

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.373 : 535 (206.3)

 О ВЛИЯНИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ
 КОЭФФИЦИЕНТОВ УСИЛЕНИЯ
 И ПОТЕРЬ НА НЕВЗАИМНОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН
 В КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ
 С ПЛОСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

В. Ф. Бойцов

1. Модель. Рассмотрим кольцевой лазер с тремя плоскими «бесконечными» зеркалами, диафрагмой D и активной средой P , частично заполняющей резонатор. Орт z прямоугольной системы координат (x, y, z) поместим на оптическую ось в направлении движения часовой стрелки, а начало отсчета z — на диафрагму D . Пусть диафрагма D имеет гауссов коэффициент пропускания

$$T(x, y) = \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right\}, \quad (1)$$

где величина $2a$ моделирует «ширину» диафрагмы.

Среда P обладает комплексным показателем преломления

$$n(x, y) = 1 + \frac{\chi^{(1)}}{k} \left[1 - \frac{x^2 + y^2}{a_p^2}\right], \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2)$$

и насыщения

$$\chi^{(3)}(x, y) = \chi^{(3)} \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{a_p^2}\right\}, \quad (3)$$

$$\chi^{(j)} \equiv \chi_1^{(j)} + i\chi_2^{(j)}, \quad \chi_2^{(j)} > 0 \quad (j=1, 3), \quad (4)$$

где λ — длина волны, $\chi_2^{(1)}$ и $\chi_2^{(3)}$ — усиление и насыщение в среде P , $\chi_1^{(1)}$ и $\chi_1^{(3)}$ — ее линейная и нелинейная дисперсия, которую ниже принимаем равными нулю.

Центр трубки со средой P находится в сечении z_0 , а ее торцы в z_1 и z_2 ($z_1 < z_2$). Длину трубки $l \equiv z_2 - z_1$ полагаем много меньше длины осевого контура резонатора L (приближение «короткой» трубки). Введем обозначения

$$N \equiv \frac{L}{ka^2}, \quad N_p \equiv \frac{L}{ka_p^2}, \quad \varepsilon = 1 - \frac{z_2 N_p}{N} \quad (0 \leq \varepsilon \leq 1), \quad z_2 = l\chi_2^{(1)}. \quad (5)$$

В последнем равенстве $\chi_2^{(1)}$ выбирается таким, чтобы значение z_2 соответствовало пороговому усилению [1]. Для интересных на практике случаев

$$N \ll 1, \quad z_2 N_p \ll 1, \quad N_p \ll 1. \quad (6)$$

Вывод приведенных ниже формул получен на основании работы [2] без учета взаимодействия между встречными волнами. Функция $\mu(z')$ в приближении короткой трубки и неравенств (6) имеет вид

$$\mu^{(\pm)}(z') = -i \frac{\pi L}{k} [N_p + 2\varphi_{\text{пор}} - i z_2 \pm P_1(z')]^{-1}, \quad z' = \frac{z}{L}, \quad (7)$$

$$P_1(z') = \left[(1 - 2z')N + \frac{\kappa_2 N_p (z'_0 - z') (1 - l')}{l'} \right], \quad l' = \frac{l}{L}. \quad (8)$$

Индекс «+» у функции $\mu(z')$ соответствует волне, бегущей по часовой стрелке, а «-» — в противоположную сторону. Полином $P_1(z')$ определяет невзаимность встречных волн кольцевого лазера, его величина в используемых приближениях мала по сравнению с $(N_p + 2\varphi_{\text{пор}})$. Значения функций κ_2 и $\varphi_{\text{пор}}$ вычислены в работе [1].

При распространении волны вдоль среды с нелинейным усилением увеличение ее амплитуды не подчиняется экспоненциальному закону Бугера. Это свойство, связанное с насыщением коэффициента усиления, условно назовем «пространственным насыщением» амплитуды волны.

2. Невзаимность пространственного насыщения амплитуд генерации встречных волн в одном сечении $\Delta_1(z')$. Обозначим модули амплитуд генерации волн (\pm) в сечении z' $v^{(\pm)}(z')$, тогда

$$\Delta_1(z') \equiv \frac{v^{(+)}(z')}{v^{(+)}(z'_1)} e^{-s' \frac{\kappa_2}{l'}} - \frac{v^{(-)}(z')}{v^{(-)}(z'_2)} e^{-(l'-s') \frac{\kappa_2}{l'}} = 2\eta \kappa_2 \frac{(z'_0 - z')}{l'}, \quad (9)$$

η — относительное превышение накачки над пороговой, $s' = z' - z'_0 + (l'/2)$ — безразмерное расстояние, прошедшее волной (+) в активной среде. $\Delta_1(z')$ не зависит от положения активной среды в резонаторе и определяется расстоянием s' .

Рассмотрим резонатор с параметрами

$$L = 10^2 \text{ см}, \quad l' = 0.2, \quad z'_0 = 0.3, \quad a = 0.5 \text{ см}, \quad a_p = 0.1 \text{ см}, \quad \lambda = 1.15 \text{ мкм}. \quad (10)$$

Этот резонатор принадлежит совокупности ϵ_1 [1]. Для него $\kappa_2 = \varphi_{\text{пор}} = 3.34 \cdot 10^{-2}$ и в сечении $s' = 0.07$ $\Delta_1 = \eta \cdot 10^{-2}$. Если $a_p = \infty$ (эффективный поперечный размер трубки велик по сравнению с соответствующими размерами поля резонатора), то $\kappa_2 = \varphi_{\text{пор}} = 8.56 \cdot 10^{-2}$ и $\Delta_1 = \eta \cdot 2.56 \cdot 10^{-2}$.

3. Невзаимность пространственного насыщения амплитуд генерации встречных волн, прошедших одинаковые расстояния в активной среде,

$$\begin{aligned} \Delta_2(z', 2z'_0 - z') &\equiv \left(\frac{v^{(+)}(z')}{v^{(+)}(z'_1)} - \frac{v^{(-)}(2z'_0 - z')}{v^{(-)}(z'_2)} \right) \exp \left\{ -\frac{s' \kappa_2}{l'} \right\} = \\ &= 2\eta \kappa_2 \exp \left\{ (s' - l') \frac{\kappa_2}{l'} \right\} \frac{(z'_0 - z')^2 - (l'/2)^2}{l'} (1 - 2z'_0) N F_1 F_2, \end{aligned} \quad (11)$$

$$F_1 = N + \frac{\kappa_2 N_p (1 - l')}{l'}, \quad F_2 = \frac{(N_p + 2\varphi_{\text{пор}})^2 - \kappa_2^2}{(N_p + 2\varphi_{\text{пор}})^2}. \quad (12)$$

Δ_2 обращается в ноль, когда $z' = z'_1$ или z'_2 при любом z'_0 , а также, когда $z'_0 = 0.5$ для любых z' . В сечении $s' = 0.07$ в резонаторе (10) $\Delta_2 = -\eta \cdot 2.72 \cdot 10^{-6}$ и $\Delta_2 = -\eta \cdot 1.18 \cdot 10^{-6}$, если $a_p = \infty$.

4. Невзаимность пространственного насыщения мощностей генерации встречных волн, прошедших одинаковые расстояния в активной среде,

$$\begin{aligned} \Delta_3(z', 2z'_0 - z') &\equiv \Delta_4(z', 2z'_0 - z') - \Delta_4(z'_1, z'_2) = -2\eta \kappa_2 \frac{s'}{l'} \Delta_4(z_1, z_2) \times \\ &\times \exp \left\{ (s' - l') \frac{\kappa_2}{l'} \right\}, \quad \Delta_4(z', 2z'_0 - z') \equiv \frac{(v^{(+)}(z'))^2 - (v^{(-)}(2z'_0 - z'))^2}{(v^{(+)}(z'_1))^2 + (v^{(-)}(z'_2))^2} \times \\ &\times \exp \left\{ -2s' \frac{\kappa_2}{l'} \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\Delta_4(z'_1, z'_2) = (1 - 2z'_0) N F_3, \quad F_3 = \frac{1}{(N_p + 2\varphi_{\text{пор}})} \cdot \frac{(N_p + 2\varphi_{\text{пор}})^2 - \kappa_2^2}{(N_p + 2\varphi_{\text{пор}})^2 + \kappa_2^2}. \quad (14)$$

С хорошим приближением в формулах (13) экспоненциальные множители равны единице, поэтому функция Δ_3 линейно зависит от s' . В резонаторе (10) для сечения $s' = 0.07$ $\Delta_3 = -\eta \cdot 2.58 \cdot 10^{-4}$ и если $a_p = \infty$, $\Delta_3 = -\eta \cdot 5.82 \cdot 10^{-4}$.

5. Относительная невязанность мощностей излучения встречных волн

$$\Delta_5 \equiv \frac{(v^{(+)}(z'_2))^2 - (v^{(-)}(z'_1))^2}{(v^{(+)}(z'_2))^2 + (v^{(-)}(z'_1))^2} = \Delta_4(z'_1, z'_2), \quad (15)$$

где $\Delta_4(z'_1, z'_2)$ определена формулой (14). Функция Δ_5 не зависит от η . В резонаторе (10) $\Delta_5 = 1.13 \cdot 10^{-2}$ и если $a_p = \infty$, то $\Delta_5 = 1.03 \cdot 10^{-2}$.

6. Нелинейные сдвиги частот генерации $\omega_{\pm}^{(nl)}$ встречных волн

$$\omega_{\pm}^{(nl)} = -\frac{c\eta\kappa_2}{L} \left[\frac{\kappa_2}{N_p + 2\varphi_{\text{пор}}} \left(1 \mp \frac{(1 - 2z'_0)N}{N_p + 2\varphi_{\text{пор}}} \right) \right], \quad (16)$$

здесь c — скорость света.

Эти сдвиги пропорциональные мощности генерации (η), возникают из-за невязанности нелинейных фазовых набегов у встречных волн в активной среде. Для резонатора с параметрами (10) на центре линии перехода $\omega_{+}^{(nl)} = \eta \cdot 1.328$ МГц, $\omega_{-}^{(nl)} = \eta \cdot 1.360$ МГц и разность $\delta\omega = \omega_{+}^{(nl)} - \omega_{-}^{(nl)} = -\eta \cdot 32$ кГц, если $a_p = \infty$, то $\omega_{+}^{(nl)} = 12.6$ МГц, $\omega_{-}^{(nl)} = \eta \cdot 13$ МГц и $\delta\omega = -\eta \cdot 0.4$ МГц. Формула для разности частот $\delta\omega$, полученная с помощью (16), совпадает с опубликованной в работе [3].

Как видно из численных оценок, дифракция на среде ($a_p \neq \infty$) может как усугубить (Δ_2, Δ_5), так и ослабить невязаные эффекты. Особо отметим, что дифракция на среде приводит к уменьшению нелинейных частотных сдвигов и их разности.

Литература

- [1] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., 45, 118, 1978.
- [2] В. Ф. Бойцов, Т. А. Мурина, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 36, 539, 1974.
- [3] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., 45, 396, 1978.

Поступило в Редакцию 15 января 1979 г.

УДК 535.372 : 539.19

О ЗАВИСИМОСТИ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ИЗОЛИРОВАННЫХ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛАХ

Г. В. Майер и В. Г. Плотников

В предыдущей работе [1] нами были получены достаточно общие зависимости констант скоростей внутренней (k_{BK}) и интеркомбинационной (k_{ST}) конверсий от энергии возбуждения ($E_{\text{в}}$), энергетического спектра ароматических молекул и скорости колебательного перераспределения в разреженных молекулярных парах и сделаны следующие выводы.

1. В сложных [2] молекулах с энергией S_1 -состояния, превышающей 3 эВ, процессом внутренней $S_1 \rightsquigarrow S_0$ -конверсии и зависимостями k_{BK} ($E_{\text{в}}$) и k_{ST} ($E_{\text{в}}$) можно пренебречь.

2. В простых молекулах [2] зависимость k_{BK} ($E_{\text{в}}$) значительно более выражена, особенно при возбуждении в высшие S -состояния, и заключается в возрастании k_{BK} ($E_{\text{в}}$). Степень возрастания k_{ST} с ростом $E_{\text{в}}$ определяется величиной S - T -расщепления (ΔE_{ST}) комбинирующих состояний и наличием (или отсутствием) T -состояний, расположенных в области колебательно-возбужденных состояний S_1 -терма, причем, если $|\Delta E_{\text{ST}}| \leq 10^3 \text{ см}^{-1}$ и с ростом $E_{\text{в}}$ не происходит включения дополнительных