

УДК 621.373:535

Влияние времени установления ориентационного равновесия на эффект безынерсного усиления селективно по состояниям ориентированными молекулами

Игорь А. Кузоватов*

Василий В. Лащинский†

Институт фундаментальной подготовки,
Сибирский федеральный университет,
Киренского, 26, Красноярск, 660074,

Россия

Виталий В. Слабко ‡

Алексей В. Шамшурин§

Институт инженерной физики и радиоэлектроники,
Сибирский федеральный университет,
Киренского, 26, Красноярск, 660074,

Россия

Получена 18.11.2010, окончательный вариант 25.12.2010, принята к печати 20.01.2011

Анализируется возможность безынерсного усиления света дихроичными молекулами, которые могут быть ориентированы селективно по состояниям путем наложения внешнего поля. На основе связанной системы уравнений Больцмана для основного и возбужденного состояний, имеющих разную энергию взаимодействия с ориентирующим полем, численно рассмотрено влияние соотношения между временем жизни возбужденного состояния и временем установления ориентационного равновесия на коэффициент усиления.

Ключевые слова: безынерсное усиление света, молекула, равновесие, уравнения Больцмана, экспоненциальная подгонка.

Введение

Для усиления излучения обычно предполагается необходимость создания инверсии заселенностей уровней резонансного перехода. Однако мощность индуцированно испущенного и поглощенного излучения определяется не только заселенностями уровней частиц, но и вероятностями индуцированных переходов, а также числом вырожденных по энергии состояний. Поэтому инверсия заселенности является, вообще говоря, лишь частным случаем, в котором мощность испускания преобладает над поглощением и, следовательно, происходит усиление света. Возможны различные случаи, когда для усиления не требуется инверсии заселенностей. Они связаны либо с разницей числа вырожденных по энергии состояний и распределения по ним поглощающих и излучающих частиц, либо с различием вероятностей поглощения и излучения фотонов [1]. К безынерсному усилению может, например, приводить разница в распределении по скоростям возбужденных и невозбужденных атомов [2],

*kuzovатов@yandex.ru

†2822009@mail.ru

‡slabko@iph.krasn.ru

§shamshurin.alex@mail.ru

разница вероятностей переходов с поглощением и испусканием за счет нелинейных интерференционных эффектов [3–5], на переходах между дискретными уровнями и с участием континуума [3, 6]. В работах [7–9] была рассмотрена возможность безынерсного усиления света в системе селективно по состояниям ориентированных во внешнем поле дихроичных молекул. При этом предполагалось, что время жизни возбужденного состояния много больше времени установления ориентационного равновесия. Последнее позволяло авторам получить аналитические решения для коэффициента усиления, выраженные через функции Ланжевена, и найти условия, при которых возможно безынерсное усиление, в предположении о больцмановском характере функций распределения молекул по ориентациям в основном и возбужденном состояниях. Очевидно, что соотношение между временем жизни возбужденного состояния и временем установления ориентационного равновесия может меняться в широких пределах в зависимости от вязкости и температуры среды, ее агрегатного состояния (жидкость, газ), в которые помещены рассматриваемые молекулы, а также от параметров самих молекул.

В данной работе на основе связанной системы уравнений Больцмана для основного и возбужденного состояний, имеющих разную энергию взаимодействия с ориентирующим полем, рассматривается возможность безынерсного усиления света и численно анализируется влияние соотношения между временем жизни возбужденного состояния и временем установления ориентационного равновесия на коэффициент усиления.

1. Используемая физическая модель

Как известно, вероятность индуцированных переходов в электродипольном приближении определяется проекцией матричного элемента электродипольного момента перехода d_{21} на направление вектора электрического поля. В молекулярных средах направление d_{21} задается симметрией молекулы и связано с ее ориентацией в пространстве. Поэтому ориентированные молекулы поглощают и испускают свет селективно по поляризациям. Это свойство получило название дихроизма и широко используется при создании пленочных поляризаторов.

При воздействии на молекулярную среду внешних полей молекулы ориентируются в направлении, соответствующем минимуму потенциальной энергии их взаимодействия с полем [10, 11]. При этом направление ориентации определяется как направлением внешнего поля, так и симметрией молекулы. Степень ориентации среды в целом зависит от параметра ориентации, представляющего собой отношение энергии взаимодействия молекулы с полем U к энергии теплового движения kT , оказывающего дезориентирующее влияние. Энергия взаимодействия U , а следовательно, и степень ориентации для молекул, находящихся в основном и в возбужденном состояниях, могут быть различны. Поэтому степень ориентации внешним полем возбужденных и невозбужденных молекул может различаться. В этом случае вероятности индуцированных переходов с поглощением и усилением поляризованного света, определяющиеся ориентацией молекул относительно направления электрического поля волны, могут быть также не равны. Отсюда следует принципиальная возможность – управляя степенью ориентации в основном и возбужденном состояниях, реализовать условия усиления света с определенной поляризацией в отсутствие инверсии населенностей.

Выражение для поперечного сечения поглощения (излучения), распространяющегося через среду электромагнитного поля E , имеет вид [12]

$$\sigma = N8\pi\hbar\omega\frac{\tilde{B}}{c}F(\omega) = N\sigma_0\cos^2\vartheta,$$

где $\sigma_0 = \frac{(8\pi)^2}{c\hbar}\omega d_{21}^2F(\omega)$ – сечение поглощения-испускания для молекулы, электродиполь-

ный момент перехода которой ориентирован параллельно плоскости поляризации, d_{21} — матричный элемент электродипольного момента перехода в системе координат, связанной с молекулой, $F(\omega)$ — частотный форм-фактор, ω — частота излучения, ϑ — угол между направлением электродипольного момента перехода и вектором электрического поля, N — концентрация части.

Тогда показатель усиления $\alpha > 0$ (поглощения $\alpha < 0$), определяющийся соотношением $I = I_0 e^{\alpha z}$ (закон Бугера) для случая ориентированных во внешнем поле E_0 молекул и плоскополяризованного пробного излучения, будет иметь вид

$$\alpha = N\sigma_0 \int_{\Omega} [n_2 f_2(\Omega, E_0) - n_1 f_1(\Omega, E_0)] \cos^2 \vartheta \, d\Omega, \quad (1)$$

здесь n_1 и n_2 — населенность нижнего и верхнего энергетических уровней, обусловленная внешним источником накачки, тип которой здесь не конкретизируется, соответственно: $d\Omega = \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\phi$ — элемент телесного угла, $f_1(\Omega, E_0)$ и $f_2(\Omega, E_0)$ — нормированные на единицу функции статистического распределения ориентации молекул в основном 1-м и возбужденном 2-м состояниях, определяющиеся энергией их взаимодействий $U(\Omega, E_0)$ с внешним полем E_0 .

Потенциальная энергия анизотропно поляризуемых в электрическом поле молекул может быть записана следующим образом [11]:

$$U_j(\Omega, E_0) = -\mu_i^{(j)} \cdot E_{0i},$$

где $\mu_i^{(j)}$ — составляющая вектора постоянного дипольного момента.

В работах [7–9] рассматривались аксиально симметричные молекулы, в которых направление постоянного дипольного момента μ и электродипольного момента перехода d_{21} совпадало с направлением оси симметрии молекулы, которая составляет угол ϑ с электрическим полем E_0 . Последнее позволило существенно упростить задачу вычисления коэффициента усиления (1) в предположении малости времени установления ориентационного равновесия τ_0 , по сравнению со временем жизни возбужденного состояния $\tau_2^{\text{эфф}}$. В этом случае функции распределения в формуле (1) могут быть представлены в виде функций Больцмана, в которых потенциальная энергия взаимодействия U выражается только через угол ϑ :

$$f_j(\vartheta, E_0) = A_j \exp(p_j \cos \vartheta).$$

Здесь, как и в [11], введен безразмерный параметр ориентации электрического диполя:

$$p_j = \frac{\mu^{(j)} E_0}{kT}.$$

Очевидно, что принятые допущения сильно ограничивают область применения полученных в [7–9] соотношений, что делает необходимым разработку модели, позволяющей вычислять значения функций распределения. Для этого рассмотрим модель, основанную на системе кинетических уравнений Больцмана, позволяющую решить поставленную задачу [11].

Пусть молекулы с уровнями энергии E_1, E_2 находятся в термодинамическом равновесии с полем накачки, обеспечивающей населенности уровней, равны n_1, n_2 соответственно, $E_1 < E_2$. В этом случае $n_1 > n_2$, инверсия населенностей отсутствует и времена жизни нижнего $\tau_1^{\text{эфф}}$ и $\tau_2^{\text{эфф}}$ верхнего уровней определяются следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_1^{\text{эфф}}} = W_{12}^{un\delta}, \quad \frac{1}{\tau_2^{\text{эфф}}} = W_{21}^{un\delta} + W_{21}^{cn}, \quad (2)$$

где $W_{12}^{und} = W_{21}^{und}$ — вероятность индуцированных и W_{21}^{cn} — спонтанного переходов.

При наложении на среду внешнего поля напряженности E_0 ориентация молекул описывается функцией распределения по ориентациям $f(\Omega, E_0)$, которая в общем случае определяется временами жизни $\tau_1^{\text{эфф}}$ и $\tau_2^{\text{эфф}}$ и временем установления ориентационного равновесия τ_0 , зависящего как от параметров молекул, так и от параметров среды, в которую они помещены. Как и в работах [7–9], полагаем, что молекулы имеют ось симметрии, совпадающей с направлением μ и d_{21} . При этом энергия U и функция распределения зависят только от одного угла ϑ (угол между осью симметрии молекулы и внешним ориентирующим полем E_0). Кинетическое уравнение, которое определяет $f(\Omega, E_0)$ в виде функции от t и ϑ , будет выглядеть следующим образом [12, 13]:

$$\frac{W}{kT} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \left(\frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{U}{kT} \right) f \right) \right),$$

где

$$W = 6kT\tau_0. \quad (3)$$

В рассматриваемом случае двухуровневой молекулы для учета влияния переходов между уровнями 1 и 2 необходимо записать связанную систему уравнений для функций распределения f_1 и f_2 с учетом вероятностей переходов между уровнями. Тогда для стационарного случая получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} -\frac{1}{\sin \vartheta} \left(\sin \vartheta \left(f'_1(\vartheta) + \left(\frac{U}{kT} \right)' f_1(\vartheta) \right) \right)' + \frac{W}{kT} W_{12}^{und} f_1(\vartheta) - \frac{W}{kT} (W_{21}^{und} + W_{21}^{cn}) f_2(\vartheta) = 0, \\ -\frac{1}{\sin \vartheta} \left(\sin \vartheta \left(f'_2(\vartheta) + \left(\frac{U}{kT} \right)' f_2(\vartheta) \right) \right)' + \frac{W}{kT} (W_{21}^{und} + W_{21}^{cn}) f_2(\vartheta) - \frac{W}{kT} W_{12}^{und} f_1(\vartheta) = 0. \end{cases}$$

Или, используя обозначения в соответствии с соотношениями (2) и (3), получим систему дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} -\frac{1}{\sin \vartheta} \left(\sin \vartheta \left(f'_1(\vartheta) + \left(\frac{U}{kT} \right)' f_1(\vartheta) \right) \right)' + \frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} f_1(\vartheta) - \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} f_2(\vartheta) = 0, \\ -\frac{1}{\sin \vartheta} \left(\sin \vartheta \left(f'_2(\vartheta) + \left(\frac{U}{kT} \right)' f_2(\vartheta) \right) \right)' + \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} f_2(\vartheta) - \frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} f_1(\vartheta) = 0, \end{cases} \quad (4)$$

которая с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial f_1}{\partial \vartheta} \right|_{\vartheta=0} = \left. \frac{\partial f_2}{\partial \vartheta} \right|_{\vartheta=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial f_1}{\partial \vartheta} \right|_{\vartheta=\pi} = \left. \frac{\partial f_2}{\partial \vartheta} \right|_{\vartheta=\pi} = 0, \quad (5)$$

и условием нормировки

$$2\pi \int_0^\pi (f_1(\vartheta) + f_2(\vartheta)) \sin \vartheta d\vartheta = 1 \quad (6)$$

совместно с формулой (1) позволяет решить поставленную выше задачу о расчете коэффициента усиления.

2. Вычислительный алгоритм

Система дифференциальных уравнений (4) является системой диффузионно-конвективных уравнений дивергентного вида с переменными коэффициентами и особенностью при значении $\vartheta = 0$. Диффузионно-конвективный оператор кинетических уравнений (4) удобен для применения метода экспоненциальной подгонки, который является одним из эффективных методов численного исследования сингулярных диффузионно-конвективных уравнений [14].

Построение экспоненциальной разностной схемы разберем на примере стационарного уравнения Больцмана, записанного в специальном виде ($i = 1, 2$):

$$L_i f_i \equiv - \left(\sin \vartheta \cdot \exp \left(- \frac{U_i(\vartheta)}{kT} \right) \cdot \left(f_i(\vartheta) \cdot \exp \left(\frac{U_i(\vartheta)}{kT} \right) \right)' \right)' = 0.$$

На отрезке $0 \leq \vartheta \leq \pi$ введем равномерную сетку, $\vartheta_i = ih$ ($i = 0, 1, \dots, n$), $h = \frac{\pi}{n}$ — шаг сетки, n — число узлов сетки, f_1^h и f_2^h — сеточные функции решения. Запишем при помощи интегроинтерполяционного метода [14] экспоненциальный разностный оператор для внутренних узлов сеточной области, $i = 1, \dots, n-1$:

$$L^h f^h \equiv g_{i-\frac{1}{2}} \frac{f_i \exp \left(\frac{U(\vartheta_i)}{kT} \right) - f_{i-1} \exp \left(\frac{U(\vartheta_{i-1})}{kT} \right)}{h^2} + g_{i+\frac{1}{2}} \frac{f_i \exp \left(\frac{U(\vartheta_i)}{kT} \right) - f_{i+1} \exp \left(\frac{U(\vartheta_{i+1})}{kT} \right)}{h^2}. \quad (7)$$

Граничные условия (5) учитываются при построении схемы и приводят к соответствующим граничным разностным соотношениям при значениях $i = 0, i = n$:

$$g_{\frac{1}{2}} \frac{f_0 \exp \left(\frac{U(\vartheta_0)}{kT} \right) - f_1 \exp \left(\frac{U(\vartheta_1)}{kT} \right)}{h^2} = 0, \quad g_{n-\frac{1}{2}} \frac{f_n \exp \left(\frac{U(\vartheta_n)}{kT} \right) - f_{n-1} \exp \left(\frac{U(\vartheta_{n-1})}{kT} \right)}{h^2} = 0. \quad (8)$$

Коэффициенты разностной схемы $g_{i \pm \frac{1}{2}}$ рассчитываются при помощи приближенного вычисления интегралов:

$$g_{i-\frac{1}{2}} = \frac{\int_{\vartheta_{i-1}}^{\vartheta_i} \sin \vartheta d\vartheta}{\int_{\vartheta_{i-1}}^{\vartheta_i} \exp \left(\frac{U(\vartheta)}{kT} \right) d\vartheta}, \quad g_{i+\frac{1}{2}} = \frac{\int_{\vartheta_i}^{\vartheta_{i+1}} \sin \vartheta d\vartheta}{\int_{\vartheta_i}^{\vartheta_{i+1}} \exp \left(\frac{U(\vartheta)}{kT} \right) d\vartheta}.$$

Аналогичным образом, аппроксимируя при помощи формул (7), (8) в каждом из уравнений системы (4) диффузионно-конвективный оператор, приходим к системе разностных уравнений

$$\begin{cases} L_1^h f_1^h + \frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_1^h = \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_2^h, \\ L_2^h f_2^h + \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_2^h = \frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_1^h, \end{cases} \quad (9)$$

Заметим, что для решения системы (4) с краевыми условиями (5) выполняется условие разрешимости

$$\int_0^\pi \left(\frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} f_1(\vartheta) - \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} f_2(\vartheta) \right) \sin \vartheta d\vartheta = 0. \quad (10)$$

Для сеточных функций f_i^1 и f_i^2 , $i = 0, 1, \dots, n$, условие нормировки и условие разрешимости запишем, аппроксимируя интегралы в (6) и (10) по формуле центральных прямоугольников:

$$\sum_{i=1}^{n-1} h (f_i^1 + f_i^2) \sin \vartheta_i = \frac{1}{2\pi}, \quad (11)$$

$$\sum_{i=1}^{n-1} h \left(\frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} f_i^1 - \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} f_i^2 \right) \sin \vartheta_i = 0. \quad (12)$$

Решение системы разностных уравнений (9) с условиями (11), (12) находим при помощи метода последовательных приближений [15]. Решение на следующем шаге определяется как решение с условиями (11), (12) следующей системы разностных уравнений:

$$\begin{cases} L_1^h f_1^{k+1} + \frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_1^{k+1} = \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_2^k, \\ L_2^h f_2^{k+1} + \frac{6\tau_0}{\tau_2^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_2^{k+1} = \frac{6\tau_0}{\tau_1^{\text{эфф}}} \sin \vartheta f_1^k. \end{cases} \quad (13)$$

Для решения разностных уравнений данной системы на каждом шаге используется метод прогонки, который является наиболее распространенным при решении трехточечных одномерных разностных уравнений [15].

3. Численный эксперимент

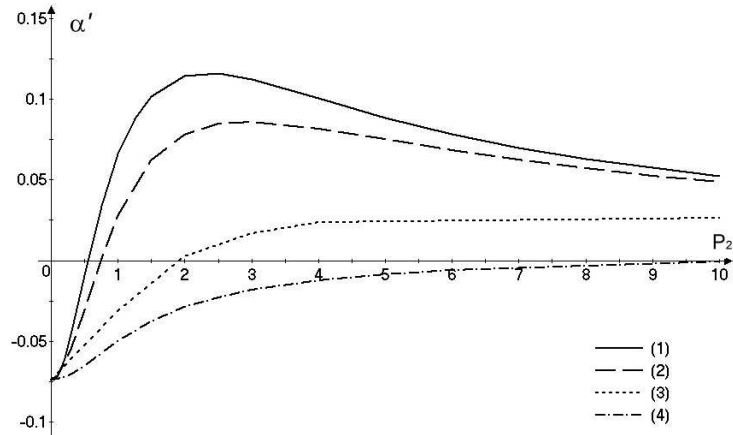
Рассмотрим влияние времени установления ориентационного равновесия τ_0 на величину и знак коэффициента усиления. В основу рассмотрения положим ситуацию, приведенную в работах [7–9] для случая, когда параметр ориентации возбужденного состояния 2 ниже параметра ориентации основного состояния 1, при значениях $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 4$, $\frac{n_2}{n_1} = 0,8$. В принятых

нами обозначениях это соответствует $\frac{n_2}{n_1} = \frac{\tau_2^{\text{эфф}}}{\tau_1^{\text{эфф}}} = 0,8$. Очевидно, что вектор поляризации электрической компоненты усиливаемого излучения должен быть перпендикулярен вектору ориентирующего поля, поскольку в этом случае реализуется условие наиболее эффективного усиления.

На рис. 1 приведены зависимости безразмерного показателя усиления от параметра ориентации возбужденного состояния при различных значениях τ_0 относительно $\tau^{\text{эфф}}$. При этом кривая (1) соответствует ситуации, когда время жизни возбужденного состояния намного больше времени установления ориентационного равновесия ($120\tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$). Эта ситуация соответствует приближению, принятому в работах [7–9], и кривая (1) полностью совпадает с приведенными в этих работах кривыми. В этом случае в системе уравнений (4) можно пренебречь последними двумя членами и свести систему уравнений к двум независимым, решением которых являются равновесные функции Больцмана, что и предполагалось в цитируемых выше работах. Последнее демонстрируется рис. 2 и 3, на которых приведены функции распределения молекул по ориентациям для основного (рис. 2) и для возбужденного (рис. 3) состояний при значениях параметров ориентации $p_1 = 8$, $p_2 = 2$.

Кривые (2) и (3) при значениях $6\tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$, $0,6\tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$ соответственно демонстрируют возможность усиления излучения при параметре ориентации p_2 большем, чем на кривой (1).

При значениях времени установления ориентационного равновесия много больших, чем время жизни возбужденного состояния ($0,6\tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$), усиление ($\alpha' > 0$) меняется на поглощение ($\alpha' < 0$) в достаточно широкой области изменения параметра p_2 .



(1) $120 \tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$, (2) $6 \tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$, (3) $0,6 \tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$, (4) $0,06 \tau_0 = \tau^{\text{эфф}}$

Рис. 1. Зависимость безразмерного коэффициента усиления $\alpha' = \alpha/\sigma_0$ от параметра ориентации $p_2 = \frac{E_0}{kT} \mu_2$, полученная при соотношении $\mu_1/\mu_2 = 4$, $n_2/n_1 = 0,8$

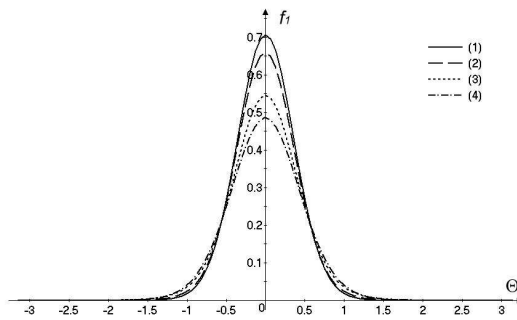


Рис. 2. Нормированное на единицу статистическое распределение ориентации молекул в основном состоянии 1, полученное при соотношении $n_2/n_1 = 0,8$ и параметрах ориентации $p_1 = 8$, $p_2 = 2$

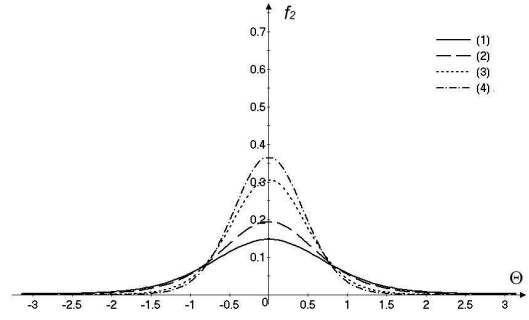


Рис. 3. Нормированное на единицу статистическое распределение ориентации молекул в возбужденном состоянии 1, полученное при соотношении $n_2/n_1 = 0,8$ и параметрах ориентации $p_1 = 8$, $p_2 = 2$

Приведенные на рис. 4 и 5 функции распределения по ориентациям молекул количественно характеризуют рассматриваемые ситуации. Однако более наглядно качественная картина изменения функции распределения в зависимости от соотношения $\tau_0/\tau^{\text{эфф}}$ может быть продемонстрирована, когда параметр ориентации возбужденного состояния p_2 равен 0. В этом случае молекулы, находящиеся в основном состоянии будут ориентированы под действием ориентирующего поля, в то время как ориентация молекул возбужденного состояния будет определяться соотношением скоростей возбуждения и скорости установления ориентационного равновесия. Действительно, в этом случае, при значении $\tau_0 \ll \tau^{\text{эфф}}$, молекулы, переходящие из состояния 1 с функцией распределения f_1 в состояние 2, не сильно меняют f_2 по сравнению с ее равновесным значением, поскольку достаточно быстро приходят в состояние с равномерной ориентацией по углам (рис. 4 и 5 — кривая (1)). При увеличении $\tau_0/\tau^{\text{эфф}}$ функция распределения по ориентации состояния 2 заметно трансформируется (рис. 4 и 5 — кривые (2), (3)), все более приобретая вид, близкий к функции

распределения основного состояния (рис. 4 и 5 — кривые (2), (3), (4)).

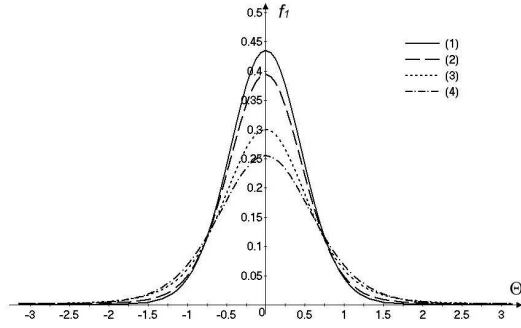


Рис. 4. Нормированное на единицу статистическое распределение ориентации молекул в основном состоянии 1, полученное при соотношении $n_2/n_1 = 0,8$ и параметрах ориентации $p_1 = 5, p_2 = 0$

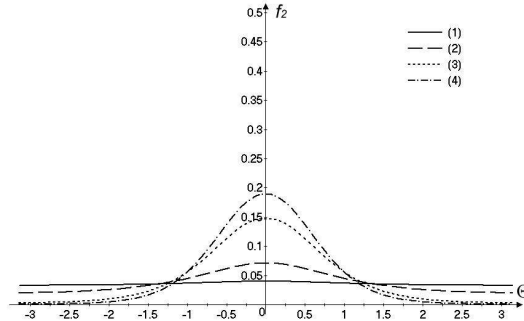


Рис. 5. Нормированное на единицу статистическое распределение ориентации молекул в возбужденном состоянии 1, полученное при соотношении $n_2/n_1 = 0,8$ и параметрах ориентации $p_1 = 5, p_2 = 0$

Заключение

Таким образом, приведенные выше результаты численного эксперимента показывают, что в ряде случаев соотношение $\tau_0/\tau^{\text{эфф}}$ может оказаться решающим фактором, приводящим к изменению знака коэффициента усиления α . Последнее необходимо учитывать как в случае использования достаточно легких молекул (до 10^3 *a.e.* и длиной порядка 10 \AA) при помещении их в газовую среду, в которой время установления ориентационного взаимодействия может быть больше времени жизни возбужденного состояния, так и в случае более крупных молекул в жидкости [7–9].

Список литературы

- [1] С.Г.Раутиан, П.Л.Рубин, О некоторых особенностях газовых квантовых генераторов на смесях кислорода с благородными газами, *Опт. и спектр*, **18**(1965), 326–333.
- [2] М.Л.Сосинский, Е.Н.Морозов, Получение отрицательного поглощения на части доплеровски уширенной линии, *Опт. и спектр*, **18**(1965), 510–515.
- [3] С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, В.М.Шалагин, Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул, Новосибирск, Наука, 1979.
- [4] А.К.Попов, Введение в нелинейную спектроскопию, Новосибирск, Наука, 1983.
- [5] An.A.Mak, N.A.Chigir', Coherent nonlinear phenomena in stochastic fields with frequency-phase correlation, *JETP*, **58**(1983), №2, 280–284.
- [6] V.G.Arkipkin, Yu.I.Heller, Radiation amplification without population inversion at transitions to autoionizing states, *Phys. Lett. A*, **98**(1983), №12, 12–16.

- [7] В.В.Лацинский, А.К.Попов, В.В.Слабко, Усиление оптического излучения ориентированных внешним полем дихроичными молекулами в отсутствие инверсии заселенностей, *ЭЖ Исследовано в России*, **158**(2002), 1773–1782.
- [8] А.К.Попов, V.V.Slabko, Switching from opaque via transparent to a strongly amplifying state is shown to be possible for molecular media without a change in the noninverted population of their energy levels, *Optics Letters*, **30**(2005), №13, 1719–1721.
- [9] А.К.Попов, Optical switching and inversionless amplification controlled by state-dependent alignment of molecules, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **38**(2005), №11, 1787–1796.
- [10] Н.Г.Бахшиев, Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий, Ленинград, Наука, 1972.
- [11] С.Келих, Молекулярная нелинейная оптика, М., Наука, 1981.
- [12] П.Дебай, Полярные молекулы, М.-Л., ГТТИ, 1931.
- [13] П.Дебай, Г.Закк, Теория электрических свойств молекул, М., Главная редакция общетехнической литературы, 1936.
- [14] В.П.Ильин, Методы конечных разностей и конечных объемов для эллиптических уравнений, Новосибирск, Изд-во Ин-та математики, 2000.
- [15] Г.И.Марчук, Методы вычислительной математики, М., Наука, 1989.

Influence of the Orientational Equilibrium Time on the Inversionless Light Amplification Effect with Selective on the States of Oriented Molecules

**Igor A. Kuzovatov
Vasiliy V. Laschinsky
Vitaliy V. Slabko
Alexey V. Shamshurin**

The possibility of switching from opaque via transparent to a strongly amplifying state without a change in the noninverted population of their energy levels is analyzed. Life time of the excited level and equilibration time parity influence for the strengthening factor is numerically considered, on the basis of the connected system of the Boltzmann equations for the ground and excited energy states having different energy of interaction with the dc field.

Keywords: inversionless light amplification, molecule, equilibration, Boltzmann equations, exponential fitting.