

РАДИОФИЗИКА

УДК 539.184

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В РЕЗОНАТОРЕ

А. В. Андреев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Настоящая статья посвящена исследованию динамики генерации импульсов в резонаторе в режиме самоэкстракции импульса. В этом случае добротность резонатора зависит от разности населенностей: она высока на стадии формирования импульса, когда разность населенностей положительна и превышает пороговое значение, и резко падает после истощения инверсий, в период формирования максимума импульса. На второй стадии излучение покидает резонатор практически за один проход, т. е. аналогично сверхизлучающим средам. Однако ввиду однородности поля в резонаторе на первой стадии длительности импульсов генерации существенно меньше, чем для безрезонаторной среды с такими же размерами, т. е. в традиционном режиме сверхизлучения. Это обусловлено тем, что в данном случае реализуется режим одномодового сверхизлучения, недостижимый в безрезонаторном варианте.

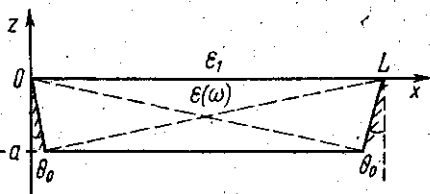


Рис. 1. Геометрия активной области: полностью отражающие боковые грани отклонены на малый угол θ_0 от вертикали, отражение происходит на границе $z=0$

Пусть активная среда имеет вид, изображенный на рис. 1. Боковые грани являются полностью отражающими и отклонены на малый угол θ_0 . Размер образца по третьей координате $b \approx a$, и она далее будет несущественна. Коэффициент отражения на границе $z=0$ зависит от разности населенностей на активном переходе. Действительно, комплексная диэлектрическая проницаемость для частот поля ω , лежащих вблизи частоты резонансного перехода ω_0 , имеет вид

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{4\pi|d|^2\rho}{\hbar(\omega - \omega_0 + i\Gamma/2)}, \quad (1)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость, обусловленная нерезонансными электронами, d — дипольный момент резонансного перехода, $\Gamma = 1/T_2$ — однородная ширина резонансного перехода, $\rho = (N_2 - N_1)/V$ — плотность инверсии населенностей. Пусть активная среда окружена нерезонансной средой с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, тогда при $\rho > 0$ моды поля с $\omega \geq \omega_0$ будут сильно отражаться от границы раздела, если $\theta_0 \leq \theta_c$ (θ_c — критический угол полного отражения). Для θ_c несложно получить следующее выражение:

$$\theta_c = \sqrt{\frac{\varepsilon''(\omega) - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi|d|^2\rho_0}{\hbar\varepsilon_0\Gamma/2}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\kappa}}, \quad (2)$$

где μ_0 — резонансный коэффициент усиления среды, ρ_0 — начальная плотность инверсии. В (2) мы подставили максимальное значение реальной части $\varepsilon'(\omega)$, достигающееся при $\omega = \omega_0 + \Gamma/2$. После формирования импульса излучения, когда инверсия в среде истощится ($\rho \approx 0$), коэффициент отражения резко падает, и, следовательно, импульс покинет резонатор. На рис. 2 показана зависимость коэффициента отражения R от разности населенностей (a) и частоты (b) при различных значениях угла θ_0 .

Исследуем динамику генерации импульса в такой системе из состояния полной инверсии в начальный момент. Раскладывая векторный потенциал поля $A(r)$ и плот-

ность тока $j(r)$ по собственным ортонормированным функциям объема $Z_n(r)$, можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{da_n}{dt} + \frac{1-R}{2\tau} a_n &= i_n, \\ \frac{dj_n}{dt} + \left(i \Delta\omega_n + \frac{1}{2T_2} \right) j_n &= \beta a_n D, \\ \frac{dD}{dt} &= -2 \sum_n (j_n a_n^* + a_n j_n^*), \end{aligned} \quad (3)$$

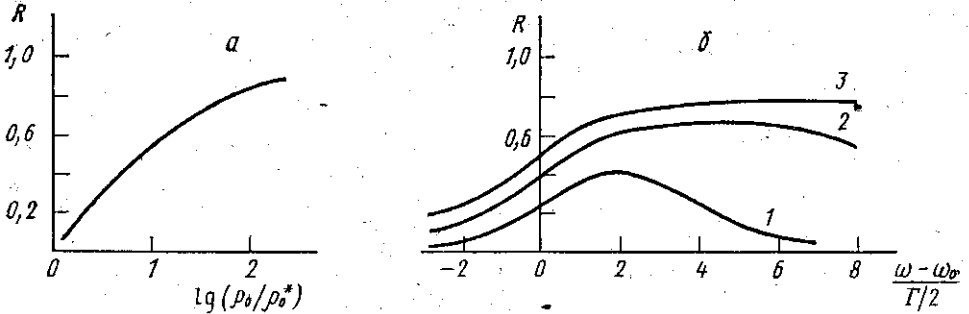


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения на границе $z=0$ от разности населенностей на активном переходе (а) и от отстройки от резонанса (б), $\theta_c/\theta_0=2$ (1), 3 (2), 4 (3)

где

$$A(r) = \sum_n \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{V\omega_n}} e_n a_n Z_n(r) e^{i\omega_n t} + \text{к.с.},$$

$$j_n(r) = \sqrt{\frac{2\pi\omega}{\hbar V}} (e_n d) \sum_{i=1}^N \langle \sigma_{i+} \rangle Z_n^*(r_i),$$

$$\beta = 2\pi\omega |d|^2 / \hbar V, \quad \tau = (L/c \sqrt{\epsilon_0}) \cos \theta_0,$$

$D = N_2 - N_1$ — разность населенностей. В случае резкой границы раздела $Z_n(r)$ выражаются через суммы функций вида $\exp\left\{\pm i \frac{2\pi n}{L} (x \cos \theta_0 + z \sin \theta_0)\right\}$. Для нерезкой границы раздела $Z_n(r)$ имеют более сложный вид, однако для оценок в этом случае можно ввести эффективную длину $L_e = L + \Delta L$, где ΔL — длина пути, пройденного в области изменения $\epsilon(z)$. Решение системы (3) для $\omega_n \approx \omega_0$ при $\tau < T_2$ имеет вид

$$|a|^2 = \frac{N^2}{4} \frac{\tau}{\tau_0(1-R_0)} \operatorname{sech}^2 \frac{t-t_0}{2\tau_0},$$

$$D(t) = -N \operatorname{th} \frac{t-t_0}{2\tau_0},$$

где

$$t_0 = \tau_0 \ln N, \quad \tau_0 = \tau_c(1-R_0),$$

$$\tau_c = 1/4\tau\beta, \quad R_0 = R(\rho_0).$$

Время задержки t_0 определяется начальным значением угла Блоха [1, 2]. При $t=t_0$ разность населенностей обращается в нуль и импульс покидает резонатор.

Таким образом, импульс генерации имеет вид импульса одномодового сверхизлучения. Это обусловлено дополнительной дискриминацией продольных мод в резонаторе. Дискриминация поперечных мод осуществляется, как и в обычном режиме

сверхизлучения, выбором активной среды в виде вытянутого образца с числом Френеля, близким к единице. Использование резонатора приводит к сокращению длительности импульса даже по сравнению с одномодовым сверхизлучением, так как $\tau_0/\tau_c = 1 - R_0 < 1$. При длинах активной среды $l \ll 1$ см длительность импульса лежит в пикосекундной и субпикосекундной областях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. // УФН. 1980. 131. С. 652—694. [2] Gross M., Haroche S. // Phys. Reports. 1982. 93. P. 1—99.

Поступила в редакцию
04.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.6

НЕЛИНЕЙНАЯ ГИРОТРОПИЯ В ТИОГАЛЛАТЕ СЕРЕБРА

В. А. Грабовский, Н. И. Желудев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Тиогаллат серебра AgGaS_2 (класс $\bar{4}2m$) — один из наиболее изученных материалов квантовой электроники. Интерес к AgGaS_2 обусловлен в первую очередь его оптическими [1] и нелинейно-оптическими свойствами [2], позволяющими разрабатывать эффективные преобразователи лазерного излучения в ИК диапазоне [3, 4]. Практическое значение представляет исследование пространственной дисперсии в этом кристалле, поскольку сильная оптическая активность [5] и наличие «изотропной точки» (длины волны света, для которой линейное двулучепреломление отсутствует) делают AgGaS_2 одной из наиболее перспективных сред для создания узкополосных оптических фильтров [6]. В тиогаллате серебра исследованы электрогирация (индуцированная постоянным электрическим полем гиротропия) [7, 8] и электрооптический эффект [9, 10].

Предметом настоящей работы является исследование самоиндуцированного, т. е. зависящего от интенсивности, поворота плоскости поляризации света (нелинейной оптической активности [11]) и нелинейного поглощения в кристалле тиогаллата серебра.

2. Структура тензора гирации AgGaS_2 запрещает наблюдение естественной оптической активности вдоль направления оптической оси, что делает исследование частотной зависимости естественной вращательной способности крайне сложной задачей, и измерение удельной константы вращения из-за эллиптического двулучепреломления возможно только в районе «изотропной точки» кристалла. Однако мощная линейно поляризованная электромагнитная волна может испытывать самоиндуцированное вращение направления поляризации и вдоль оптической оси. Физические механизмы нелинейной оптической активности (НОА) ранее детально исследовались для кристаллов высшей и средней категорий в работе [11], где показано, что в области прозрачности вдоль оптической оси нелинейное вращение плоскости поляризации световой волны в кристаллах $\bar{4}2m$ описывается соотношением

$$\Delta\beta = \beta(l) - \beta(0) = \frac{3\omega^2 E^2}{c^2} [\text{Re}\{\chi_{XXXY}^{(3)}\} + \text{Re}\{\chi_{YYYZ}^{(3)}\} + (\text{Re}\{\chi_{XXXY}^{(3)}\} - \text{Re}\{\chi_{YYYZ}^{(3)}\}) \cdot \cos 2\beta(0)] \frac{l}{2} + \frac{3\omega^2 E^2}{8c^2 K_0} \text{Im}\{\chi_{XXXX}^{(3)} - 3\chi_{XXYY}^{(3)}\} l \sin 4\beta(0),$$

где β — угол поворота плоскости поляризации, отсчитанный от направления $\langle 100 \rangle$; E — напряженность электрического поля световой волны с частотой ω ; c — скорость света в вакууме; l — длина кристалла. Нелинейные восприимчивости определены в материальном уравнении

$$D_i^{NL} = \chi_{ikj}^{(3)} E_l E_k E_j + \gamma_{imljk}^{(3)} E_m E_l \nabla_k E_j.$$