«Оптика атмосферы и океана», **17**, № 2–3 (2004)

УДК 535.375

В.Н. Иванов, И.В. Иванов

Возможный эффект «исчезновения» излучения у ансамбля взаимодействующих молекул

Омский государственный технический университет

Поступила в редакцию 4.12.2003 г.

Предсказывается возможный эффект исчезновения спонтанного и вынужденного излучения у ансамбля взаимодействующих молекул. Предполагается, что это излучение обусловлено переходами между вращательными уровнями молекул. В качестве модели молекулы используется ротатор, нелинейно взаимодействующий с окружающей средой, и теоретически исследуется динамика изменения его состояний. Для этого решается нелинейное уравнение Шредингера. Получено, что при определенных условиях изменения состояний ротатора должны происходить скачком. Причем при температуре ниже некоторого предела может иметь место Бозе-конденсация состояний ротатора, а соответственно у молекул при температуре ниже критического значения может исчезнуть спонтанное и вынужденное излучение, связанное с вращением молекул.

Квантовый ротатор – хорошо известный объект. В частности, модельное представление двухатомных молекул в виде жесткого ротатора широко используется при анализе их вращательных состояний. Однако несмотря на то, что поведение отдельно взятого ротатора изучено, некоторые особенности, свойственные ансамблю ротаторов, исследованы не полностью, например, «исчезновение» вращения ротаторов при понижении температуры ниже некоторого предела. Этот эффект экспериментально наблюдается у молекулярных газов. Как известно, при понижении температуры газа ниже некоторого предела его теплоемкость перестает зависеть от вращательных степеней свободы молекул. Считается [1], что такое поведение теплоемкости обусловлено недостаточностью энергии поступательного движения молекул для эффективного возбуждения вращательных состояний. Это объяснение имеет чисто качественный характер и, как представляется, не является исчерпывающим. В частности, оно не объясняет «ступенчатый» характер изменения теплоемкости. Наличие же этой «ступени» указывает на то, что в ансамбле молекул могут иметь место коллективные явления, так как наблюдается некоторая Бозе-конденсация состояний ротатора. Эта конденсация должна сказываться и на оптических свойствах ансамбля молекул.

В данной статье рассматриваются один из возможных механизмов такой конденсации и ее влияние на характер излучения молекул при низких температурах.

При построении теоретической модели Бозе-конденсации состояний ансамбля ротаторов будем руководствоваться способом, разработанным в [2].

Исходным предположением в этом способе является допущение, что изолированных квантовых систем в природе не существует. Любая квантовая система взаимодействует с окружением. Поэтому если выделить какую-либо квантовую подсистему как некоторое «изолированное» образование, то ее состояния нужно описывать с помощью нелинейного уравнения, поскольку любое изменение выделенной квантовой подсистемы автоматически сказывается на квантовых состояниях окружающих частиц, что, в свою очередь, влияет на подсистему.

В работе [3] показано, что довольно универсальным оператором, позволяющим учесть влияние выделенной квантовой подсистемы на себя через окружающую среду, является выражение

$$\Phi(\psi) = \lambda \hat{A}\langle\psi|\hat{B}|\psi\rangle, \quad (1)$$

где λ – параметр, учитывающий интенсивность обратной связи; $\hat{A}$ и $\hat{B}$ – операторы, явный вид которых определяется моделью, описывающей взаимодействие подсистемы с окружением; ψ – волновая функция подсистемы.

При учете взаимодействия с окружением выделенной подсистемы (молекулы) необходимо принимать во внимание, что всякого рода квантовые флуктуации окружения в свою очередь вызывают ответную реакцию этой подсистемы. Окружение – это другие молекулы. Причем любое изменение состояний этих молекул связано с некоторым изменением электрических полей внутри них. При квантовых переходах эти изменения имеют характер скачка, и поскольку кулоновское взаимодействие является дальнодействующим, то внешние возмущения выделенной подсистемы должны носить преимущественно стохастический характер. В дальнейшем, полагая ансамбль ротаторов достаточно разреженным, сильные столкновения, которые, кстати, можно описать с помощью регулярного (в математическом смысле) по времени оператора, будем считать маловероятными.

Обычно [4] анализ поведения систем, испытывающих стохастическое возмущение, проводят, используя формализм матрицы плотности. Особенностью такого подхода является одновременный учет динамики изменения решения n^2 уравнений, где n — число принимаемых во внимание состояний квантовой подсистемы. Поскольку в случае нелинейной системы все состояния являются взаимосвязанными, а переход от одного состояния к другому может носить характер скачка, использование такого подхода при теоретическом рассмотрении при учете даже нескольких состояний вызывает затруднения. Поэтому при анализе состояний взаимодействующих ротаторов мы будем пользоваться формализмом эффективных волновых функций [5], позволяющим уменьшить число анализируемых уравнений. Эти эффективные волновые функции строятся таким образом, чтобы вычисленные с их помощью средние значения физических величин были близки к значениям, вычисленным с помощью матрицы плотности. Они удовлетворяют нелинейному уравнению Шредингера:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\frac{1}{1+i\alpha}\left(\hat{T}+\chi\right)\psi+U\psi+\frac{i\alpha}{1+\alpha^2}\langle\psi|\hat{T}+\chi|\psi\rangle\psi, \quad (2)$$

где

$$\chi = kT/2. \quad (3)$$

В (2), (3) $\hat{T}$ — обычный оператор кинетической энергии; U— оператор потенциальной энергии; k — постоянная Больцмана; T — температура окружающей среды; α — положительный параметр, величина которого связана с плотностью термостата.

Уравнение (2) построено с помощью метода интегралов по путям Фейнмана. Этот метод позволяет, как представляется, довольно естественно учесть стохастическое возмущение. Для этого в число причин, влияющих на реализацию возможных траекторий, соединяющих начальное и конечное состояние квантовой системы, формально вводятся все стохастические возмущения. Тогда при построении интегрального уравнения для пропагатора (это уравнение эквивалентно уравнению Шредингера) вместо суммирования вкладов в амплитуду вероятности всех возможных траекторий можно просто провести усреднение этого пропагатора по вероятности реализации возможных траекторий. Отметим, что за промежутки времени, позволяющие учитывать статистические свойства окружения квантовой подсистемы, величина действия от стохастического оператора в фейнмановском пропагаторе стремится к нулю. Тем не менее это стохастическое возмущение в усредненном пропагаторе с помощью параметров α и χ интегрально учтено (при построении уравнения (2) предполагалось, что эти параметры могут адиабатически меняться). Последнее слагаемое в (2) — это частный вид функционала $\Phi(\psi)$.

Явный вид функционала $\Phi(\psi)$ определен, исходя из следующих соображений [5]. Во-первых, предполагается, что операторы $\hat{A}$ и $\hat{B}$ не нарушают групповых свойств фейнмановского пропагатора. Во-вторых, предполагается, что, несмотря на то что ротаторы испытывают ударное возмущение, их распад маловероятен, т.е. эффективные волновые функции сохраняют нормировку во времени. Тогда с точностью до слагаемых, которые исчезают при унитарном преобразовании, получается простейшее выражение

$$\Phi(\psi)=\frac{i\alpha}{1+\alpha^2}\langle\psi|\hat{T}+\chi|\psi\rangle, \quad (4)$$

которое и использовано в (2).

Особенностью волновых функций, удовлетворяющих (2), является то, что их можно представить в виде отношения

$$\psi=\tilde{\psi}/\langle\tilde{\psi}|\tilde{\psi}\rangle^{1/2}, \quad (5)$$

где $\tilde{\psi}$ — решение уравнения

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\frac{1}{1+i\alpha}\left(\hat{T}+\chi\right)\psi+U\psi. \quad (6)$$

Уравнение (6) построено так же, как и (2), методом интегралов по траекториям, но в пренебрежении обратной связью. Если, исходя из (6), построить уравнение Неймана

$$i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t}=[\hat{H}_0,\rho]-i\alpha\{\hat{T},\rho\}-i2\alpha\chi\rho \quad (7)$$

для статистического оператора

$$\rho=|\tilde{\psi}\rangle\langle\tilde{\psi}|, \quad (8)$$

то оно с точностью до обозначений совпадает с уравнением [6], построенным по методу Лэкса [7] (в этом методе пренебрегается обратной связью) при редукции матрицы плотности большой системы к статистическому оператору выделенной подсистемы. В (7) квадратные скобки обозначают коммутатор, фигурные — антикоммутатор. Оператор $\hat{H}_0$ — гамильтониан изолированной квантовой подсистемы.

Соотношение (5) указывает на один из способов нахождения решения уравнения Шредингера (2). Однако из-за нелинейности это уравнение допускает и иные решения. Рассмотрим их. При этом будем руководствоваться следующим из опытных данных известным постулатом: для волновых функций, описывающих состояние какой-либо устойчивой во времени квантовой подсистемы, справедлив принцип суперпозиции.

Если принять во внимание этот постулат, то, учитывая (5), любое решение (2) можно записать в виде

$$\psi(\mathbf{r},t)=\sum_n C_n(t)\psi_n(\mathbf{r}). \quad (9)$$

Здесь $\psi_n(\mathbf{r})$ — собственные функции стационарного уравнения Шредингера

$$\frac{1}{1+i\alpha}\hat{T}\psi_n+U\psi_n=E_n\psi_n, \quad (10)$$

где

$$E_n = \tilde{E}_n - \frac{1}{1+i\alpha}\chi\,. \qquad (11)$$

В (11) $\tilde{E}_n$ – константа разделения, возникающая при переходе от (6) к стационарному уравнению Шредингера.

Как известно [8], оператор потенциальной энергии жесткого ротатора можно приравнять нулю. Поэтому собственные функции уравнения (10) в рассматриваемом случае совпадают с собственными функциями уравнения

$$\hat{T}\psi_{lm} = E_l\psi_{lm}, \qquad (12)$$

решение которого хорошо известно:

$$\psi_{lm} = Y_l^m(\vartheta,\varphi) = a_m\sqrt{\frac{(2l+1)(l-|m|)!}{4\pi(l+|m|)!}}P_l^{|m|}(\cos\vartheta)\exp(im\varphi). \qquad (13)$$

В (13) a_m – константа:

$$a_m = \begin{cases} 1, & (m \ge 0) \\ -1, & (m < 0); \end{cases} \qquad (14)$$

$l = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ ...$ – орбитальное квантовое число; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l$ – магнитное квантовое число; ϑ и φ – сферические углы; $P_l^m(x)$ – присоединенный полином Лежандра.

Константа разделения переменных в (10)

$$E_l = \hbar^2 l(l+1)/(2J) \qquad (15)$$

– это собственная энергия ротатора, где J – момент инерции ротатора.

Учитывая (12)–(15), конкретизируем выражение (9):

$$\psi = \sum_l \sum_{m=-l}^{l} C_{lm}(t)\psi_{lm}. \qquad (16)$$

В (16) коэффициенты $C_{lm}(t)$ в общем случае нерегулярные функции времени и при определенных условиях они могут меняться скачком.

Рассмотрим это подробнее.

Нелинейность используемого в данной работе уравнения Шредингера приводит к тому, что не все его решения оказываются равновероятными [2]. Поскольку нас интересует прежде всего заселенность энергетических уровней, введем в рассмотрение числа заполнения $P_{lm} = |C_{lm}(t)|^2$. Если воспользоваться уравнением (2), то несложно показать, что эти числа заполнения удовлетворяют системе уравнений:

$$\frac{\partial P_{lm}}{\partial t} = \frac{2\alpha}{(1+\alpha^2)\hbar}\left[-(E_l+\chi) + \sum_{l_1}(E_{l_1}+\chi)\sum_{m_1=-l_1}^{m_1=l_1} P_{l_1 m_1}\right]P_{lm}$$
$$(l = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ ...;\ m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l). \qquad (17)$$

Наиболее вероятные состояния ротатора можно найти, если приравнять производные в левой части (17) нулю. Однако из системы уравнений

$$\left[-(E_l+\chi) + \sum_{l_1}(E_{l_1}+\chi)\sum_{m_1=-l_1}^{m_1=l_1} P_{l_1 m_1}\right]P_{lm} = 0$$
$$(l = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \ldots\ ;\ m = 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \pm 3,\ \ldots,\ \pm l) \qquad (18)$$

определить непосредственно все возможные значения чисел $P_{lm} = |C_{lm}(t)|^2$ не удается. Тем не менее если просуммировать правые и левые части системы уравнений (17) по магнитному квантовому числу, то по крайней мере для заселенностей энергетических уровней $P_l = \sum_{m=-l}^{l} P_{lm}$ такой анализ можно провести.

Из системы дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial P_l}{\partial t} = \frac{2\alpha}{(1+\alpha^2)\hbar}\left[-(E_l+\chi) + \sum_{l_1}(E_{l_1}+\chi)P_{l_1}\right]P_l \qquad (19)$$

следует, что для наиболее вероятных значений P_l справедлива система нелинейных алгебраических уравнений

$$\left[-(E_l+\chi) + \sum_{l_1}(E_{l_1}+\chi)P_{l_1}\right]P_l = 0\,. \qquad (20)$$

Эта система имеет счетное множество решений: числа P_l могут принимать значения только ноль и единица. Причем единицей может быть только одно число заполнения. Это значит, что для находящегося в термостате ротатора наиболее вероятными являются состояния с фиксированной энергией, соответствующей собственным значениям гамильтониана.

Нелинейность исходного уравнения приводит к тому, что все состояния ротатора оказываются взаимосвязанными. Поэтому при анализе динамики изменения состояния заселенного уровня необходимо одновременно отслеживать поведение всех незаполненных состояний. Для этого обратим внимание на то, что вблизи положения равновесия для незаселенных квантовых состояний ротатора в одномерном приближении константа $C_{lm}(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial C_{lm}}{\partial t} = -\frac{i+\alpha}{(1+\alpha^2)\hbar}\left(\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J}+\chi\right)C_{lm} + \frac{\alpha}{(1+\alpha^2)\hbar}\left(\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J}+\chi\right)|C_{lm}|^2 C_{lm}. \qquad (21)$$

Это уравнение совпадает по форме с известным уравнением, описывающим однопараметрическое семейство векторных полей на плоскости:

$$\frac{dz}{dt} = z(i\omega + \varepsilon + kz\bar{z})\,, \qquad (22)$$

особенности решения которого хорошо изучены [9,10]. В (22) z — комплексная координата; ω и k — вещественные ненулевые постоянные; ε — вещественный параметр. В рассматриваемом случае

$$z = C_{lm};\ \ \omega = -\frac{1}{\left(1+\alpha^2\right)\hbar}\left(\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} + \chi\right);$$

$$\varepsilon = -k = -\frac{\alpha}{\left(1+\alpha^2\right)\hbar}\left(\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} + \chi\right). \qquad (23)$$

При всех ε точка $z = 0$ в (23) является положением равновесия типа фокус. Причем при $\varepsilon < 0$ (что имеет место в рассматриваемой ситуации) этот фокус устойчив. Следовательно, если параметр α существенно отличается от нуля, то в отсутствие сильных регулярных по времени возмущений найденные «нулевые» состояния равновесия являются устойчивыми и ротатор не может на них перейти из «заполненного» состояния. Другими словами, ротатор, вследствие стохастического характера возмущения, должен находиться в одном из чистых состояний с определенными значениями орбитального и магнитного квантовых чисел.

В случае, когда параметр α близок к нулю, незаполненные состояния теряют устойчивость (как известно, при $k > 0$ и ε, стремящемся к нулю, фокусы $z = 0$ в (22) становятся неустойчивыми) и состояние ротатора даже под действием слабого возмущения может измениться. Указанное обстоятельство позволяет исследовать закономерности перехода от одного состояния равновесия к другому.

Уравнение (22) имеет особенность типа складки, поэтому при подходе ε к нулю с отрицательной стороны при некотором малом, но отличном от нуля значении $|\varepsilon| = \delta$ имеющиеся возмущения могут выкинуть систему из окрестности положения равновесия [9–11]. При этом система перескочит или к другому далекому положению равновесия, или к какому-либо предельному циклу, или другому более сложному притягивающему множеству. Происходит «катастрофа». Это означает, что при значениях параметра α меньше некоторого критического значения (при котором уравнение Шредингера все еще остается нелинейным) возможны скачкообразные изменения квантовых состояний. Как при этом меняется заселенность энергетических уровней, рассмотрим в двухуровневом приближении.

Полагая, что переход затрагивает только два квантовых состояния, выпишем систему уравнений, определяющую состояние ротатора:

$$\frac{\partial P_{lm}}{\partial t} = \frac{2\alpha}{(1+\alpha^2)\hbar}\left[\left(\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} + \frac{kT}{2}\right)(P_{lm} - 1) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{\hbar^2 l_1(l_1+1)}{2J} + \frac{kT}{2}\right)P_{l_1m_1}\right]P_{lm} = F(P_{lm}, P_{l_1m_1}),$$

$$\frac{\partial P_{l_1m_1}}{\partial t} = \frac{2\alpha}{\left(1+\alpha^2\right)\hbar}\left[\left(\frac{\hbar^2 l_1(l_1+1)}{2J} + \frac{kT}{2}\right)\left(P_{l_1m_1} - 1\right) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} + \frac{kT}{2}\right)P_{lm}\right]P_{l_1m_1} = \Phi(P_{lm}, P_{l_1m_1}). \qquad (24)$$

Допустим, что ротатор находится в равновесном состоянии, соответствующем уровню энергии E_l. Это значит, что для чисел P_{l_1} справедливо

$$P_{l_1} = \begin{cases} 1, & l_1 = l; \\ 0, & l_1 \neq l. \end{cases} \qquad (25)$$

Причем в силу вышеотмеченных обстоятельств можно ожидать, что отличным от нуля является только одно число P_{lm}.

Рассмотрим сначала случай, когда l и l_1 совпадают, причем $l \neq 0$.

Поскольку в рассматриваемом приближении имеет место равенство

$$P_{lm} + P_{lm_1} = 1, \qquad (26)$$

из (24) следует

$$\frac{\partial P_{lm}}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial P_{lm_1}}{\partial t} = 0. \qquad (27)$$

Принимая во внимание свойства решения уравнения (22), можно сделать вывод, что при стохастическом возмущении ротатора квантовые переходы возможны только между состояниями с различной энергией.

В случае, когда $l \neq l_1$, заселенность квантовых состояний, как и в предыдущем случае, определяется системой уравнений (24). Параметрами, позволяющими судить о характере стационарных состояний ротатора и динамике их изменения, являются якобиан системы уравнений (24)

$$\Delta = \begin{vmatrix} F'_{P_{lm}}(P_{lm}, P_{l_1m_1}) & F'_{P_{l_1m_1}}(P_{lm}, P_{l_1m_1}) \\ \Phi'_{P_{lm}}(P_{lm}, P_{l_1m_1}) & \Phi'_{P_{l_1m_1}}(P_{lm}, P_{l_1m_1}) \end{vmatrix} \qquad (28)$$

и сумма диагональных элементов этого якобиана

$$\sigma = F'_{P_{lm}}(P_{lm}, P_{l_1m_1}) + \Phi'_{P_{l_1m_1}}(P_{lm}, P_{l_1m_1}), \qquad (29)$$

вычисленные в точке равновесия (полагаем, что $P_{lm} = 1;\ P_{l_1m_1} = 0$) [12].

Значения этих констант вблизи точек равновесия зависят от величины орбитального квантового числа, момента инерции, температуры и параметра α:

$$\Delta = \left(\frac{\alpha}{(1+\alpha^2)}\right)^2 \frac{1}{J}\left[\frac{\hbar^2 l(l+1)}{J} + kT\right]\left[l(l+1) - l_1(l_1+1)\right]; \qquad (30)$$

$$\sigma = \frac{\alpha}{\hbar\left(1+\alpha^2\right)}\left\{\frac{\hbar^2}{J}\left[2l(l+1) - l_1(l_1+1)\right] + kT\right\}. \qquad (31)$$

Поскольку $\Delta \neq 0$, то точки равновесия являются «грубыми»: вблизи них нет других положений равновесия. Поэтому, если ротатор выйдет из положения равновесия, то при условии, что не возникнет каких-либо устойчивых циклов, он или перейдет в другое состояние равновесия, или вернется в исходное.

Рассмотрим возможные варианты поведения ротатора подробнее.

Пусть $l > l_1$. В этом случае $\Delta > 0$. Имеет место узел [12]. Причем, поскольку $\sigma > 0$, эта точка равновесия является неустойчивой. Поэтому при наличии предпосылок «катастрофы» ротатор может выйти из нее скачком. Каких-либо устойчивых циклов здесь не существует. Действительно, если в результате выхода из положения равновесия ротатор окажется в состоянии, описываемом суперпозицией волновых функций верхнего и нижнего состояния, согласно (5) эта функция имеет вид

$$\psi = \left[C_l \exp\left(-\frac{(i+\alpha)\hbar l(l+1)}{2J(1+\alpha^2)}t\right)\psi_l + C_{k_1} \times\right.$$

$$\times \exp\left(-\frac{(i+\alpha)\hbar l_1(l_1+1)}{2J(1+\alpha^2)}t\right)\psi_{l_1}\Bigg]\Bigg/\left[|C_l|^2 \exp\left(-\frac{\alpha\hbar l(l+1)}{J(1+\alpha^2)}t\right)+\right.$$

$$\left.+|C_{l_1}|^2 \exp\left(-\frac{\alpha\hbar l_1(l_1+1)}{J(1+\alpha^2)}t\right)\right]^{\frac{1}{2}},$$

то в итоге он перейдет со временем на нижний энергетический уровень.

Рассмотрим второй вариант: $l < l_1$.

Точка равновесия в этом случае является седлом и также неустойчива. Это значит, что заселенность нижнего уровня ротатора так же, как и при $l > l_1$, может меняться скачком. Однако здесь имеет место одно важное отличие. Такого рода изменения возможны не всегда.

Действительно, если вывести ротатор из положения равновесия так, что его новое состояние будет описываться суперпозицией вида (32), то со временем ротатор будет возвращаться в исходное состояние. Вообще траектория выхода ротатора из положения равновесия представляет собой петлю, касающуюся сепаратриссы седла [12]. Устойчивость этой петли зависит от знака параметра σ [12]. Если этот параметр в точке равновесия отрицателен, то петля устойчива; если положителен — неустойчива. Следовательно, скачкообразное изменение положения равновесия ротатора возможно только, если $\sigma > 0$. В противном случае, после выхода ротатора из положения равновесия даже при существовании предпосылок для квантового скачка, он вернется в исходное состояние. А это значит, что и верхнее состояние в конечном итоге окажется незаселенным. Из (31) следует, что ротатор не может скачком поменять положение равновесия при

$$T < \frac{\hbar^2}{kJ}\left[l_1(l_1+1) - 2l(l+1)\right], \qquad (33)$$

т.е. при температуре ниже предела, определяемого (33), ротатор, попав в нижнее положение равновесия, не сможет перейти из него на верхний уровень без сильного внешнего воздействия. Следовательно, если рассматривать ансамбль ротаторов, то у них при температуре ниже критической

$$T < 2\hbar^2/kJ \qquad (34)$$

вследствие флуктуаций плотности термостата будет заселено только нижнее энергетическое состояние. Таким образом, будет иметь место Бозе-конденсация состояний ротатора. Как представляется, именно этот эффект проявляется в теплоемкости газов. Важным свойством таких состояний является и то, что у ансамбля ротаторов должно отсутствовать как спонтанное, так и вынужденное излучение. И при температуре ниже предела, определяемого (34), какое-либо излучение, обусловленное вращением, исчезает: молекулы становятся «невидимыми».

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 2. М.: Наука, 1975. 551 с.
2. *Ivanov V.N.* Effect of non-linear interaction of molecules on their radiation // Тез. докл. на Междунар. конф. «Atomic and molecular pulsed lasers». Россия, Томск, 2001. С. 96.
3. *Surian P.R., Angyan J.* Perturbation theory for nonlinear time-independent Schrödinger equations // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. № 1. P. 45–48.
4. *Zwanzig R.W.* Lectures in theoretical physics (Boulder). 1960. P. 3.
5. *Иванов В.Н.* Эвристический способ описания релаксации квантовых систем // Изв. вузов. Физ. 1996. Т. 39. № 2. С. 7–13.
6. *Иванов В.Н.* Связь эффективных волновых функций с формализмом матрицы плотности // Изв. вузов. Физ. 1998. Т. 41. № 7. С. 13–17.
7. *Лэкс М.* Флуктуации и когерентные явления. М.: Мир, 1974. 299 с.
8. *Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М.* Квантовая механика. М.: Просвещение, 1965. 638 с.
9. *Арнольд В.И.* Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1978. 304 с.
10. *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. 368 с.
11. *Арнольд В.И.* Теория катастроф. М.: Наука, 1990. 127 с.
12. *Андронов А.А., Леонтович Е.А., Гордон И.И., Майер А.Г.* Теория бифуркаций динамических систем на плоскости. М.: Наука, 1967. 487 с.

V.N. Ivanov, I.V. Ivanov. **Possble effect of emission «collapse» in an ensemble of interacting molecules.**

The possible effect of collapse of spontaneous and stimulated emission in an ensemble of interacting molecules is predicted. It is supposed that this emission is caused by transitions between rotational levels of molecules. A molecule is modeled by a rotator nonlinearly interacting with the environment, and the dynamics of its state is theoretically investigated. For this purpose the non-linear Schrodinger equation is solved. It is obtained, that under centain conditions rotator states should change in a jump. And at the temperature below some limit, the Bose condensation of rotator states can take place, so in molecules at the temperature below the critical value spontaneous and stimulated emission attributed to rotation of molecules can disappear.