

Ю.В. Кистенев, Ю.Н. Пономарев, И.А. Булатова

ПРОПУСКАНИЕ НЕЛИНЕЙНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ДВУХСЕКЦИОННОЙ ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКИ

Получены оценки ослабления излучения рубинового лазера, проходящего через нелинейную двухсекционную газовую ячейку. Расчеты проведены для случая, когда в качестве примеси в одной секции находится молекулярный йод, а в другой – пары калия. Показано, что, вследствие различия механизмов нелинейности взаимодействия указанных газов с лазерным излучением, пропускание такой ячейки зависит от порядка расположения секций на пути лазерного пучка.

Введение

Теоретическими методами исследуется пропускание резонансно поглощающей двухсекционной газовой ячейки в условиях нелинейного взаимодействия излучения со средой. Предполагается, что газовые смеси, находящиеся в каждой секции, различны по своему составу. Основной акцент работы сделан на анализ влияния геометрического фактора, т.е. порядка расположения газовых смесей на пути оптического излучения, на общее пропускание такой двухсекционной ячейки.

Ранее на примере нелинейного эффекта насыщения резонансного поглощения в двухуровневой среде было показано [1], что данный фактор проявляется, когда параметр нелинейности взаимодействия меняется вдоль пути распространения оптического излучения. Особенностью настоящей работы по сравнению с [1] является различие механизмов нелинейного взаимодействия газовых смесей, находящихся в различных секциях поглощающей ячейки.

Анализ был проведен на примере рубинового лазера. В качестве резонансно поглощающих компонент рассматривались молекулярный йод и пары щелочных металлов (в частности, калия) в смеси с буферными газами. При этом нелинейное взаимодействие с молекулярным йодом обусловлено в первую очередь диссоциацией его молекул [2], а с атомарным калием – эффектом насыщения [3, 4].

Начальная форма импульса имела вид

$$I(\rho, 0, t) = I_0 \exp[-(t/\tau_p)^2] \left\{ \exp[-(\rho/\rho_0)^2] \right\}^k.$$

Радиальный профиль пучка меняется от гауссова (при $k = 1$) до квазипрямоугольного (при $k \rightarrow 0$); ρ – радиальная координата; τ_p – длительность импульса.

Постановка задачи

Для оценки пропускания газовой смеси, содержащей пары калия, использовалась известная двухуровневая модель, учитывающая эффект насыщения в рамках стационарного взаимодействия.

Расчет пропускания паров йода был проведен для длительностей импульса, удовлетворяющих условию $\tau_v \gg \tau_p \gg \tau_r$, где τ_v – время колебательной релаксации, τ_r – время рекомбинации атомов йода в молекулярное состояние (при тройных столкновениях $\tau_r \sim 10^{-4}$ с [2]).

При вышеуказанных ограничениях задача распространения описывалась следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial I(\rho, z, t)}{\partial z} = - \frac{\beta I(\rho, z, t)}{1 + I(\rho, z, t)/I_s}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I(\rho, z, t)}{\partial z} = - \sigma N I(\rho, z, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial (t - z/c)} = - \frac{\sigma}{h\nu} N I(\rho, z, t), \quad (3)$$

где I_s – интенсивность насыщения паров щелочного металла; σ , N – сечение поглощения и концентрация молекулярного йода; $h\nu$ – энергия фотона. Отметим, что уравнение (1) описывает распространение лазерного излучения в газовой смеси, включающей калий, а (2), (3) – в смеси, включающей пары йода [5]. Порядок решения этих уравнений и определяет относительное положение секций поглощающей ячейки на пути оптического излучения.

Уравнения (1)–(3) ограничены случаем, когда изменение радиального профиля пучка обусловлено, главным образом, эффектом нелинейного поглощения. Такое ограничение справедливо при нулевой отстройке от резонанса и малых геометрических размерах среды [6].

Введем параметр $q = \sigma I_s \tau_p / h\nu$, характеризующий отношение порогов нелинейного взаимодействия с калием и молекулярным йодом. Анализ литературных данных показывает, что интенсивность насыщения калия для $\lambda = 0,694$ мкм составляет величину порядка $10^5 \div 10^6$ Вт/см² [3, 4], сечение поглощения молекулярного йода – $1,5 \cdot 10^{-19}$ см² [5]. Для типичных длительностей импульса рубинового лазера порядка $10^{-7} \div 10^{-8}$ с величина q будет меняться в

пределах $0,1 \div 0,001$. Другими словами, для использованных параметров нелинейность взаимодействия с калием существенно превышает такую для йода.

Анализ уравнений (1) – (3) был проведен методами численного моделирования. Решение уравнения (1) представлялось в известном виде неявной функции, численное решение которой было получено методом дихотомии. Уравнения (2), (3) были предварительно преобразованы в одно интегродифференциальное уравнение. Обращение неявной формы его дискретизованного аналога по пространственной координате было получено с использованием метода итераций.

Результаты численного моделирования

Для простоты сравнения все представленные ниже результаты получены при условии, что оптическая толщина калия равна оптической толщине молекулярного йода τ .

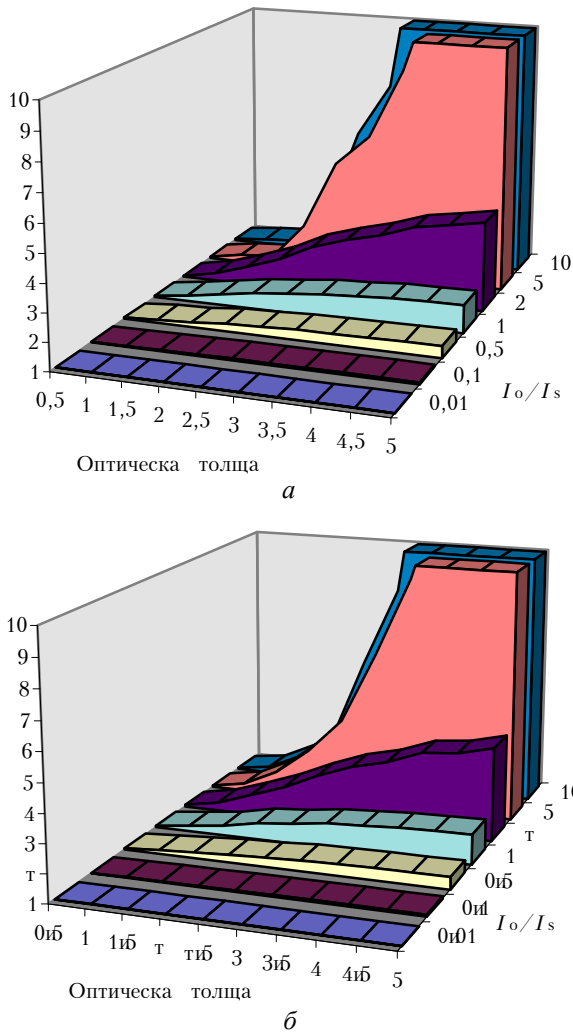


Рис. 1. Зависимость величины W_{12}/W_{21} от начальной интенсивности импульса при различных оптических толщинах среды, $k = 1$: а – $q = 0,1$; б – $q = 0,001$

Расчеты показывают, что пропускание вышеописанной двухсекционной ячейки в нелинейном режиме взаимодействия зависит от направления распространения излучения лазера. В частности, наблюдается изменение пропускания, когда направление распространения меняется на обратное. Будем характеризовать изменение пропускания ячейки в зависимости от направления распространения излучения отношением энергий одного и того же импульса лазерного излучения, прошедшего через ячейку в противоположных направлениях – W_{12}/W_{21} .

Расчеты показали, что величина W_{12}/W_{21} слабо зависит от фактора q , характеризующего отношение величины нелинейных эффектов (рис. 1), поскольку для использованных начальных данных взаимодействие с молекулярным йодом является практически линейным.

В области сильного насыщения ($I_0/I_s \gg 1$) для умеренных оптических толщ происходит полное просветление калия при любом направлении распространения и величина W_{12}/W_{21} близка к единице (рис. 2,а), а затем с ростом τ наблюдается быстрый рост величины W_{12}/W_{21} . В области умеренного насыщения ($I_0/I_s \sim 1$) качественных различий в указанной зависимости для умеренных и больших значений τ не наблюдается: отношение W_{12}/W_{21} монотонно растет с ростом τ (рис. 2,б).

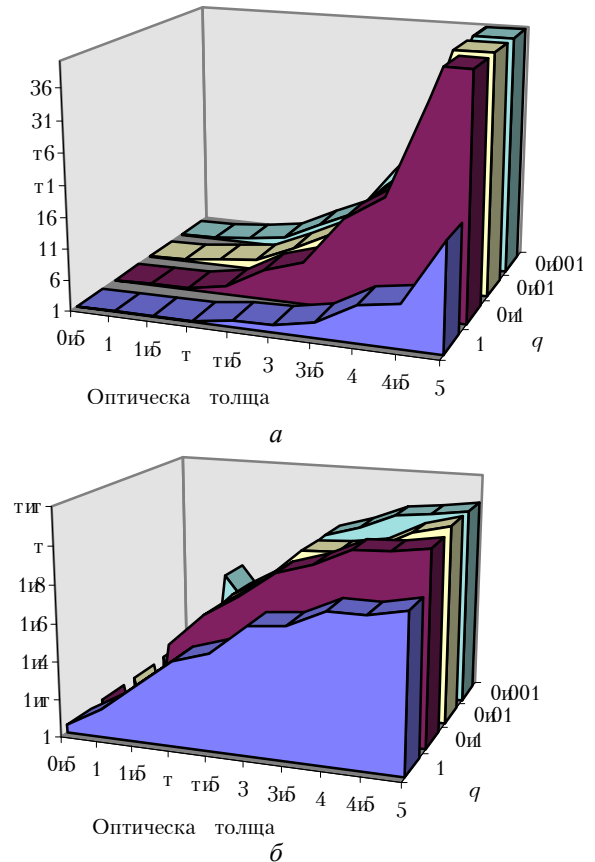


Рис. 2. Зависимость величины W_{12}/W_{21} от параметра q при различных оптических толщинах среды, $k = 1$: а – $I_0/I_s = 10$; б – $I_0/I_s = 1$

Заключение

Объяснение представленных результатов может быть получено на основе следующей простой модели. Пусть величина входной интенсивности оптического излучения такова, что его взаимодействие с калием является слабо нелинейным. При этом для использованных параметров задачи взаимодействие с молекулярным йодом будет практически линейным. В этом случае можно получить следующее решение (1)–(3):

$$I_{12}(\rho, t) = I_0(\rho, t) e^{-2\tau} [1 + I_0(\rho, t)/I_s (1 - e^{-\tau})], \quad (4)$$

$$I_{21}(\rho, t) = I_0(\rho, t) e^{-2\tau} [1 + (I_0(\rho, t)/I_s) e^{-\tau} (1 - e^{-\tau})], \quad (5)$$

где I_{12} – выходная интенсивность лазерного импульса, прошедшего последовательно через секцию с калием и молекулярным йодом, а I_{21} – выходная интенсивность, когда лазерный импульс проходит данные среды в обратном порядке.

Для импульсов, имеющих прямоугольную временную форму ($I_0(\rho, t) = I_0$), можно получить следующее отношение:

$$W_{12}/W_{21} = \frac{1 + \frac{I_0(\rho, t)}{I_s} (1 - e^{-\tau})}{1 + \frac{I_0(\rho, t)}{I_s} e^{-\tau} (1 - e^{-\tau})}.$$

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск
Павлодарский государственный университет

Поступила в редакцию
29 октября 1997 г.

Yu.V. Kistenev, Yu.N. Ponomarev, I.A. Bulatova. Transmittance of Nonlinearly Absorbing Two-Chamber Gas Cell.

Estimates of attenuation of ruby laser radiation passing through nonlinear two-chamber gas cell have been obtained. The calculations are made for the case when one chamber is filled with molecular iodine as an admixture and another one – with potassium vapor. It is shown, that the transmittance of such cell depends on the order of the chambers on the way of laser beam.

Отсюда видно, что в условиях нелинейного взаимодействия данное отношение будет превышать единицу.

Полученные результаты подобны случаю неоднородной однокомпонентной среды в области резонансного поглощения, когда параметр нелинейности взаимодействия (например, интенсивность насыщения) меняется в пространстве [1].

1. Кистенев Ю.В. Оптические свойства нелинейных резонансных периодических структур // Изв. вузов. Физика. 1996. № 4. С. 117–122.
2. Генералов Н.А., Козлов Г.И., Масюков В.А. Просветление молекулярного йода и пробой в нем под действием мощных лазерных импульсов // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 2. С. 437–449.
3. Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А., Хромов В.В. Нелинейные явления при прохождении излучения лазеров с широким спектром через атомарные пары калия // Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 9. С. 431–433.
4. Бадалян А.М., Добагян А.А., Мовсесян М.Е. Исследование динамики развития нелинейных процессов в парах калия // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 4. С. 1178–1183.
5. Тюрин Е.Л., Щеглов В.Л. О решении уравнений одномерного распространения монохроматического импульса излучения в поглощающих средах // ПМТФ. 1972. № 5. С. 177–180.
6. McCord A.V., Ballagh R.J., Cooper J. Dispersive self-focusing in atomic media // J. Opt. Soc. of America B. 1988. V. 5. № 6. P. 1323–1334.