

ИИ1 в разных участках возмущенной области В частности, увеличение τ может иметь место в областях, наиболее удаленных по высоте от центра возмущенной области. Ранее отмечалось, что процесс диффузии неоднородности крупных масштабов ($l_1 \approx 1 \text{ км}$) протекает неодинаково по диаграмме направленности мощного радиоизлучения, причем максимальные значения τ имеют место в центре возмущенной области [2] Наличие рассмотренного в настоящей работе эффекта может свидетельствовать о различиях в релаксации неоднородностей разных масштабов. Эти вопросы будут рассмотрены в следующей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митякова Э. Е. и др. — В сб.: Тепло-вые нелинейные явления в плазме — Горький, 1979, с. 7
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др. — Изв. ву-зов — Радиофизика, 1975, 18, № 4, с. 516

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
26 марта 1982 г.

УДК 621.378.3

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫНУЖДЕННОГО ТРЕХФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ СРЕДАХ

Н. П. Башлакова, В. Р. Блок, Г. М. Крочик, Ю. Г. Хронопуло

Проблема создания лазера на основе вынужденного двухфотонного излучения (ДФИ) обсуждается уже более 15 лет [1-10]. Однако до сих пор попытки его создания не увенчались успехом, что в первую очередь обусловлено отсутствием подходящих активных нелинейных сред, которые должны обладать большой нелинейной восприимчивостью $\chi \sim |\chi_{ab}^{(2)}(\omega_1, \omega_2)|^2$ ($\chi_{ab}^{(2)}(\omega_1, \omega_2)$ — поляризуемость, ответственная за ДФИ) и сильно запрещенным однофотонным переходом. Поскольку лазер, основанный на ДФИ, является колебательной системой с жестким запуском [4] (в отсутствие параметрического взаимодействия с извне вводимыми полями [6]), рабочее вещество должно также иметь потенциал ионизации, много больший энергии кванта запускающего поля.

Цель настоящей работы — показать, что для реализации идеи многофотонного лазера могут быть использованы многофотонные процессы, приводящие к эффекту «высокочастотного снятия запретов» [11]. В [11, 12] на примере молекул SF_6 , CO_2 и CO было показано, что колебательно-вращательные переходы с изменением вращательного квантового числа $\Delta j = \pm 2, \pm 3$ могут обладать нелинейной поляризуемостью, на несколько порядков превышающей поляризуемость для многофотонных переходов между электронными уровнями. Это обстоятельство, а также то, что колебательно-вращательные переходы с изменением j более чем на единицу сильно запрещены для однофотонного излучения, позволяет надеяться на возможность получения на таких переходах вынужденного многофотонного излучения.

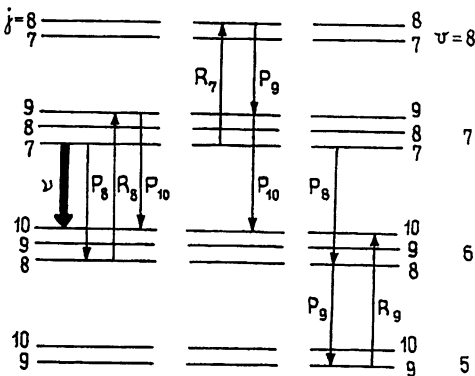


Рис. 1.

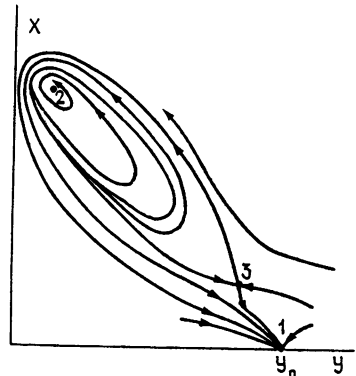


Рис. 2

Рис. 1. Диаграммы переходов, дающих вклад в поляризуемость $\chi_{(3)}$ для перехода $v = 7, j = 7 \rightarrow v = 6, j = 10$ в CO . Жирная стрелка — частота генерируемого импульса
Рис. 2. Фазовая плоскость трехфотонного лазера при $(y_0/3)^3 \geq 1/4$; 1 — (x_1, y_1) , 2 — (x_2, y_2) , 3 — (x_3, y_3)

На рис. 1 представлена схема переходов, дающих основной вклад в вынужденное трехфотонное излучение (ВТИ) на колебательно-вращательном переходе в молекуле типа CO ($\Delta j=3$)

Для оценки величины внешнего поля, достаточного для возбуждения лазера, основанного на ВТИ, можно воспользоваться уравнениями для разности населенностей рабочего вещества и величины поля в резонаторе, которые нетрудно получить по методике, изложенной в [13]. В безразмерных переменных эти уравнения имеют вид

$$\alpha \dot{X} = Y \dot{X}^3 - X; \quad (1a)$$

$$\dot{Y} = -YX^3 + Y_0 - Y, \quad (1b)$$

где $X = I/I_{\text{нас}}^{(3)}$ — приведенная интенсивность поля в резонаторе, $I_{\text{нас}}^{(3)} = (0,25 \hbar^2 \times (T_1 T_2)^{-1} \kappa_{(3)}^{-2})^{1/3}$ — интенсивность насыщения трехфотонного перехода, T_1 и T_2 — соответственно время продольной и поперечной релаксации, τ — время затухания поля в резонаторе, $\alpha = \tau/T_1$, $Y = G \cdot \tau \cdot (I_{\text{нас}}^{(3)})^2 \eta$ — приведенная разность населенностей, $Y_0 = G \cdot \tau \cdot (I_{\text{нас}}^{(3)})^2 \eta_0$ — соответствует равновесной разности населенностей, $G = 4\pi\omega T_2 N \kappa_{(3)}^2 / \hbar \varepsilon_0$, N — плотность активных частиц. Дифференцирование производится по безразмерному времени $t_{\text{н}} = t/T_1$.

Кроме начального состояния равновесия

$$\bar{X}_1 = 0, \quad \bar{Y}_1 = Y_0 \quad (2)$$

в системе (1) при условии, что

$$(Y_0/3)^3 \geq 1/4, \quad (3)$$

существуют еще два равновесных состояния:

$$\bar{X}_2 = \frac{Y_0}{3} \left\{ 1 + 2 \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \left(1 - \frac{1}{2(Y_0/3)^3} \right) \right] \right\}, \quad \bar{Y}_2 = 1/\bar{X}_2^2; \quad (4)$$

$$\bar{X}_3 = \frac{Y_0}{3} \left\{ 1 - 2 \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \left(1 - \frac{1}{2(Y_0/3)^3} \right) + \frac{\pi}{3} \right] \right\}, \quad \bar{Y}_3 = 1/\bar{X}_3^2. \quad (5)$$

Как и в случае двухфотонного лазера, исследованного в [14], трехфотонный лазер является системой с жестким возбуждением, для запуска которой необходимо подать внешнее поле ($I_{\text{зап}}$), по порядку величины равное значению поля в особой точке типа «седла» (5) (см. рис. 2). По величине поля в стационарном состоянии (4) можно судить о значении пиковой интенсивности трехфотонного излучения ($I_{\text{ген}}$).

Из уравнения (1б), пренебрегая релаксационным членом, можно получить выражение, которое на начальном этапе описывает движение разности населенностей:

$$\eta \approx \eta_0 \exp \left[-\frac{4}{\hbar^2} T_2 \kappa_{(3)}^2 \int_0^T I^3 dt \right] \approx \eta_0 \exp \left[-\frac{4}{\hbar^2} T_2 \kappa_{(3)}^2 I_{\text{зап}}^3 t \right]. \quad (6)$$

Данная зависимость позволяет оценить длительность запускающего импульса ($\tau_{\text{зап}}$) как время, за которое населенность изменяется от η_0 до значения, примерно равного $\bar{\eta}_3$, т. е. значения населенности в положении равновесия (5).

Подставляя (6) в уравнение (1а) и пренебрегая релаксационным членом, получим приближенную характеристику крутизны переднего фронта генерируемого импульса:

$$dI/dt \approx (4\pi/\hbar) \omega T_2 N \eta_0 \kappa_{(3)}^2 I^3 \exp \left[-(4/\hbar^2) T_2 \kappa_{(3)}^2 I_{\text{зап}}^3 t \right]. \quad (7)$$

Из (7) можно оценить время нарастания ВТИ

Проведем оценки для SF₆, CO₂ и CO. Воспользуемся расчетными значениями $\kappa_{(3)}$ из работ [11, 12]. Для поляризуемости молекулы SF₆ на переходе $|v_1=0, j=60\rangle \rightarrow |v_2=1, j=57\rangle$ в [11] получено значение $\kappa_{(3)} \approx 7 \cdot 10^{-26}$ ед. CGSE. Из неравенства (3), как необходимого условия возбуждения ВТИ, вытекает требование к величине инверсии на рассматриваемом переходе; так при $\tau/T_1 = \alpha = 0,4$ величина $N\tau_0 \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, при $\alpha = 1$ $N\tau_0 \geq 4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($T_1 = 10^{-7} \text{ с}$ при давлении SF₆ $\sim 1 \text{ Тор}$). Если взять $\alpha = 1$, $N\tau_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то расчет по приведенным выше формулам дает следующие значения: $I_{\text{зап}} \leq 3,6 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$, $\tau_{\text{зап}} \approx 9 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, $I_{\text{ген}} \leq 3 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$, $\tau_{\text{нараст}} \sim 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

Для характерных параметров активной среды электроионизационного CO₂-лазера [15-17]: $T_1 = 10^{-8} \text{ с}$, $T_2 = 4 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, $N\tau_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $\kappa_{(3)} \approx 4,8 \cdot 10^{-29}$ ед. CGSE [12] (переход $j=1(00^1) \rightarrow j=4(10^0)$), $\tau = 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ получаем $I_{\text{зап}} \leq$

$$\lesssim 1,7 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2, \tau_{\text{зап}} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}, I_{\text{ген}} \lesssim 1,2 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2, \tau_{\text{нараст}} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}.$$

Поляризуемость $\kappa_{(3)}$ на колебательно-вращательных переходах молекулы CO может принимать значение $\kappa_{(3)} = 10^{-28}$ ед CGSE. Если бы на одном из таких переходов можно было создать такую же инверсию, как в CO_2 -лазере, то приводимые выше характерные интенсивности и времена имели бы соответственно следующие значения ($\tau = 10^{-7}$ с):

$$I_{\text{зап}} \lesssim 7,5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2, \tau_{\text{зап}} \approx 9 \cdot 10^{-9} \text{ с},$$

$$I_{\text{ген}} \lesssim 1,3 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2, \tau_{\text{нараст}} \approx 7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$$

В заключение отметим, что, как следует из (5), увеличение плотности активных частиц $N\tau_0$ позволяет уменьшить запускающее поле. В то же время увеличение $N\tau_0$ повышает скорость нарастания ВТИ (см. (7)) и, следовательно, позволяет дискриминировать однофотонное излучение. В связи с этим для эффективного увеличения $N\tau_0$ представляется целесообразным при запуске ВТИ применить модуляцию добротности, включаемую одновременно с подачей импульса запускающего поля. Поскольку, как уже отмечалось, частота однофотонного излучения в рассматриваемой среде отличается от частоты трехфотонного излучения на величину $\sim 2Bj$ (B — вращательная постоянная), его можно дискриминировать также с помощью применения дифракционных решеток или введения в активную среду компонент с селективным поглощением на частоте однофотонного излучения.

Таким образом, проведенные расчеты свидетельствуют о принципиальной возможности ВТИ в молекулярных средах, в том числе в средах, для которых были предложены оценки. Для осуществления ВТИ необходимо создать плотность инверсии порядка $N\tau_0 \sim 5 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{18}$ на одном вращательном переходе. Обычно в лазерных экспериментах создают суммарную инверсию такой величины на нескольких вращательных уровнях. Экспериментальные данные по созданию необходимой плотности инверсии такого порядка только на одном вращательном уровне в литературе отсутствуют. Однако принципиально это возможно, что позволяет надеяться на реализацию предлагаемого процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров А. М. — УФН, 1965, 85, с. 599.
2. Sogokin P. P., Braslau N. — JBM, J. Res. Develop., 1964, 8, p. 338
3. Гуревич Г. Л., Хронопуло Ю. Г. — Изв. вузов — Радиопизика, 1965, 8, № 3, с. 493.
4. Ильинова Т. М. — Вестник МГУ. Сер. Физика, астрономия, 1966, 4, с. 79.
5. Летохов В. С. — Письма в ЖЭТФ, 1968, 7, с. 221.
6. Крочик Г. М., Хронопуло Ю. Г. — Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 585.
7. Juep H. P. — Appl Phys Lett., 1975, 26, p. 505.
8. Sagman R. L. — Phys. Rev. A, 1975, 12, p. 1048.
9. Mc Neil K. J., Wallis D. J. — J. Phys. A. Gen., 1975, 8, p. 104
10. Гордон Е. Б., Москвин Ю. Л. — ЖЭТФ, 1976, 70, с. 1729.
11. Блок В. Р., Крочик Г. М., Хронопуло Ю. Г. — ЖЭТФ, 1979, 76, с. 46.
12. Крочик Г. М., Хронопуло Ю. Г. — ЖЭТФ, 1980, 78, с. 485.
13. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. — М.: Наука, 1977.
14. Хронопуло Ю. Г. Диссертация. М., 1966
15. Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б. — Труды ФИАН, 1976, 85, с. 49.
16. Карлов Н. В., Конев Ю. Б. Справочник по лазерам. — М.: Сов. радио, 1978, 1, с. 133.
17. Пеннер С. С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов — М.: ИЛ, 1963.
18. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974.

Научно-исследовательский институт
органических полупродуктов и красителей

Поступила в редакцию
10 ноября 1981 г.

УДК 517.9

БИФУРКАЦИИ УДВОЕНИЯ В ПРОСТОЙ МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СИСТЕМЫ

С. П. Кузнецов

1. Как известно, многие динамические системы различной физической природы демонстрируют в зависимости от параметров либо регулярное, периодическое, либо

* Пороговая интенсивность пробоя CO_2 импульсом длительностью 40 нс, $\lambda = 1,06 \mu$ при давлении газа $P = 5 \text{ атм}$ равна $5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ [18].