Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Ю. Артемьев, Квантовые биения поляризаций света, индуцированные анизотропной релаксацией: система с угловым моментом $3/2$, *ТМФ*, 1999, том 118, номер 2, 274–286

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf699>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.174.149.18

26 апреля 2023 г., 16:35:09

КВАНТОВЫЕ БИЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИЙ СВЕТА, ИНДУЦИРОВАННЫЕ АНИЗОТРОПНОЙ РЕЛАКСАЦИЕЙ: СИСТЕМА С УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ $3/2$

Изучаются квантовые биения поляризаций света, излучаемого системой с вырожденными магнитными уровнями. Рассматривается ансамбль атомов, взаимодействующих с аксиально-симметричным окружением и находящихся в состоянии с угловым моментом $S = 3/2$. Показано, что благодаря анизотропной релаксации квантовые биения могут быть реализованы. Найдены необходимые и достаточные условия наблюдения данного эффекта. Доказано, что квантовые биения поляризаций света не могут быть реализованы, если нет никаких корреляций между взаимодействиями “атом-окружение” разной мультипольности. Предложено объяснение данного явления.

1. ВВЕДЕНИЕ

При теоретическом и экспериментальном исследовании динамики и молекулярной организации анизотропно-упорядоченных сред ценную информацию об элементарных процессах, происходящих в таких средах, дают поляризационные характеристики спектральных линий. Это объясняется тем, что анизотропная релаксация приводит к целому классу процессов взаимопревращения и порождения поляризационных моментов и как следствие сопровождается большим разнообразием поляризационно-спектроскопических эффектов [1, 2]. В связи с этим особое значение отводится развитию техники анизотропной релаксации, позволяющей получить важную информацию о внутренних характеристиках исследуемой системы и ее взаимодействии с окружением [1–7]. Одним из перспективных методов изучения анизотропно-упорядоченных сред может стать использование механизма квантовых биений поляризаций света, индуцированных анизотропной релаксацией.

Данное явление было предсказано в работах [1, 8, 9] при теоретическом исследовании зависимости поляризационных характеристик света, излучаемого ансамблем ато-

*Государственный институт физико-технических проблем, Москва, Россия.
E-mail: artemiev@dep11.ifftr.msk.su

мов из состояний с угловыми моментами $S = 1$ и $S = 3/2$. В указанных статьях были найдены соотношения скоростей анизотропной столкновительной релаксации, при которых реализуется переходный процесс биений интенсивностей света различных поляризаций. Было выяснено, что в основе явления лежит эффект взаимного превращения поляризационных моментов различных рангов. В работе [1] авторы выполнили расчеты величины сигнала биений поляризаций для состояния $4p^2P_{3/2}$ атомов калия ($S = 3/2$) в атмосфере ксенона. Максимальная рассчитанная величина сигнала биений достигала 3–4 %. Это позволило сделать вывод [1], что биения поляризаций вполне доступны экспериментальному наблюдению.

В работах [1, 8, 9] авторы использовали управляющие уравнения, которые выводятся в марковской аппроксимации из приближенного решения уравнения фон Неймана–Лиувилля. Однако применение подобного подхода не гарантирует [10–16], что статистический оператор $\rho(t)$, описывающий состояние произвольной подсистемы изолированной квантовой системы, в любой момент времени будет удовлетворять условиям фон Неймана: оставаться эрмитовым, сохранять след и положительность. Убедительное доказательство этого утверждения было получено при исследовании возможности возникновения сигнала квантовых биений поляризаций света, излучаемого атомной системой из состояния с угловым моментом $S = 1$, в условиях $O(2)$ -симметричного окружения. Оказалось [17, 18], что в этом случае условие индуцирования сигнала биений находится в противоречии с требованием полной положительности квантовой динамической полугруппы, описывающей процесс релаксации. Иными словами, явление не может быть реализовано. Таким образом, вопрос о возможности наблюдения явления квантовых биений в системах с вырожденными магнитными подуровнями остается открытым.

Чтобы получить ответ на данный вопрос, целесообразно воспользоваться строгими результатами теории открытых квантовых систем. Как известно [19–26], в представлении Гейзенберга редуцированная динамика подсистемы должна задаваться вполне положительной [27] квантовой динамической полугруппой. В этом случае условия фон Неймана автоматически выполняются [15]. В работе [28] был проведен анализ некоторых хорошо известных управляющих уравнений. В результате было доказано, что некоторые из них могут приводить к решениям, не имеющим отношения к физической реальности.

Основная цель данной работы – доказать совместимость условия реализации сигнала квантовых биений, индуцируемого анизотропной релаксацией, с требованием полной положительности, найти необходимые и достаточные условия наблюдения эффекта в квантовой системе с угловым моментом $S = 3/2$, а также выяснить зависимость данного процесса от характера взаимодействия квантовой системы с окружением.

В разделе 2 излагаются исходные данные, необходимые для дальнейшего исследования. Раздел 3 посвящен изучению и интерпретации явления квантовых биений сигналов поляризаций света, индуцированных анизотропной релаксацией. В нем приводятся основные результаты статьи. В заключении дается оценка полученных результатов.

2. ТЕОРИЯ

Рассмотрим ансамбль квантовых систем S с гамильтонианом H_0 , определенных на гильбертовом пространстве $\mathcal{H}^S$, $\dim \mathcal{H} = N = 2S + 1$. Будем считать, что данный ансамбль взаимодействует с термостатом R . Редуцированная динамика такой системы в марковском приближении описывается квантовым динамическим полугрупповым уравнением [21, 22]

$$\frac{d\rho}{dt} + i[H_0, \rho] = L[\rho], \quad (1)$$

где ρ – статистический оператор исследуемой квантовой системы; $L[\]$ – генератор вполне положительной [27] квантовой динамической полугруппы, отвечающий за процессы релаксации; квадратные скобки $[\ , \]$ обозначают коммутатор. Согласно структурной теореме Коссаковского [22], генератор $L[\]$ можно представить в виде

$$L[\rho] = -i[h, \rho] + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^{N^2-1} c_{ij} \{[F_i, \rho F_j^+] + [F_i \rho, F_j^+]\}, \quad (2)$$

где $h = h^+$, $\text{Tr } h = 0$, $\text{Tr } F_i = 0$, а $\text{Tr}(F_i F_j) = \delta_{ij}$ при всех $i, j = 1, 2, \dots, N^2 - 1$. Операторы h и

$$\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^{N^2-1} c_{ij} \{[F_i, \rho F_j^+] + [F_i \rho, F_j^+]\} \quad (3)$$

являются возмущениями, которые принято называть соответственно механическим и термическим. Эти возмущения описывают влияние окружения R на систему S . Следует отметить, что соотношение (2) дает каноническое разложение генератора $L[\]$ на гамильтонову $-i[h, \rho]$ и диссипативную (3) части и является единственным.

Как уже отмечалось выше, в данной работе нас будут интересовать динамические процессы, протекающие в открытой квантовой системе S с вырожденными магнитными подуровнями. В связи с этим здесь и далее мы будем считать, что для открытой атомной системы S выполняется дополнительное условие $H = H_0 + h = 0$. Такое ограничение можно сделать благодаря независимости операторов H_0 и h от комплексных параметров c_{ij} . Из условия полной положительности квантовой динамической полугруппы следует [22], что коэффициенты c_{ij} образуют неотрицательную матрицу

$$\{c_{ij}\}_{i,j=1}^{N^2-1} \geq 0. \quad (4)$$

При фиксированных базисе операторов $F_i(\mathcal{H})$ и начальных условиях матрица (4) полностью и однозначно задает процесс релаксации открытой атомной системы S .

Следуя работам [1, 2, 8, 9, 29], мы будем рассматривать только случай аксиально-симметричного окружения. Для определенности положим, что ось аксиальной симметрии является Z -осью нашей декартовой системы координат (осью квантования). Поскольку физические свойства ансамбля не зависят от выбора осей X и Y , то направления этих

осей оставим произвольными. В качестве операторов F_i можно выбрать [17, 18, 30–32] q -компоненты

$$T_{kq} = \sum_{\mu, \nu} (-1)^{S-\nu} C_{m-nq}^{S S k} |S\mu\rangle \langle S\nu|$$

неприводимых тензорных операторов T_k [33] группы $SO(3)$. Здесь введены следующие обозначения: $|S\mu\rangle$ и $\langle S\mu|$ – кет- и бра-векторы из пространства $\mathcal{H}^S$, соответствующие чистому состоянию атомной системы, характеризуемому угловым моментом S и магнитным квантовым числом μ ; k – ранг неприводимого тензорного оператора T_k , $0 \leq k \leq 2S$; q обозначает магнитное квантовое число или порядок когерентности, $-k \leq q \leq k$; $C_{m-nq}^{S S k}$ – коэффициенты Клебша–Гордана [34] в обозначениях Биденхарна [35]. Следует подчеркнуть, что существуют две группы симметрии G , имеющие отношение к обсуждаемой проблеме: группа $SO(2)$ двумерных вращений и группа $O(2)$ двумерных вращений и отражений в плоскости, содержащей ось аксиальной симметрии.

В дальнейшем изложении атомную систему, находящуюся в состоянии с угловым моментом S , будем называть спиновой системой S . Предположим, что выполняется условие инвариантности открытой спиновой системы S относительно группы вращений $SO(2)$. В этом случае генератор (2) принимает вид [30, 32]

$$L[\rho] = -i[h, \rho] + \frac{1}{2} \sum_{k, K=1}^{2S} \sum_{q=-\min\{k, K\}}^{\min\{k, K\}} c_q(kK) \{[T_{kq}, \rho T_{Kq}^+] + [T_{kq}\rho, T_{Kq}^+]\}, \quad (5)$$

где

$$h = \sum_{k=1}^{2S} h_k T_{kq}, \quad c_q(kK) = c_{kq, Kq} \delta_{qQ}.$$

Нетрудно показать, что условие полной положительности (4) квантовой динамической полугруппы (5) сводится к неотрицательности матриц

$$\begin{aligned} \{c_q(kK)\}_{k, K=|q|}^{2S} &\geq 0, \quad q = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm 2S, \\ \{c_0(kK)\}_{k, K=1}^{2S} &\geq 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Особый интерес для нас представляет спиновая система S , взаимодействующая с $O(2)$ -симметричным окружением. В этом случае коэффициенты c_{ij} связаны [30] дополнительным соотношением

$$c_q(kK) = (-1)^{k+K} c_{-q}(kK). \quad (7)$$

Величины $c_q(kk)$ можно интерпретировать [32] как q -компоненты силы 2^k -полного взаимодействия квантовой системы S с окружением R , а $c_q(kK)$, $k \neq K$, – как спектральные плотности корреляций между взаимодействиями “квантовая система–окружение”, имеющими мультипольности k и K , соответственно.

При исследовании эволюции спиновых систем принято [36] раскладывать статистический оператор ρ по некоторому полному базису операторов. Воспользуемся представлением мультиполей состояния (поляризационных моментов) квантовой системы

$$\langle T_{kq}^+ \rangle = \text{Tr}(T_{kq}^+ \rho), \quad (8)$$

поскольку оно дает ряд преимуществ при описании и интерпретации поляризационных явлений в условиях высокой симметрии окружения [36–39]. Неприводимые компоненты (8) матрицы плотности ρ допускают простую физическую интерпретацию. Мультипольные моменты ранга $k = 0, 1, 2$ описывают соответственно населенность, ориентацию и выстроенность спиновой системы S . Необходимо подчеркнуть, что в научной литературе применяются различные обозначения и нормировка мультипольных моментов $\langle T_{kq}^+ \rangle$. С некоторыми из них можно ознакомиться по книге [40].

Переход от операторного уравнения (1) к системе дифференциальных уравнений для мультиполей состояния $\langle T_{kq}^+ \rangle$ осуществляется подстановкой в него соотношений (5) и (8). Нетрудно показать [31, 32], что эта система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \langle T_{kq}^+(t) \rangle = - \sum_K \langle T_{Kq}^+(t) \rangle g_q^{(S)}(kK), \quad (9)$$

где

$$g_q^{(S)}(kK) = \sum_{jJ;m} [(-1)^{j+J} c_m(jJ) + (-1)^{k+K} c_{-m}(Jj)] B_{jm,Jm}^{kq,Kq}, \quad (10)$$

$$B_{jm,Jm}^{kq,Kq} = \frac{1}{2} [(2j+1)(2J+1)]^{1/2} \sum_{j_1} [1 - (-1)^{j+j_1+k}] (2j_1+1) \times \\ \times \{ \begin{smallmatrix} j & j_1 & k \\ S & S & S \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} J & j_1 & K \\ S & S & S \end{smallmatrix} \} \sum_{m_1} C_{m m_1 q}^{j j_1 k} C_{m m_1 q}^{J j_1 K}. \quad (11)$$

Здесь выражения в фигурных скобках $\{ \begin{smallmatrix} j & j_1 & k \\ S & S & S \end{smallmatrix} \}$ являются $6j$ -символами [34, 35]; $1 \leq k \leq 2S$, а $-k \leq q \leq k$.

Перейдем к рассмотрению случая, когда квантовую систему возбуждают в состояние с угловым моментом $S = 3/2$. В качестве сигнала поляризации примем разность интенсивностей излучения $\Delta I_{xy} = I_x - I_y$ с поляризациями $\vec{e}_x$ и $\vec{e}_y$ или в терминах мультиполей состояния

$$\Delta I_{xy} \sim \text{Re} \langle T_{22}^+(t) \rangle. \quad (12)$$

Воспользуемся соотношениями (9) и выпишем уравнения, описывающие эволюцию когерентностей $\langle T_{22}^+(t) \rangle$ и $\langle T_{32}^+(t) \rangle$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle T_{22}^+(t) \rangle &= - \langle T_{22}^+(t) \rangle g_2^{(3/2)}(22) - \langle T_{32}^+(t) \rangle g_2^{(3/2)}(23), \\ \frac{d}{dt} \langle T_{32}^+(t) \rangle &= - \langle T_{22}^+(t) \rangle g_2^{(3/2)}(32) - \langle T_{32}^+(t) \rangle g_2^{(3/2)}(33). \end{aligned} \quad (13)$$

Система уравнений (13) легко решается при произвольных начальных условиях $\langle T_{32}^+(0) \rangle$ и $\langle T_{22}^+(0) \rangle$. Ее решение позволяет определить динамику “двухквантового” процесса

$$\langle T_{22}^+(t) \rangle = \sum_{r=1,2} F_r e^{-\delta_r t} e^{-i(\omega_r t + \varphi)}. \quad (14)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} |D|^{1/2} F_1 &= g_2^{(3/2)}(23) \langle T_{32}^+(0) \rangle + [g_2^{(3/2)}(22) - \gamma_2] \langle T_{22}^+(0) \rangle, \\ |D|^{1/2} F_2 &= -g_2^{(3/2)}(23) \langle T_{32}^+(0) \rangle - [g_2^{(3/2)}(22) - \gamma_1] \langle T_{22}^+(0) \rangle, \\ \gamma_1, \gamma_2 &= \frac{1}{2} [g_2^{(3/2)}(33) + g_2^{(3/2)}(22) \pm |D|^{1/2} e^{i\varphi}], \end{aligned} \quad (15)$$

$$D = (g_2^{(3/2)}(33) - g_2^{(3/2)}(22))^2 + 4g_2^{(3/2)}(23)g_2^{(3/2)}(32), \quad (16)$$

$\omega_r = \text{Im } \gamma_r$, $\delta_r = \text{Re } \gamma_r$, $2\varphi = \text{arctg}(\text{Im } D / \text{Re } D)$, $|D|$ – модуль величины D .

Подставляя выражение (14) в соотношение (12) и учитывая радиационное затухание Γ , находим сигнал линейной поляризации света

$$\Delta I_{xy} \sim e^{-\Gamma t} \text{Re} \sum_{r=1,2} F_r e^{-\delta_r t} e^{-i(\omega_r t + \varphi)}. \quad (17)$$

Согласно соотношению (17) форма сигнала зависит от конкретных численных значений параметров γ_1 и γ_2 (15), которые в общем случае являются комплексными. Зависимость формы сигнала от этих параметров заслуживает несколько более подробного обсуждения. Если группой симметрии окружения является группа $O(2)$, как в случае столкновительной релаксации, то скорости релаксации $g_2^{(3/2)}(22)$ и $g_2^{(3/2)}(33)$ принимают вещественные, а $g_2^{(3/2)}(23)$ и $g_2^{(3/2)}(32)$ – чисто мнимые значения. В результате величина D (16) становится действительной. Предположим, что D является положительной. Тогда сигнал поляризации (17) сводится к виду

$$\Delta I_{xy} \sim e^{-\Gamma t} \sum_{r=1,2} N_r e^{-\delta_r t},$$

где величины N_1 и N_2 принимают вещественные значения. Ясно, что в данном случае квантовые биения не реализуются. Совершенно другие релаксационные эффекты имеют место при отрицательных значениях параметра D . Из соотношения (17) получаем, что теперь ситуация меняется и двухквантовый процесс принимает форму затухающих осцилляций

$$\Delta I_{xy} \sim e^{-(\Gamma + \delta_1)t} \text{Im}[F_1 e^{-i\omega_1 t} + F_2 e^{i\omega_1 t}].$$

Именно это явление – объект исследования в данной работе. Затухающие колебания сигнала поляризаций были названы квантовыми биениями поляризаций света, индуцированными анизотропной релаксацией [1, 2, 8, 9, 17, 18, 29]. Следует отметить, что наличие анизотропного окружения играет определяющую роль в возникновении биений поляризаций. В случае изотропной релаксации данный эффект исчезает, поскольку в этом случае скорость релаксации $g_2^{(3/2)}(32)$ обращается в нуль и взаимного превращения двухквантовых когерентностей $\langle T_{22}^+ \rangle$ и $\langle T_{32}^+ \rangle$ не происходит.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В предыдущем разделе было показано, что квантовые биения поляризаций света, индуцированные анизотропной релаксацией, могут быть зарегистрированы лишь при выполнении условия

$$\operatorname{Im} \gamma_1 \neq 0 \quad \text{и (или)} \quad \operatorname{Im} \gamma_2 \neq 0. \quad (18)$$

Для открытой квантовой системы с группой симметрии $O(2)$ это условие принимает более простой вид

$$D = (g_2^{(3/2)}(33) - g_2^{(3/2)}(22))^2 + 4(g_2^{(3/2)}(32)g_2^{(3/2)}(23)) < 0. \quad (19)$$

Остается проверить совместимость соотношений (18) и (19) с условием полной положительности (4) квантовой динамической полугруппы, ответственной за процессы релаксации. Другими словами, следует выяснить, какими физическими свойствами должна обладать открытая квантовая система, чтобы квантовые биения поляризаций света имели место. Чтобы найти ответ на данный вопрос, воспользуемся соотношениями (10) и (11), связывающими скорости релаксации мультиполей состояния $g_2^{(3/2)}(kK)$ ($k, K = 2, 3$) с элементами $c_m(jJ)$. Будем считать, что группой симметрии окружения является группа $SO(2)$. С учетом соотношений, выписанных в приложении А, после ряда преобразований получаем выражения для скоростей релаксации мультиполей состояния

$$\begin{aligned} 2g_2^{(3/2)}(23) &= (b^- + \alpha^-) + i(b^+ + \beta^+), \\ 2g_2^{(3/2)}(32) &= (b^- - \alpha^-) + i(b^+ - \beta^+) \end{aligned} \quad (20)$$

и разности скоростей релаксации

$$g_2^{(3/2)}(33) - g_2^{(3/2)}(22) = \alpha^+ + i\beta^-. \quad (21)$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{aligned} \alpha^\pm &= \frac{3}{5}c_1^\pm(11) - c_1^\pm(22) + \frac{2}{5}c_1^\pm(33) + \frac{2\sqrt{6}}{5}\operatorname{Re} c_1^\pm(13), \\ \beta^\pm &= -2\sqrt{\frac{3}{5}}\operatorname{Im} c_1^\pm(12) + 2\sqrt{\frac{2}{5}}\operatorname{Im} c_1^\pm(23), \\ b^+ &= -\operatorname{Im} c_0^+(13), \\ b^- &= -\frac{1}{5}c_1^-(11) - c_1^-(22) + \frac{1}{5}c_1^-(33) - c_3^-(33) + \\ &\quad + \frac{4}{\sqrt{5}}\operatorname{Re} c_0^-(12) - \frac{4\sqrt{6}}{5}\operatorname{Re} c_1^-(13) - \frac{2}{\sqrt{5}}\operatorname{Re} c_0^-(23) + 2\operatorname{Re} c_2^-(23), \end{aligned}$$

где

$$c_q^\pm(kK) = \frac{1}{2}[c_q(kK) \pm (-1)^{k+K}c_{-q}(kK)]. \quad (22)$$

Следует подчеркнуть, что переход к величинам (22) особенно полезен при изучении различия процессов релаксации в условиях $SO(2)$ - и $O(2)$ -симметрии окружения. Если

симметрией окружения является группа $O(2)$, то для параметров $c_q(kK)$ выполняется [30] дополнительное условие $c_q(kK) = (-1)^{k+K} c_{-q}(kK)$ и как следствие отличными от нуля остаются лишь величины $c_q^+(kK)$. Кроме того, параметры $c_q^+(kK)$ теперь совпадают с параметрами $c_q(kK)$. Другими словами, параметры (22) характеризуют нарушение инвариантности релаксационного процесса относительно отражения в плоскости, содержащей ось аксиальной симметрии Z .

Вернемся к рассмотрению выражения (16). С учетом соотношений (20) и (21) его можно переписать следующим образом:

$$D = [(\alpha^+)^2 + (\beta^+)^2 - (b^+)^2] - [(\alpha^-)^2 + (\beta^-)^2 - (b^-)^2] + 2i[b^+b^- + \alpha^+\beta^- - \alpha^-\beta^+]. \quad (23)$$

Величина $g_2(33) + g_2(22)$ имеет более сложный вид и в общем случае также является комплексной:

$$\begin{aligned} g_2(33) + g_2(22) = & \frac{4}{5}c_0^+(11) + c_1^+(11) + c_0^+(22) + c_1^+(22) + c_2^+(22) + \\ & + \frac{1}{5}c_0^+(33) + c_1^+(33) + c_2^+(33) + c_3^+(33) - \frac{4}{5}\operatorname{Re} c_0^+(13) + \\ & + \frac{i}{\sqrt{5}}[\operatorname{Im} c_0^-(12) - 2\operatorname{Im} c_0^-(23)]. \end{aligned} \quad (24)$$

Подстановка соотношений (20)–(24) в (18) дает основной результат данной работы – соотношение скоростей релаксации, при котором может иметь место сигнал квантовых биений.

Из-за громоздкости данного соотношения мы ограничимся случаем, когда группой симметрии окружения является группа $O(2)$. Такой выбор значительно упрощает последующее рассмотрение и, как будет видно из дальнейшего, не сказывается на окончательном ответе на вопрос о совместимости условия реализации сигнала квантовых биений поляризаций с требованием полной положительности квантовой динамической подгруппы. Принимая во внимание $O(2)$ -симметрию окружения, можно показать, что величина (24) становится действительной, тогда как $g_2(32)$ и $g_2(23)$ остаются чисто мнимыми. Теперь соотношение (23) следует заменить на соотношение $D = (\alpha^+)^2 + (\beta^+)^2 - (b^+)^2$, и условие реализации квантовых биений поляризаций света принимает вид

$$\begin{aligned} 25[\operatorname{Im} c_0(13)]^2 & > 20[\sqrt{2}\operatorname{Im} c_1(23) - \sqrt{3}\operatorname{Im} c_1(12)]^2 + \\ & + [3c_1(11) - 5c_1(22) + 2c_1(33) + 2\sqrt{6}\operatorname{Re} c_1(13)]^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Если открытая квантовая система обладает симметрией относительно обращения времени, то для скоростей релаксации выполняется [41] условие $g_q(kK) = g_q(Kk)$ (справедливое в такой форме для столкновительной релаксации в приближении прямолинейных траекторий). В результате соотношение (25) еще более упрощается и принимает вид

$$25[\operatorname{Im} c_0(13)]^2 > [3c_1(11) - 5c_1(22) + 2c_1(33) + 2\sqrt{6}\operatorname{Re} c_1(13)]^2.$$

Подведем итоги нашего рассмотрения. Согласно условию полной положительности (6) параметр релаксации $\text{Im } c_0(13)$ не зависит от величин $c_1(kK)$. Поэтому при любых значениях правой части соотношения (25) найдется такое значение параметра $\text{Im } c_0(13)$, при котором требование (25) выполняется. Этим доказывается возможность индуцирования сигнала квантовых биений поляризаций света, обусловленных анизотропной релаксацией. Необходимость наличия корреляций $\text{Im } c_0(13) > 0$ взаимодействий “спин-окружение” рангов $k = 1, 3$ для наблюдения данного явления становится очевидной.

Для интерпретации полученных результатов обратимся к физическому смыслу параметров $c_q(kK)$ [32]. Нулевые компоненты $c_0(kK)$ описывают адиабатическое возмущение спиновой системы S (спин-спиновую релаксацию или дефазировку). (Более подробное рассмотрение данного вопроса приведено в приложении Б.) Если взаимодействия разных мультипольностей k спиновой системы с окружением не коррелированы, то релаксационные механизмы, обусловленные этими взаимодействиями, дают аддитивный вклад в динамику двухквантовых когерентностей. Наличие корреляций $c_0(kK)$, $k \neq K$, может принципиально изменить характер наблюдаемого сигнала. Предположим, что влияние $O(2)$ -симметричного окружения на квантовую систему $S = 3/2$ представляется взаимодействиями рангов $k = 1, 3$. Тогда корреляция $c_0(13)$ этих взаимодействий вносит дополнительный вклад в спин-спиновую релаксацию и сопровождается взаимным превращением двухквантовых когерентностей $\langle T_{22}^+ \rangle$ и $\langle T_{32}^+ \rangle$. С помощью соотношения $g_2^{(3/2)}(32) = g_2^{(3/2)}(23) = -i \text{Im } c_0(13)/2$ легко заметить, что возрастание спектральной плотности корреляции $c_0(13)$ приводит к усилению корреляции двухквантовых процессов. В конечном счете при выполнении условия (25) возникают периодические осцилляции (аналог спинового эха) двухквантовой когерентности $\langle T_{22}^+ \rangle$, что и приводит к появлению в сигнале поляризации (17) квантовых биений.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе доказано, что условие индуцирования сигнала квантовых биений ансамблем атомов, находящихся в возбужденном состоянии с угловым моментом $S = 3/2$, и вырожденной системой магнитных уровней, не противоречит основополагающим принципам квантовой механики (условиям фон Неймана). Выбор формализма квантовых динамических полугрупп позволил решить поставленную задачу строго и найти необходимые и достаточные условия возникновения рассматриваемого эффекта. Таким образом, полученные результаты опровергают общепринятое мнение [40], что квантовые биения не могут быть реализованы в системах с вырожденными состояниями.

В работе [1] представлен расчет сигнала биений поляризаций для атомов калия в атмосфере ксенона. Согласно установленным выше результатам и приведенной в [1] оценке можно сделать общее утверждение о том, что в системах с угловым моментом $S = 3/2$ данное явление доступно экспериментальному наблюдению. В то же время следует подчеркнуть, что квантовые биения поляризаций проявляются лишь при выполнении определенных условий постановки эксперимента. Для наблюдения эффекта прежде

всего необходимо обеспечить корреляцию $c_0(kK) \neq 0$ механизмов взаимодействия “ато-
 мы–окружение” разных мультипольностей k . Специфические требования к характеру
 взаимодействия атомного ансамбля с окружением объясняют отсутствие на сегодняш-
 ний день достоверных экспериментальных данных о наблюдении квантовых биений в
 системах с вырожденными состояниями.

Замечательной особенностью явления квантовых биений поляризаций, индуцируе-
 мых анизотропной релаксацией, является то, что оно открывает целый класс интерфе-
 ренционных явлений в системах с вырожденными состояниями и предоставляет новые
 возможности для исследования свойств анизотропно-упорядоченных сред.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Учитывая свойства коэффициентов Клебша–Гордана и $6j$ -символов [35], можно пе-
 реписать выражения (11) для коэффициентов $B_{jm, Jm}^{kq, Kq}$, входящих в соотношение (18), в
 следующем виде:

$$\begin{aligned}
 B_{1m, 1m}^{22, 22} &= \frac{1}{120}(1+m)(2-m)(3-m)(4-m), \\
 B_{2m, 2m}^{22, 22} &= \frac{1}{120}(2+m)(3-m) \left[m(m+1) + \frac{1}{4}(4-m)(5-m) \right], \\
 B_{3m, 3m}^{22, 22} &= \frac{1}{120} \frac{1}{4}(1+m)(2+m)(3+m)(4-m), \\
 B_{1m, 2m}^{22, 22} &= 0, \\
 B_{2m, 1m}^{22, 22} &= \frac{1}{120} \frac{1}{4\sqrt{5}}(3-m)(4-m^2)^{1/2} [(4-m)(5-m) + 24m(1+m)], \\
 B_{1m, 3m}^{22, 22} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{2}(1+m)(4-m) [(4-m^2)(9-m^2)]^{1/2}, \\
 B_{3m, 1m}^{22, 22} &= B_{1m, 3m}^{22, 22}, \\
 B_{2m, 3m}^{22, 22} &= \frac{1}{120} \frac{1}{2\sqrt{5}}(2+m)(9-m^2)^{1/2} [(4-m)(5-m) - m(1+m)], \\
 B_{3m, 2m}^{22, 22} &= 0; \\
 B_{1m, 1m}^{22, 32} &= \frac{1}{120} \frac{1}{2}(3m-1)(1+m)(2-m)(3-m)(4-m), \\
 B_{2m, 2m}^{22, 32} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{4}m(2+m)(3-m) [2(1+m)(5-3m) + (4-m)(5-m)], \\
 B_{3m, 3m}^{22, 32} &= \frac{1}{120} \frac{1}{4}(1+m)(2+m)(3+m)(2-m)(4-m), \\
 B_{1m, 2m}^{22, 32} &= -\frac{1}{120} \frac{\sqrt{5}}{2}(1-m)(1+m)(3-m)(4-m)(4-m^2)^{1/2}, \\
 B_{2m, 1m}^{22, 32} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{4\sqrt{5}}(2+3m)(3-m)(4-m)(5-m)(4-m^2)^{1/2}, \\
 B_{1m, 3m}^{22, 32} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{2}(1+m)(2-m)(4-m) [(4-m^2)(9-m^2)]^{1/2},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_{3m,1m}^{22,32} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{4} (3m-1)(1+m)(4-m) [(4-m^2)(9-m^2)]^{1/2}, \\
B_{2m,3m}^{22,32} &= \frac{1}{120} \frac{1}{4\sqrt{5}} [(1-m)(4-m)(5-m) - 2m(1+m)(8-3m)] \times \\
&\quad \times (2+m)(9-m^2)^{1/2}, \\
B_{3m,2m}^{22,32} &= \frac{1}{120} \frac{\sqrt{5}}{4} (1-m)(1+m)(2+m)(4-m)(9-m^2)^{1/2}, \\
B_{1m,1m}^{32,22} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{20} (3m+2)(2-m)(3-m)(4-m)(5-m), \\
B_{2m,2m}^{32,22} &= 0, \\
B_{3m,3m}^{32,22} &= \frac{1}{120} \frac{1}{20} [m(1+m)(8-3m) + 2(1-m)(4-m)(5-m)] \times \\
&\quad \times (2+m)(3+m), \\
B_{1m,2m}^{32,22} &= B_{2m,1m}^{22,32}, \\
B_{2m,1m}^{32,22} &= B_{1m,2m}^{22,32}, \\
B_{1m,3m}^{32,22} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{10} (2+3m)(4-m)(5-m) [(4-m^2)(9-m^2)]^{1/2}, \\
B_{3m,1m}^{32,22} &= \frac{1}{120} \frac{1}{20} [(1-m)(4-m)(5-m) - 12m(1+m)(8-3m)] \times \\
&\quad \times [(4-m^2)(9-m^2)]^{1/2}, \\
B_{2m,3m}^{32,22} &= B_{3m,2m}^{22,32}, \\
B_{3m,2m}^{32,22} &= B_{2m,3m}^{22,32}; \\
B_{1m,1m}^{32,32} &= \frac{1}{120} \frac{1}{20} (2+3m)^2(2-m)(3-m)(4-m)(5-m), \\
B_{2m,2m}^{32,32} &= \frac{1}{120} \frac{5}{4} (1-m)^2(1+m)(2+m)(3-m)(4-m), \\
B_{3m,3m}^{32,32} &= \frac{1}{120} \frac{1}{20} [m(1+m)(8-3m)^2 + (1-m)^2(4-m)(5-m)] \times \\
&\quad \times (2+m)(3+m), \\
B_{1m,2m}^{32,32} &= \frac{1}{120} \frac{1}{4\sqrt{5}} (2+3m)m(3-m)(4-m)(5-m)(4-m^2)^{1/2}, \\
B_{2m,1m}^{32,32} &= \frac{1}{120} \frac{\sqrt{5}}{4} (1+m)(1-m)(3-m)(4-m)(1-3m)(4-m^2)^{1/2}, \\
B_{1m,3m}^{32,32} &= -\frac{1}{120} \frac{1}{20} (1-m)(4-m)(5-m)(2+3m) [(4-m^2)(9-m^2)]^{1/2}, \\
B_{3m,1m}^{32,32} &= B_{1m,3m}^{32,32}, \\
B_{2m,3m}^{32,32} &= \frac{1}{120} \frac{\sqrt{5}}{4} (1+m)(2+m)(1-m)(2-m)(4-m)(9-m^2)^{1/2},
\end{aligned}$$

$$B_{3m,2m}^{32,32} = \frac{1}{120} \frac{1}{4\sqrt{5}} [(8-3m)(5-3m)(1+m) - (1-m)(4-m)(5-m)] \times \\ \times m(2+m)(9-m^2)^{1/2}.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Покажем, что параметры релаксации $c_0(jJ)$ не вносят вклада в скорости релаксации $g_0^{(S)}(kK)$ “нульквантовой” когерентности $\langle T_{k0}^+ \rangle$ и, следовательно, не влияют на диссипативные процессы, протекающие в квантовой системе. Для этого выделим в выражении (10) слагаемое, соответствующее параметрам релаксации $c_0(jJ)$,

$$g_0^{(S)}(kK) = \sum_{j,J} [(-1)^{j+J} c_0(jJ) + (-1)^{k+K} c_0(Jj)] B_{j0,J0}^{k0,K0} + \\ + \sum_{j,J} \sum_{m \neq 0} [(-1)^{j+J} c_m(jJ) + (-1)^{k+K} c_m(Jj)] B_{jm,Jm}^{k0,K0}. \quad (\text{Б.1})$$

Найдем значение величины $B_{j0,J0}^{kq,Kq}$ при $q = 0$. Согласно выражению (11) имеем

$$B_{j0,J0}^{k0,K0} = \frac{1}{2} [(2j+1)(2J+1)]^{1/2} \sum_{j_1} [1 - (-1)^{j+j_1+k}] (2j_1+1) \times \\ \times \{ \begin{smallmatrix} j & j_1 & k \\ S & S & S \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} J & j_1 & K \\ S & S & S \end{smallmatrix} \} C_{000}^{jj_1k} C_{000}^{Jj_1K}.$$

Заметим, что для четных значений $j + j_1 + k$ равен нулю множитель $[1 - (-1)^{j+j_1+k}]$, а для нечетных [35] — коэффициенты Клебша–Гордана $C_{000}^{jj_1k}$. Следовательно, первое слагаемое в выражении (Б.1) равно нулю и не дает вклада в скорость релаксации $g_0(kK)$. Этим доказывается сделанное выше утверждение, что параметры $c_0(kK)$ не отвечают за спин-решеточную релаксацию. Они связаны только с адиабатическими возмущениями квантовой системы, т.е. со спин-спиновой релаксацией и дефазировкой.

Список литературы

- [1] А. Г. Петрашень, В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. ЖЭТФ. 1993. Т. 104. С. 2610.
- [2] С. А. Казанцев, А. Г. Петрашень, В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. ЖЭТФ. 1994. Т. 106. С. 698.
- [3] T. R. J. Dinesen, B. C. Sanctuary. J. Chem. Phys. 1994. V. 101. P. 7372.
- [4] I. Furo, B. Halle. Phys. Rev. E. 1995. V. 51. P. 466.
- [5] S. Gustafsson, B. Halle. Mol. Phys. 1993. V. 80. P. 549.
- [6] C. Coupry, M.-T. Chenon, L. G. Werbelow. J. Chem. Phys. 1994. V. 101. P. 899.
- [7] R. S. Stark, R. L. Vold, R. R. Vold. J. Magn. Reson. 1979. V. 33. P. 421.
- [8] В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. Опт. и спектр. 1989. Т. 66. С. 763.
- [9] А. Г. Петрашень, В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. Опт. и спектр. 1990. Т. 69. С. 17.
- [10] E. B. Davies. Commun. Math. Phys. 1974. V. 39. P. 91.
- [11] E. B. Davies. Ann. Inst. Henri Poincaré. 1975. V. 11. P. 265.
- [12] E. B. Davies. Math. Ann. 1976. V. 219. P. 147.
- [13] R. Dümcke, H. Spohn. Z. Phys. B. 1979. V. 34. P. 419.
- [14] M. Celio, D. Loss. Physica A. 1989. V. 158. P. 769.
- [15] P. Beck, K. Lendi. Phys. Rev. A. 1993. V. 47. P. 346.

- [16] *B. M. Garraway*. Phys. Rev. A. 1997. V. 55. P. 2290.
- [17] *А. Ю. Артемьев*. ТМФ. 1991. Т. 87. С. 34.
- [18] *А. Ю. Артемьев, О. И. Фусун*. Опт. и спектр. 1991. Т. 71. С. 21.
- [19] *K. Kraus*. Ann. Phys. (N.Y.). 1971. V. 64. P. 311.
- [20] *A. Kossakowski*. Rep. Math. Phys. 1972. V. 3. P. 247.
- [21] *G. Lindblad*. Commun. Math. Phys. 1976. V. 48. P. 119.
- [22] *V. Gorini, A. Kossakowski, E. C. G. Sudarshan*. J. Math. Phys. 1976. V. 17. P. 821.
- [23] *V. Gorini, A. Frigerio, A. Kossakowski, M. Verri, E. C. G. Sudarshan*. Rep. Math. Phys. 1978. V. 13. P. 149.
- [24] *H. Spohn*. Rev. Mod. Phys. 1980. V. 53. P. 568.
- [25] *H. Spohn, J. L. Lebowitz*. Adv. Chem. Phys. 1978. V. 38. P. 109.
- [26] *R. Alicki*. General theory and application to unstable particles. In: Quantum Dynamical Semigroups and Applications. Eds H. Araki et al. Lecture Notes in Phys. V. 286. Berlin: Springer, 1987. P. 1; *K. Lendi*. N-level systems and application to spectroscopy. In: Quantum Dynamical Semigroups and Applications. Eds H. Araki et al. Lecture Notes in Phys. V. 286. Berlin: Springer, 1987. P. 95.
- [27] *W. F. Stinespring*. Proc. Am. Math. Soc. 1955. V. 6. P. 211.
- [28] *M. Cellio, D. Loss*. Physica A. 1989. V. 158. P. 769.
- [29] *S. A. Kazantsev, A. G. Petrashen, V. N. Rebane, T. K. Rebane, V. N. Funtov, C. Neureiter, L. Windholz*. Physica Scripta. 1995. V. 52. P. 572.
- [30] *А. Ю. Артемьев*. ТМФ. 1989. Т. 79. С. 323.
- [31] *А. Ю. Артемьев*. ТМФ. 1990. Т. 83. С. 447.
- [32] *А. Ю. Артемьев*. Phys. Rev. A 1996. V. 54. P. 2779.
- [33] *A. Omont*. Prog. Quantum Electron. 1977. V. 5. P. 69.
- [34] *Д. А. Варшолович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский*. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
- [35] *Л. Биденгарн, Дж. Лаук*. Угловой момент в квантовой механике. Теория и приложения. Т.1, 2. М.: Мир, 1984.
- [36] *Р. Эрнст, Дж. Боденгаузен, А. Вокаун*. ЯМР в одном и двух измерениях. М.: Мир, 1990.
- [37] *B. C. Sanctuary, T. K. Halstead, P. A. Osment*. Mol. Phys. 1983. V. 49. P. 753.
- [38] *B. C. Sanctuary*. J. Magn. Reson. 1983. V. 61. P. 116.
- [39] *F. P. Темте, В. С. Sanctuary*. Z. Naturforsch. 1985. V. 41a. P. 361.
- [40] *К. Блум*. Теория матрицы плотности и ее приложения. М.: Мир, 1983.
- [41] *А. Г. Петрашень, В. Н. Ребане, Т. К. Ребане*. ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 46.

Поступила в редакцию 22.VI.1998 г.