кристалла рубина при азотной температуре $\xi \approx 5 \times 10^{-4} \text{ гс}^{-1} H_0$.

Представляя функцию e^{x-1} в виде ряда до членов $\sim x^3$ включительно, будем искать решение уравнения (4) как

$$x = c + r \sin(\omega t + \delta). \quad (6)$$

Если принять во внимание, что для твердотельных лазеров (рубин, стекло с неодимом) значения лазерных параметров лежат в области $\tau \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ сек., $\gamma_0 \sim 10^8 - 10^9 \text{ сек}^{-1}$, $\alpha \sim 1 - 10^2$, то пренебрегая малыми членами, мы можем получить следующие уравнения для определения величин c и r :

$$\left(\frac{\xi^2 \omega \gamma}{\omega_0^2}\right)^2 = r^2 \left\{ \left(A - 4\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 - \frac{4\omega^2}{9\omega_0^4 \tau_n^2} B^2 \right\}; \quad (7')$$

$$r^2 = \frac{2}{3c} (4 - 3c - c^3). \quad (7'')$$

Здесь $A = \frac{1}{12c} (5c^3 + 3c + 4)$, $B = \frac{1}{4} (\alpha - 1)(c^3 + 3c + 8) + 3$.

Соотношения (7) оказываются аналогичными соотношениям, полученным в работе (2). Отсюда следует, что периодическое воздействие на контур линии люминесценции приводит к результатам, сходным с результатами, соответствующими периодическому изменению уровня потерь в резонаторе.

Если из уравнения (7') найти зависимость ω/ω_0 от r

$$\frac{2\omega}{\omega_0} = \left(\frac{\xi^4 \gamma^2}{16\omega_0^2 r^2} - \frac{B^2}{36\tau_n^2 \omega_0^2} + A \right)^{1/2} \pm \left(\frac{\xi^4 \gamma^2}{16\omega_0^2 r^2} - \frac{B^2}{36\tau_n^2 \omega_0^2} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

то при такой форме записи становится особенно наглядным резонансный характер кривой $r = r(\omega/\omega_0)$. Для каждого значения H_0 будет существовать свое наибольшее значение $r_{\max}$. Эту величину в случае $\xi^4 \gamma^2 / (16\omega_0^2 r^2) \ll 1$ можно оценить из условия равенства нулю второго слагаемого в соотношении (8). Так как $0 < c < 1$, то, несколько занижая значения $r_{\max}$, получаем для $\alpha \gg 1$

$$r_{\max} \approx \xi^2 \gamma \tau_n / (2\alpha). \quad (9)$$

Величину ω , соответствующую значению $r_{\max}$, находим из соотношения

$$\omega \approx \frac{1}{2} \omega_0 \sqrt{A}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что $r_{\max}$ квадратично зависит от напряженности магнитного поля H_0 . Если $Dn_z/\gamma \gg 1$, что часто реализуется в лазерах на рубине при азотной температуре, то для $W/W_n - 1 \gg \gamma/(Dn_z)$

$$r_{\max} \approx \xi^2 \gamma^2 \tau / [2Dn_z(W/W_n - 1)], \quad (11)$$

где n_z — общее число активных центров в образце. Отсюда видно, что $r_{\max} \sim \gamma^2$ и при одинаковых превышениях над порогом значения $r_{\max}$ резко возрастают в низкодобротных резонаторах.

На рис. 1 для значений $\tau_n = 10^{-3}$ сек., $\alpha = 21$, $\gamma = 10^8$ сек $^{-1}$ приведены кривые, демонстрирующие зависимость r от ω / ω_0 . Эти кривые аналогичны полученным в работе (2) и являются типичными для нелинейных колебательных процессов. С ростом напряженности поля H_0 расширяется и область частот, при которых модуляционный эффект оказывается значительным. Так, при $\omega_0 \sim 10^6$ рад/сек эта область при $H = 30$ гс захватывает полосу частот в $10^5 - 1,5 \cdot 10^5$ рад/сек и отношение $N_{\max} / N_{\min}$ оказывает

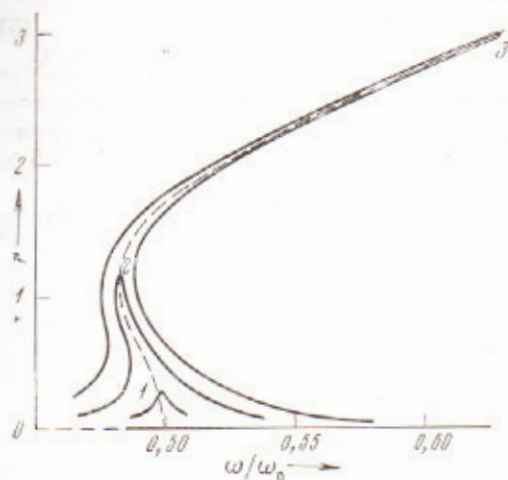


Рис. 1

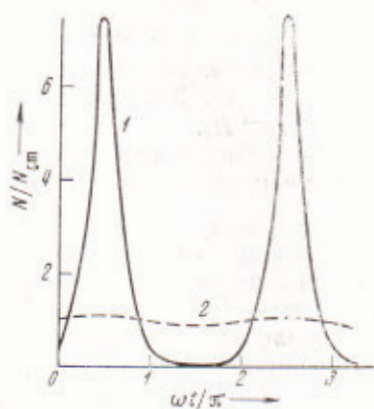


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость величины r от ω / ω_0 при различных магнитных полях H_0 : 1 — 10 гс, 2 — 20 гс, 3 — 30 гс

Рис. 2. Два возможных режима модуляции интенсивности лазерного излучения при $\omega / \omega_0 = 0,6$, $\delta = 0$ и $H_0 = 30$ гс: 1 — $r = 2,72$; 2 — $r = 0,08$

ся здесь $\sim 20-400$. Вид резонансной кривой ($H = 30$ гс) показывает, что в этой области возможны три типа режимов модуляции с различными значениями r . Два из этих режимов, соответствующих наибольшему и наименьшему значению r , устойчивы, а один — нет. В качестве иллюстрации для случая $\omega / \omega_0 = 0,6$ на рис. 2 приведены два типа колебаний, устойчивых в этих условиях. Для одного из них $r = 0,08$, для другого $r = 2,72$. Естественно, что период колебаний в том и другом случае совпадает.

Суммируя изложенное, можно сказать, что при наложении сравнительно малых переменных магнитных полей можно получить в широком диапазоне частот сильные модуляционные эффекты.

В заключение я хотел бы поблагодарить акад. И. В. Обреимова за постоянный интерес к работе и Ч. К. Мухтарова за полезные дискуссии.

Институт общей и неорганической химии
им. Н. С. Курнакова
Академии наук СССР
Москва

Поступило
21 XI 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Г. А. Аскаръян, ЖЭТФ, 42, 1672 (1962). ² В. Н. Цикунов, ЖЭТФ, 58, 1646 (1970). ³ H. C. Nedderman, Y. C. Kiang, Proc. IRE, 50, 1687 (1962). ⁴ Z. J. Kiss, Appl. Phys. Lett., 2, 61 (1963). ⁵ R. Haavind, Electron Design, 11, 8 (1963).