ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том 32, № 4 РАДИОФИЗИКА 1989

УДК 535+530.1

СТАБИЛЬНОЕ НЕРАВНОВЕСИЕ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

В. В. Митюгов

Разобран пример, на котором утверждение Пригожина о минимальном производстве энтропии в стабильном состоянии удается проследить «из первых принципов».

Исследование открытых систем и необратимых процессов неизменно привлекает интерес большинства физиков. Здесь просматривается выход на такие мировоззренческие проблемы, как функционирование и генезис неравновесных структур, причинность, имманентная статистичность квантовой теории. Построен обширный арсенал методов решения конкретных квантово-статистических задач: формализм оператора плотности, различные варианты кинетического уравнения, уравнения для моментов и т. д. Однако наряду с этим всегда существовал соблазн отыскать некие глобальные принципы поведения неравновесных систем, обладающие теми же общностью и предсказательной силой, что и принципы равновесной термодинамики. К сожалению, успехи на этом пути пока достаточно скромны.

В этой ситуации предположение Пригожина о минимальном производстве энтропии [1,2] в стационарно неравновесном (стабильном)* состоянии открытой системы сразу же вызвало оживленную дискуссию. Однако обоснование этого утверждения как принципа строилось на макроскопических моделях, затрудняющих его строгое квантово-теоретическое обоснование. По той же причине условия его применимости (слабая неравновесность — см. [3]) оказались сформулированы довольно нечетко, без указания параметра малости и без оценок.

Поэтому представляет интерес уточнение условий, при которых обсуждаемый принцип сохраняет хотя бы ограниченную справедливость применительно к процессам различной физической природы. Как уже отмечалось, химико-кинетические модели Пригожина и его школы — не слишком удобный объект для такого анализа. Между тем в квантовой радиофизике давно известен класс задач, в которых стабильное неравновесие квантовой системы поддерживается за счет необратимых процессов в окружающей среде. Речь идет о процессах типа оптической накачки. Здесь роль среды играет неравновесное излучение, а в качестве стабильно неравновесной открытой системы выступает квантовый объект с дискретным энергетическим спектром (атом, кристаллические примеси и т. д.). Представляется, что подобные задачи могут быть удобны для проверки общих принципов неравновесной статистики. Мы увидим, что здесь возможно смоделировать необратимые процессы различного типа; к тому же в каждом случае задача может быть поставлена достаточно строго. В сущности к этому классу задач относится даже гомеостазис биосферы Земли, поддерживаемый за счет утилизации солнечного света [4].

В книге [5] приведен абстрактный анализ принципов построения квантовой теории открытых систем. Постановка задачи в предлагаемой статье опирается на эти принципы.

* Мы вводим термин «стабильное» для таких состояний во избежание путаницы. Условие стационарности означает просто коммутативность оператора плотности с гамильтонианом и обеспечивает стабильность состояний лишь в замкнутой системе.

1. Открытая квантовая система. Введем основные понятия, нужные для обсуждения открытых квантовых систем. Пусть внешняя среда представлена последовательностью идентичных физических систем, с которыми поочередно взаимодействует интересующий нас квантовый объект — открытая система. Состояния внешних систем до их взаимодействия с объектом положим статистически независимыми. Нас интересует эволюция состояния объекта под влиянием указанной последовательности воздействий.

Пусть H_r и H_s — операторы Гамильтона одной из внешних систем и рассматриваемого объекта без учета взаимодействия. Обозначим ρ и σ операторы плотности их начальных состояний (вообще говоря, смешанных), наложив условия стационарности $[\rho, H_r] = 0$, $[\sigma, H_s] = 0$ и требование статистической независимости. Пускай символы m, n и μ, ν нумеруют собственные состояния операторов H_r и H_s. Тогда ρ и σ могут быть изображены диагональными матрицами в энергетическом представлении:

$$\langle m|\rho|n\rangle = \rho_n \delta_{mn}, \quad \langle \mu|\sigma|\nu\rangle = \sigma_\nu \delta_{\mu\nu}, \tag{1}$$

а матрица плотности состояния сложной системы — их произведением:

$$\langle m, \mu|\rho\cdot\sigma|n, \nu\rangle = \rho_n \sigma_\nu \delta_{mn} \delta_{\mu\nu}. \tag{2}$$

Взаимодействие H_{int} между указанными частями сложной системы за время t подвергает ее состояние некоторому унитарному преобразованию $U^+(t)\rho\sigma U(t)$, нарушающему статистическую независимость. Результирующие состояния частей будут характеризоваться матрицами

$$\langle m|\rho'|n\rangle = \sum_\nu \langle m, \nu|U^+\rho\sigma U|n, \nu\rangle; \tag{3}$$

$$\langle \mu|\sigma'|\nu\rangle = \sum_n \langle n, \mu|U^+\rho\sigma U|n, \nu\rangle. \tag{4}$$

Задача о стабильном состоянии квантового объекта сводится к отысканию условий, при которых $\langle\mu|\sigma'|\nu\rangle = \langle\mu|\sigma|\nu\rangle$. Легко показать, что если состояние объекта сохраняет стабильность при однократном воздействии внешней системы, то оно не изменится и при любом числе последовательных взаимодействий с цепочкой внешних систем, идентичных и независимых между собой. В случае, когда на объект непрерывным образом воздействует стохастический световой луч, за продолжительность t одного акта взаимодействия следует принять время когерентности луча (см. [6]).

Наложим требование сохранения энергии при взаимодействии $[H_{\text{int}}, H_r + H_s] = 0$ (собственные значения оператора $H_r + H_s$ предполагаются, естественно, вырожденными). Тогда операторы ρ' и σ' снова описывают некоторые стационарные состояния и могут быть изображены диагональными матрицами $\langle m|\rho'|n\rangle = \rho'_n \delta_{nm}$, $\langle\mu|\sigma'|\nu\rangle = \sigma'_\nu \delta_{\mu\nu}$. Введем результирующие энтропии

$$S'_r = -\sum_n \rho'_n \ln \rho'_n, \quad S'_s = -\sum_\nu \sigma'_\nu \ln \sigma'_\nu \tag{5}$$

и аналогично — начальные энтропии S_r, S_s. Обозначим $\Delta S = S'_r + S'_s - S_r - S_s$. Согласно [7] и лемме Клейна (см. [6])

$$\Delta S \geqslant 0. \tag{6}$$

Именно эту величину мы будем трактовать как производство энтропии при одном акте взаимодействия [7].

В частности, если суммарная начальная энтропия $S = S_r + S_s$ максимальна при заданной средней энергии $\langle H_r + H_s\rangle$ сложной системы, то при любом взаимодействии H_{int}, сохраняющем энергию, соотношение (6) допускает возможными лишь равенства $\Delta S = 0$, $\sigma' = \sigma$, $\rho' = \rho$. Этот особый случай безусловной (не зависящей от вида взаимодействия) стабильности состояний составляет предмет изучения равновесной статистики. Если наряду с энергией существуют дополнительные аддитивные инварианты, класс безусловно стабильных состояний может быть расширен за пределы собственно равновесных ансамблей. Конкретная ситуация такого рода будет нами прослежена ниже.

2. Интегралы движения в трехуровневой модели. В качестве внешней системы рассмотрим три полевых осциллятора, частоты которых связаны резонансным соотношением

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 . \tag{7}$$

Квантовым объектом, стабильное неравновесие которого нас будет интересовать, выберем систему с тремя энергетическими уровнями E_1, E_2, E_3. Характер его взаимодействия с осцилляторами поля пока уточнять не будем, потребовав лишь выполнения условий

$$E_3 - E_1 = \hbar\omega_3 , \quad E_3 - E_2 = \hbar\omega_2 , \quad E_2 - E_1 = \hbar\omega_1 . \tag{8}$$

Сначала обратимся к теории нелинейного взаимодействия квантовых световых полей. Обозначим a, b, c операторы уничтожения различных фотонов (квантов энергии осцилляторов) в порядке нумерации частот. Если между осцилляторами существует нелинейное взаимодействие, сохраняющее энергию, то согласно [8] операторы

$$I = b^+ b - a^+ a , \qquad J = c^+ c + b^+ b \tag{9}$$

являются интегралами движения при условии (7). Операторы (9) образуют полную систему сохраняющихся величин в указанной совокупности резонансных осцилляторов. Энергия поля H_r может быть представлена как их линейная комбинация

$$H_r = \hbar\omega_3 (J - \lambda I) , \tag{10}$$

где $\lambda = \omega_1/\omega_3$.

Взаимодействие волн с различными частотами происходит за счет нелинейных свойств среды. При этом полагается, что вещество среды присутствует лишь виртуально, т. е. не способно накапливать или удерживать энергию на заметные времена. В нашем случае вещество представлено трехуровневой системой с конечной энергоемкостью и ненулевыми временами жизни на уровнях. Поэтому величины (9) уже не сохраняются. Тем не менее на их основе удается построить обобщенные интегралы движения, аддитивные для сложной системы поле — вещество.

Покажем, что в нашей модели наряду с энергией существует еще один аддитивный независимый инвариант. В дальнейшем это позволит исследовать класс неравновесных состояний трехуровневого объекта, обладающих свойством безусловной стабильности по отношению к определенному диапазону воздействий.

Построим оператор K, действующий на переменные трехуровневого объекта и в энергетическом представлении изображаемый матрицей

$$\langle \mu | K | \nu \rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \tag{11}$$

Убедимся, что сумма $I + K$ есть интеграл движения в полной системе. Обозначим l, m, n числа фотонов на осцилляторах или собственные значения соответствующих операторов

$$a^+ a | l \rangle = l | l \rangle , \quad b^+ b | m \rangle = m | m \rangle , \quad c^+ c | n \rangle = n | n \rangle . \tag{12}$$

Тогда состояние полной системы будет нумероваться четверкой чисел

$(l, m, n; \nu)$. Учитывая, что K действует на переменные поля как единичный оператор, а I — как единичный на переменные объекта, запишем матричные элементы

$$\begin{aligned} &\langle l, m, n;\ 1\,|I+K|\,l, m, n;\ 1\rangle = \\ &= \langle l-1, m, n;\ 2\,|I+K|\,l-1, m, n;\ 2\rangle = \\ &= \langle l-1, m-1, n;\ 3\,|I+K|\,l-1, m-1, n;\ 3\rangle. \end{aligned} \tag{13}$$

Непосредственной проверкой можно убедиться, что значения этого оператора полностью вырождены на всех состояниях с одинаковой энергией полной системы. Значит, $I+K$ является аддитивным интегралом при любых преобразованиях, сохраняющих суммарную энергию.

Теперь построим матрицу оператора L, дающего аддитивный инвариант в сумме с J. Выберем начало отсчета энергии объекта $E_1=0$. Учитывая (10) и тот факт, что полная энергия H_r+H_s есть аддитивный инвариант, найдем

$$\langle\mu|L|\nu\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{14}$$

Изложенная схема построения аддитивных интегралов движения легко обобщается на случай произвольного числа N уровней энергии вещества. В работе [8] рассмотрена система осцилляторов, между частотами которых существует r резонансных соотношений:

$$\sum_i \omega_i k_{ij} = 0, \quad 1 \leqslant j \leqslant r, \tag{15}$$

где k_{ij} — целые числа. Тогда инварианты типа (9) строятся из операторов $a_i^+ a_i$ чисел фотонов

$$I_\alpha = \sum_i C_i^{(\alpha)} a_i^+ a_i \tag{16}$$

с коэффициентами $C_i^{(\alpha)}$, удовлетворяющими условиям

$$\sum_i C_i^{(\alpha)} k_{ij} = 0 \tag{17}$$

для всех j. В отсутствие энергетического вырождения для вещества и частотного для поля при рассмотрении N-уровневого объекта следует ввести полнорезонансную систему осцилляторов. Это означает, что поле должно быть представлено $N(N-1)/2$ осцилляторами, частоты которых связаны $[N(N-3)/2+1]$ соотношениями (15). Другими словами, каждой паре уровней должен соответствовать один осциллятор. Заметим, что эффекты вырождения также могут быть учтены в духе описанной схемы.

Тем же способом, как это было сделано с операторами K и L, нетрудно найти дополнения к полевым операторам I_α, позволяющие записать аддитивные интегралы движения для полной системы. Поскольку в этой статье мы ограничимся подробным анализом трехуровневой модели, выписывать эти операторы в явном виде не будем.

3. Условное равновесие. Наличие дополнительного к энергии аддитивного инварианта в нашем случае сразу же позволяет расширить класс безусловно стабильных состояний объекта за пределы собственно теплового равновесия. Обозначим R оператор плотности полной системы поле — вещество. Рассмотрим состояние, обеспечивающее максимум энтропии при фиксированных средних значениях $\langle I+K\rangle$, $\langle J+L\rangle$. Оператор R такого состояния определяется из уравнения Эльзассера [9]

$$\ln R = \alpha(I+K) - \beta(J+L) - \gamma 1, \tag{18}$$

где α, β и γ — неопределенные множители Лагранжа. Решение с максимальной энтропией существует, если $\beta>\alpha>0$. Тогда R описывает состояние, обладающее следующими свойствами. Три осциллятора находятся в статистически равновесных (гиббсовских) состояниях, но с различными температурами

$$T_1=\frac{\hbar\omega_1}{\alpha},\quad T_2=\frac{\hbar\omega_2}{\beta-\alpha},\quad T_3=\frac{\hbar\omega_3}{\beta}. \tag{19}$$

Средние значения операторов I, J удобно записать в виде

$$\begin{aligned}\langle I\rangle&=\frac{1}{2}\left(\operatorname{cth}\frac{\beta-\alpha}{2}-\operatorname{cth}\frac{\alpha}{2}\right),\\ \langle J\rangle&=\frac{1}{2}\left(\operatorname{cth}\frac{\beta-\alpha}{2}+\operatorname{cth}\frac{\beta}{2}\right)-1,\end{aligned} \tag{20}$$

а средние числа фотонов $\langle l\rangle$, $\langle m\rangle$ и $\langle n\rangle$ обычным планковским образом выражаются через температуры (19). Например, $\langle l\rangle=$ $=[\exp(\hbar\omega_1/T_1)-1]^{-1}$.

Вещество (трехуровневый объект) согласно (18) находится в смешанном стационарном состоянии, статистически независимом от поля. Учитывая условие нормировки

$$\sum_{\nu=1}^{3}\langle\nu|\sigma|\nu\rangle=1, \tag{21}$$

нетрудно выразить матричные элементы $\langle\nu|\sigma|\nu\rangle$ через средние $\langle K\rangle$ и $\langle L\rangle$:

$$\begin{aligned}\langle 1|\sigma|1\rangle=\langle K-L\rangle,\quad \langle 2|\sigma|2\rangle&=1-\langle K\rangle,\\ \langle 3|\sigma|3\rangle&=\langle L\rangle.\end{aligned} \tag{22}$$

В свою очередь, из (18) обычным образом получим

$$\begin{aligned}\langle K\rangle&=\frac{1+e^{-\beta}}{1+e^{-\alpha}+e^{-\beta}},\\ \langle L\rangle&=[e^{\beta}(1+e^{-\alpha})+1]^{-1}.\end{aligned} \tag{23}$$

Как уже отмечалось, описанное состояние обладает свойством безусловной стабильности. Иначе, при таких начальных условиях никакое взаимодействие поля с веществом не вызовет изменений ни состояния поля, ни состояния вещества, ни энтропии. Причина указанного обстоятельства проста. Найдем локальные температуры Θ_i для каждой пары уровней объекта по отдельности:

$$\begin{aligned}\Theta_1&=\hbar\omega_1\left(\ln\frac{\langle 1|\sigma|1\rangle}{\langle 2|\sigma|2\rangle}\right)^{-1},\quad \Theta_2=\hbar\omega_2\left(\ln\frac{\langle 2|\sigma|2\rangle}{\langle 3|\sigma|3\rangle}\right)^{-1},\\ \Theta_3&=\hbar\omega_3\left(\ln\frac{\langle 1|\sigma|1\rangle}{\langle 3|\sigma|3\rangle}\right)^{-1}.\end{aligned} \tag{24}$$

Простое сравнение показывает, что в нашем случае они совпадают с температурами T_1, T_2, T_3 резонансных осцилляторов. Таким образом, каждая пара уровней как бы находится в тепловом равновесии с надлежащей модой поля. Ситуации, подобные описанной, будем называть условным равновесием. Подчеркнем, что сам объект при этом находится в неравновесном состоянии, поскольку вероятности (22) распределением Гиббса не описываются. Исключение составляет тривиальный случай $T_1=T_2=T_3$.

Заметим, что согласно (19) в условном равновесии температуры осцилляторов обязаны удовлетворять соотношению

$$\omega_1/T_1+\omega_2/T_2=\omega_3/T_3. \tag{25}$$

При выполнении (25) любое начальное состояние объекта будет релаксировать к условному равновесию $\Theta_i=T_i$ за счет последовательных взаимодействий с тройками осцилляторов, начальные состояния которых приготовлены соответствующим образом. По достижении указанных равенств производство энтропии прекратится. Если же (25) не выполнено, то условное равновесие недостижимо и производство энтропии при каждом акте взаимодействия поля с веществом будет ненулевым.

4. Неравновесные потоки. Исследуем свойства стабильного состояния в последнем из упомянутых случаев. Теперь температуры T_1, T_2, T_3 уже представляют собой три независимых параметра, вместе с характером взаимодействия определяющих стабильные значения $\langle\nu|\sigma|\nu\rangle$. Запишем начальную энтропию излучения

$$S_r=\sum_i\left\{\frac{\mathscr{E}_i}{T_i}-\ln\left[1-\exp\left(-\frac{\hbar\omega_i}{T_i}\right)\right]\right\}, \tag{26}$$

где

$$\mathscr{E}_1=\hbar\omega_1\langle l\rangle,\quad \mathscr{E}_2=\hbar\omega_2\langle m\rangle,\quad \mathscr{E}_3=\hbar\omega_3\langle n\rangle.$$

Энтропия объекта

$$S_s=-\sum_\nu\langle\nu|\sigma|\nu\rangle\ln\langle\nu|\sigma|\nu\rangle \tag{27}$$

может быть выражена через $\langle K\rangle$ и $\langle L\rangle$, поскольку справедливость формул (22) не ограничена какими-либо условиями кроме положительной определенности $\langle\nu|\sigma|\nu\rangle$.

Найдем изменения энтропий ΔS_r и ΔS_s, произошедшие в результате взаимодействия. В линейном приближении по $\Delta\mathscr{E}_i$, $\Delta\langle K\rangle$, $\Delta\langle L\rangle$ получим

$$\Delta S_r=\sum_i\frac{\Delta\mathscr{E}_i}{T_i}; \tag{28}$$

$$\Delta S_s=-\frac{\hbar\omega_1}{\Theta_1}\Delta\langle K\rangle+\frac{\hbar\omega_3}{\Theta_3}\Delta\langle L\rangle. \tag{29}$$

Полное производство суммарной энтропии есть $\Delta S=\Delta S_r+\Delta S_s$.

Линейное приближение при вычислении ΔS допускает строгое статистическое обоснование в случае, когда каждый акт взаимодействия достаточно слаб (или непродолжителен) и температуры T_i не слишком низки. Для оптических процессов это соответствует вычислению вероятностей переходов в первом порядке теории возмущений. Заметим, что лишь именно в этом приближении расчет кинетики поглощения и переизлучения света адекватен формулам равновесной квазистационарной термодинамики. Уже двухфотонные процессы, учитываемые в следующем порядке, описывают существенно динамические эффекты. Их аналогом в газовой кинетике может служить, например, ударная волна, возникающая при быстром адиабатическом сжатии газа.

Теперь воспользуемся тем обстоятельством, что суммарные средние $\langle I+K\rangle$, $\langle J+L\rangle$ при взаимодействии сохраняются. Тогда из (28), (29) следует

$$\Delta S=\sum_{i=1}^{3}\Delta\mathscr{E}_i\left(\frac{1}{T_i}-\frac{1}{\Theta_i}\right). \tag{30}$$

Перейдем к сопоставлению требования минимальности ΔS непосредственно с уравнениями, определяющими стабильные $\langle\nu|\sigma|\nu\rangle$. В качестве H_{int} выберем оператор дипольного взаимодействия, отличные от нуля матричные элементы которого в энергетическом представлении имеют вид

$$\begin{aligned}
\langle l+1, m, n; 1\,|H_{\mathrm{int}}|\, l, m, n; 2\rangle &= g_1\sqrt{l+1}\,,\\
\langle l, m+1, n; 2\,|H_{\mathrm{int}}|\, l, m, n; 3\rangle &= g_2\sqrt{m+1}\,,\\
\langle l, m, n+1; 1\,|H_{\mathrm{int}}|\, l, m, n; 3\rangle &= g_3\sqrt{n+1}\,,
\end{aligned}\tag{31}$$

Запишем изменения средних энергий осцилляторов за один акт взаимодействия в первом порядке теории возмущений [10]:

$$\Delta\mathscr{E}_i = \gamma_i\mathscr{E}_i\langle\nu_i|\sigma|\nu_i\rangle\{\exp[\hbar\omega_i(T_i^{-1} - \Theta_i^{-1})]-1\},\tag{32}$$

где $\gamma_i = (g_i t)^2/\hbar^2$, $\nu_{1,3} = 1$, $\nu_2 = 2$. Составим балансные уравнения для стабильного распределения $\langle\nu|\sigma|\nu\rangle$ в том же приближении:

$$\begin{aligned}
\langle 1|\sigma|1\rangle(\gamma_1\langle l\rangle + \gamma_3\langle n\rangle) &= \langle 2|\sigma|2\rangle\gamma_1(\langle l\rangle+1) +\\
&+ \langle 3|\sigma|3\rangle\gamma_3(\langle n\rangle + 1)\,,\\
\langle 2|\sigma|2\rangle[\gamma_1(\langle l\rangle+1)+\gamma_2\langle m\rangle] &= \langle 1|\sigma|1\rangle\gamma_1\langle l\rangle +\\
&+ \langle 3|\sigma|3\rangle\gamma_2(\langle m\rangle + 1)\,.
\end{aligned}\tag{33}$$

Покажем, что при малых отклонениях от условного равновесия требование минимальности ΔS эквивалентно уравнениям (33). Введем безразмерные переменные $x_i = \hbar\omega_i/\Theta_i$, $y_i = \hbar\omega_i/T_i$ и $\varepsilon_i = \mathscr{E}_i/\hbar\omega_i$ (т. е. $\langle l\rangle$, $\langle m\rangle$, $\langle n\rangle$). Разлагая экспоненты в (32) в ряд с точностью до $(x_i - y_i)$, вместо (30) получим

$$\Delta S = \sum_i a_i\varepsilon_i(x_i - y_i)^2\,,\tag{34}$$

где $a_i = \gamma_i\langle\nu_i|\sigma|\nu_i\rangle$. С той же точностью уравнения (33) примут вид

$$\begin{aligned}
a_1\varepsilon_1(x_1 - y_1) &= -a_3\varepsilon_3(x_3 - y_3)\,,\\
a_1\varepsilon_1(x_1 - y_1) &= a_2\varepsilon_2(x_2 - y_2)\,.
\end{aligned}\tag{35}$$

Заметим, что ε_i и $\langle\nu_i|\sigma|\nu_i\rangle$ в предлагаемых условиях суть медленно меняющиеся функции от y_i и (x_1, x_2, x_3) соответственно. С учетом этого обстоятельства и внутреннего ограничения $x_1+x_2=x_3$ условие $\min(\Delta S)$ автоматически приводит к (35).

Состояние тройки осцилляторов удобно характеризовать безразмерным параметром $\delta = y_1+y_2-y_3$. Случай $\delta=0$ отвечает возможности установления условного равновесия. Если δ достаточно мало, условия малости $|x_i - y_i|$ выполняются в широком диапазоне отношений констант γ_i. Тем самым при малых δ гипотеза Пригожина оказывается асимптотически справедливой.

Простая проверка показывает, что в общем случае требование минимальности ΔS не совпадает с условием стабильности распределения $\langle\nu|\sigma|\nu\rangle$. В этой связи уместно обсудить явление гомеостаза, когда стабильное состояние, существенно далекое от условного равновесия, поддерживается за счет увеличения энтропии в окружающей среде. В нашей модели хорошим примером такого рода может служить создание инверсного заполнения $\langle 2|\sigma|2\rangle > \langle 1|\sigma|1\rangle$ при оптической накачке на частоте ω_3. Тогда согласно (24) $\Theta_1<0$, в то время как T_1 положительна по определению. Поэтому параметр $|x_1 - y_1|$ никоим образом не может быть сделан малым без разрушения самого характера процесса. Расчет в терминах вероятностей переходов показывает, что условие стабильного существования инверсии не имеет ничего общего с требованием минимального производства энтропии. Умозрительные соображения позволяют ожидать в структурах с эффективным гомеостазом скорее максимального производства энтропии при взаимодействии со средой. Хорошо сбалансированная экологическая система возвращает в среду энергию «наинизшего качества» из возможных.

Таким образом, в процессах оптической накачки оказывается возможным смоделировать принципиально различные аспекты неравновесной статистики. Так эффект уменьшения спектрального поглощения за счет насыщения квантового перехода моделирует «пригожинскую» ситуацию. Напротив, рабочее вещество лазера в состоянии с отрицательной температурой дает пример «антипригожинского» поведения.

Автор благодарен $\boxed{\text{Н. Г. Денисову}}$ за участие и поддержку, а также признателен М. Е. Герценштейну, С. М. Рытову и В. И. Татарскому за вдумчивый интерес к статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. — М.: ИЛ, 1960.
2. Пригожин И. // УФН. 1980. Т. 131. С. 185.
3. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. — М.: Наука, 1977.
4. Боровицкий С. И., Митюгов В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 5. С. 854.
5. Davies E. B. Quantum Theory of Open Systems. — London: AP, 1976.
6. Митюгов В. В. Физические основы теории информации. — М.: Сов. радио, 1976.
7. Митюгов В. В. // Проблемы управления и теории информации. 1973. Т. 2. № 3—4. С. 243.
8. Башканский Э. Г., Митюгов В. В. // Опт. и спектр. 1973. Т. 35. № 2. С. 315.
9. Elsasser W. M. // Phys. Rev. 1937. V. 52. № 9. P. 987.
10. Лоудон Р. Квантовая теория света — М.: Мир, 1976.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
15 июня 1987 г.

STEADY NON-EQUILIBRIUM OF QUANTUM SYSTEMS

V. V. Mityugov

The example is discussed where Prigogine's assumption on the minimum entropy production for a steady state can be tested using «the first principles».