

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ СПЕКТРА ДВУХФОТОННОЙ НАКАЧКИ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ВВЕРХ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

А. В. Александров и С. А. Плешанов

1. Изучению нелинейных оптических явлений в поле шумовой накачки постоянно уделяется внимание исследователей, работы которых, в частности, направлены на поиск возможностей эффективного применения некогерентной (шумовой) накачки в процессах ВКР, параметрической люминесценции и усиления в газах и парах металлов [1-4].

В данной работе исследуется зависимость эффективности четырехфотонного параметрического преобразования частоты (ППЧ) сигнала ω_1 в суммарную частоту $\omega_2 = 2\omega_n + \omega_1$ от ширины спектра двухфотонной (ДФ) накачки ω_n . Экспериментально и теоретически показано, что в этом случае в парах металлов возможны режимы ППЧ, когда квантовая эффективность процесса с шумовой накачкой достигает 30-40% и превосходит соответствующую эффективность с когерентной, несмотря на то, что $S_n^{ш} \sim I_n^{ш}/\Delta\omega_n^{ш} < I_n^k/\Delta\omega_n^k \sim S_n^k$ (здесь S_n , I_n , $\Delta\omega_n$ — спектральная плотность, интенсивность и ширина линии накачки, индексами «ш» и «к» обозначаются шумовой и когерентный случаи).

2. Для получения теоретических оценок в случае широкополосной накачки применим метод усреднения, основанный на последовательных приближениях по малым параметрам [5]. В первом приближении (δ -коррелированный случайный процесс) метод совпадает с процедурой усреднения, разработанной в [1].

Рассмотрим схему ППЧ в парах натрия [6], когда наблюдается ДФ резонанс по накачке с уровнем $3D$ и однофотонный квазирезонанс по частоте ω_2 с уровнем $4P$ (точный резонанс при $\lambda_1^{рез} = 9.1$ мкм). Линейное поглощение $\delta_2 \neq 0$ и дисперсия проявляются в первую очередь для поля суммарной частоты ω_2 , так что $\nu = u^{-1}_2 - u^{-1}_1 \neq 0$, $\delta_1 = \delta_n = 0$, $u_1 = \partial k_1 / \partial \omega_1 = \partial k_n / \partial \omega_n = u_n$ (k_j — волновые векторы, $j = n, 1, 2$). Таким образом, без учета насыщения населенностей система уравнений для амплитуд A_1 и A_2 в поле мощной заданной накачки имеет вид

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -\gamma_1 B^*(\theta) A_2 \exp(-i\Delta kz), \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} + \nu \frac{\partial}{\partial \theta} + \delta_2\right) A_2 = \gamma_2 B(\theta) A_1 \exp(i\Delta kz), \quad (1)$$

где $B(\theta) = A_n^2(\theta)$, $\theta = t - (z/u_n)$, $\Delta k = k_2 - 2k_n - k_1$, $\gamma_j = -2\pi i \omega_j^2 k_j^{-2} c^{-2} \chi^{(3)}$, $\chi^{(3)} = \chi^{(3)}(\omega_2 = \omega_n + \omega_n + \omega_1)$ — резонансная нелинейная восприимчивость. Граничные условия $A_1(\theta, 0) = A_{10}(\theta)$, $A_2(\theta, 0) = 0$. Полагаем квадрат амплитуды накачки $B(\theta)$ случайно распределенным гауссовским процессом с экспоненциальной функцией корреляции $D(\theta - \theta_1)$

$$D(\theta - \theta_1) = \langle B(\theta) B^*(\theta_1) \rangle = 2I_n^2 \exp(-2\Delta\omega_n |\theta - \theta_1|) \quad (2)$$

со спектральной плотностью $S_n(\theta) = 2I_n/\Delta\omega_n$. Записывая из (1) уравнения для интенсивностей и усредняя их с использованием формулы Фуруцу-Новикова и условий причинности [6, 2], можно получить бесконечную цепочку из систем уравнений для средних интенсивностей $I_j = \langle A_j A_j^* \rangle$, $j = 1, 2$, в которые входит $D(\theta - \theta_1)$. Если положить, что амплитуда накачки δ -коррелирована

$$D(\theta - \theta_1) = 2(I_n(\theta)/\Delta\omega_n) \delta(\theta - \theta_1) \quad (3)$$

и сравнить первую систему цепочки в приближении (3) с этой же системой при подстановке точной функции корреляции (2), то получим, что системы переходят друг в друга при условиях

$$(\tau_n \Delta\omega_n)^{-1} \ll 1, \quad (\nu z \Delta\omega_n)^{-1} \ll 1, \quad \frac{\delta}{\nu \Delta\omega_n} \ll 1, \quad (4)$$

здесь τ_n — длительность импульса накачки. Таким образом, цепочку можно оборвать на первом шаге («фоккер-планковское» приближение) и в стационар-

ном ($\tau_n \gg z/u_n$) случае без учета ДФ поглощения накачки для квантовой эффективности преобразования поля ω_1 в ω_2 получаем оценку

$$\eta_q^m = \frac{\omega_1 I_2(z)}{\omega_2 I_{10}} = \gamma_1 \gamma_2 (2\delta - \alpha)^{-1} [\exp(-\gamma_1 \gamma_2 \alpha z) - \exp(-2\delta z)], \quad (5)$$

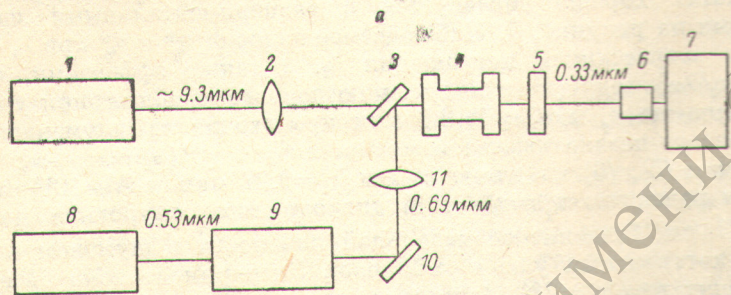
где $\alpha = 2I_n^2 / \nu \Delta \omega_n$, полученную в области изменения $\eta_q^m \leq 30\%$.

Выражение для коэффициента преобразования η_q^k при когерентной заданной накачке в отсутствие ее истощения на длине z находится при рассмотрении (1) без процедуры усреднения. В приближении плоских волн

$$\eta_q^k = \gamma_1 \gamma_2 I_n^2 \left(\frac{\Delta k^2}{4} + \gamma_1 \gamma_2 I_n^2 \right)^{-1} \sin^2 \left[z \left(\frac{\Delta k^2}{4} + \gamma_1 \gamma_2 I_n^2 \right)^{1/2} \right]. \quad (6)$$

Из уравнения ДФ поглощения накачки $\partial A_n / \partial z = -\gamma_n |A_n|^2 A_n$ видно, что (5) и (6) справедливы при $z \ll L_{ДФ} = (2\gamma_n I_n)^{-1}$.

В нашем эксперименте в парах натрия (эффективная длина взаимодействия полей была $z=8$ см) в качестве шумовой и когерентной накачек использовалось излучение с шириной спектра соответственно 7 см^{-1} и 0.2 см^{-1} ($\tau_n=8$ нс, $\lambda_n=8000$ Å).



а — схема экспериментальной установки; б — зависимость коэффициента преобразования по квантам излучения частоты ω_1 в излучение частоты ω_2 от длины преобразуемой волны λ_1 : при широкополосной накачке (1), при когерентной накачке (2). Давление паров натрия $p=2$ Тор, соотношение спектральных плотностей накачек $S_n^k/S_n^m=18$.

$=685 \text{ нм}$). В первом случае при перестройке длины волны преобразуемого ИК излучения $\lambda_1=9.20 \div 9.32$ мкм (когда λ_1 близка к $\lambda_{рез}$ и достаточно велика дисперсия скоростей ν) хорошо выполняются соотношения (4) и измеренные значения η_q сравнивались с рассчитанными по (5). Во втором случае в расчетах можно применять (6), поскольку $\Delta \omega_n$ сравнима с доплеровской шириной резонансного уровня.

3. Основные элементы экспериментальной установки показаны на рисунке, а. Источником накачки паров натрия служил лазер на красителе 9 с двухкаскадным преобразованием возбуждающего излучения 0.53 мкм от лазера 8 в излучение ДФ накачки: $0.53 \text{ мкм} \rightarrow 0.61 \text{ мкм} \rightarrow 0.69 \text{ мкм}$. Переключение ширины линии его генерации $\Delta \omega_n$ с 7 см^{-1} на 0.2 см^{-1} (соответствует

шумовой и когерентной накачке) осуществлялось путем замены в лазере 9 глухого зеркала на дифракционную решетку.

Сигнальное излучение от лазера I на CO_2 , работающего в непрерывном режиме, перестраивалось в диапазоне $9.2 \div 10.7$ мкм и имело мощность $0.1 \div 0.5$ Вт в зависимости от линии генерации. Линзы 2, II, зеркало 10 и пластина 3 с диэлектрическими покрытиями служили для согласования волновых фронтов и совмещения взаимодействующих полей. В результате в центре кюветы 4 с парами натрия, интенсивности I_n составляли до 60 МВт/см^2 при шумовой и 30 МВт/см^2 при когерентной накачках, а конфокальные параметры $b_n = b_1 = 16$ см. Регистрация излучения суммарной частоты осуществлялась фотоумножителем 6, сигнал с которого подавался на скоростной осциллограф С1-75.

4. Из расчетов по (5), (6) следует, что при давлении паров натрия $p=2$ тор ($N=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и интенсивностях $I_n^{\text{ш}} = 2I_n^{\text{к}}$ 60 МВт/см^2 на длине ИК волны $\lambda_1 = 9.27$ мкм квантовый коэффициент ППЧ в УФ излучение при шумовой накачке составляет $\eta_q^{\text{ш}} = 40\%$ и превосходит ожидаемый коэффициент в когерентном случае $\eta_q^{\text{к}} = 20\%$, несмотря на то, что спектральная плотность при таком переходе от квазимонохроматической к шумовой накачке падает в 18 раз. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными измерениями, приведенными на рисунке, б. Наблюдаемое падение $\eta_q^{\text{ш}}$ и $\eta_q^{\text{к}}$ при $\lambda_1 < 9.27$ мкм объясняется возрастанием поглощения δ_2 , а также эффектами, связанными с ростом $\partial^2 k_2 / \partial \omega_2^2$, ведущим к нарушению первого приближения учета дисперсии. Снижение же η_q при $\lambda_1 > 9.3$ мкм происходит из-за уменьшения вдали от однофотонного квазирезонанса восприимчивости $\chi^{(3)}$ ($\omega_2 = \omega_n + \omega_n + \omega_1$).

По оценкам (5), (6) на длине волны $\lambda_1 = 9.27$ мкм и $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ должно наблюдаться равенство $\eta_q^{\text{ш}} = \eta_q^{\text{к}} = 10\%$ для одинаковых уровней накачек $I_n^{\text{ш}} = I_n^{\text{к}} = 25 \text{ МВт/см}^2$ (падение спектральной плотности в шумовом случае сравнительно с когерентным уже в ≈ 30 раз). Экспериментально было получено в этих условиях $\eta_q^{\text{ш}} = \eta_q^{\text{к}} = 2\%$. Занижение измеренного результата по отношению к расчетному объясняется в первую очередь ДФ поглощением накачки, поскольку в этом случае $L_{\text{ДФ}} = 10 \text{ см} \approx z$. Для ИК излучения диапазона $\lambda_1 = 9.5 \div 10.7$ мкм наблюдается уменьшение коэффициентов связи γ_j и групповой расстройки ν вследствие удаления от $\lambda_{\text{рез}}$, что ведет к падению эффективности ППЧ до уровня $1.5 \div 0.1\%$ в зависимости от величин p и λ_1 , и в этом диапазоне нарушаются условия (4) применимости «фоккер-планковского» приближения. Для сравнения эффективностей $\eta_q^{\text{к}}$ и $\eta_q^{\text{ш}}$ в этом случае необходимо рассмотреть следующие приближения метода усреднения.

Литература

- [1] Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, ФИАН, № 7, 49, 1971.
- [2] Г. М. Крочик. Квант. электрон., 7, 249, 1980.
- [3] Ю. Е. Дьяков, Л. И. Павлов, И. В. Томов. Квант. электрон., 6, 1819, 1979.
- [4] О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 49, 371, 1980.
- [5] В. И. Татарский, В. И. Кляцкин. Изв. вузов СССР, радиофиз., 14, 1400, 1971.
- [6] D. M. Bloom, J. T. Yardley, J. F. Young, S. E. Harris. Appl. Phys. Lett., 24, 427, 1974.

Поступило в Редакцию 8 декабря 1981 г.

УДК 539.194 + 535.34

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ $\text{V}^{\text{II}} - \text{X}^{\text{I}}\Sigma$ И $\text{C}^{\text{I}}\Sigma - \text{X}^{\text{I}}\Sigma$ МОЛЕКУЛЫ SrO

И. А. Святкин, Л. А. Кузнецова и Ю. Я. Кузяков

В настоящей работе продолжено изучение сил электронных переходов молекул оксидов щелочно-земельных металлов [1, 2]. Методика работы и экспериментальная установка описаны ранее [1-3]. Спектры поглощения за фрон-