

ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ ВРЕМЕНИ В ДИНАМИКЕ ОТКРЫТЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

*Н. К. Соловаров**, *В. Ф. Тарасов*

*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского —
обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ Российской академии наук
420029, Казань, Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 2018 г.

При описании динамики квантовых систем, взаимодействующих с когерентным внешним электромагнитным полем, за начало отсчета времени в лабораторной системе координат традиционно принимается момент начала действия возбуждающего (измерительного) поля. С использованием представления о «внезапной смерти» когерентности в наблюдаемой квантовой системе вводится определение локальных полностью некогерентных подансамблей квантовой системы, в которых она находится с определенной вероятностью в каждый момент времени в процессе непрерывного наблюдения (измерения). Для таких подансамблей произвольный момент времени в лабораторной системе координат является начальным моментом взаимодействия с внешним (измерительным) полем. В результате динамика открытой квантовой системы представляется суперпозицией динамик локальных подсистем с непрерывным распределением времен начала взаимодействия с внешним полем. Получено выражение динамического «многовременно-го» вклада в стационарное решение уравнений Блоха, наглядно демонстрирующее в полуклассическом приближении смысл относительности времени в динамике двухуровневых квантовых систем. Показано, что такой динамический «многовременной» вклад объясняет возникновение квантовых биений на нулевой частоте (эффект Ханле, пересечение уровней) в ЭПР.

DOI: 10.1134/S0044451018090055

1. ВВЕДЕНИЕ. ДЕКОГЕРЕНЦИЯ И РЕЛАКСАЦИЯ В ДИНАМИКЕ ОТКРЫТОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ

Термин «динамика открытых квантовых систем» объединяет широкий круг задач от обоснования и интерпретации квантовой теории до приложений в спектроскопии и квантовой информатике [1–7]. Теоретическая проблема состоит в обосновании уравнения временной динамики редуцированной (приведенной) матрицы плотности наблюдаемой квантовой системы, в котором учтено ее взаимодействие с диссипативным окружением в процессе наблюдения (измерения). Наблюдение квантовой системы во многих экспериментах включает ее взаимодействие с внешним когерентным электромагнитным полем, когда гамильтониан замкнутой системы можно представить выражением

$$H_{SVFE}(t) = H_S + V(t) + H_F(t) + H_{SE} + E,$$

* E-mail: solovar@kfti.knc.ru

где H_S — гамильтониан наблюдаемой квантовой системы, которую мы полагаем системой атомов, $H_F(t)$ — гамильтониан внешнего возбуждающего (измерительного) поля, $V(t)$ — гамильтониан взаимодействия наблюдаемой системы с внешним полем, E — гамильтониан ненаблюдаемой диссипативной системы (окружения), H_{SE} — гамильтониан взаимодействия наблюдаемой и диссипативной систем [1–3, 7]. Мы в явной форме отмечаем зависимости $H_F(t)$ и $V(t)$ от времени, имея в виду необходимость привязки времени к лабораторной системе координат, связанной с моментом включения возбуждающего (измерительного) поля. Решение проблемы принято представлять в виде управляющего уравнения (master equation), схема формирования которого представлена на рис. 1 [2].

Верхней горизонтальной стрелкой на рис. 1 указано на то, что динамика матрицы плотности замкнутой квантовой системы определяется решением уравнения Неймана. Вертикальными стрелками отмечены операции перехода от матрицы плотности замкнутой системы к матрице плотности наблюдаемой (измеряемой, редуцированной) подсистемы

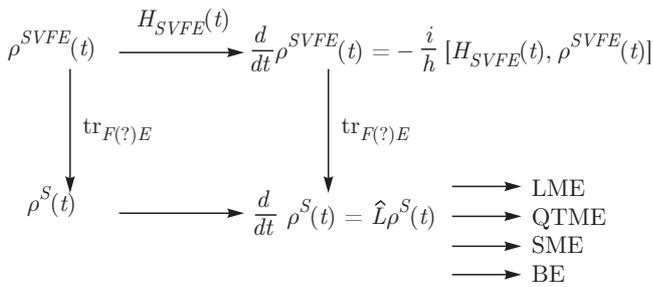


Рис. 1. Схема формирования управляющего уравнения динамики редуцированной (приведенной) матрицы плотности наблюдаемой квантовой системы. Здесь $\rho^{SVFE}(t)$ — матрица плотности замкнутой квантовой системы, $\rho^S(t)$ — приведенная (редуцированная) матрица плотности наблюдаемой квантовой системы, $\text{tr}_{F(?)E}$ — операция взятия следа по состояниям внешнего возбуждающего (измерительного) поля и ненаблюдаемой диссипативной подсистемы. Знаком вопроса в операции взятия следа по состояниям возбуждающего (измерительного) поля отмечено, что эта операция в общем случае не определена. \hat{L} — генератор (супероператор), структура которого определяется видом атомной системы, возбуждающего поля, диссипативной системы и их взаимодействий [1–3, 7]. Для конкретных реализаций оператора \hat{L} известны несколько форм управляющих уравнений, отмеченных стрелками: LME (Lindblad master equation) — управляющее уравнение в форме Линдблада; QTME (quantum trajectories master equation) — управляющее уравнение в форме квантовых траекторий; SME (stochastic master equation) — стохастическое управляющее уравнение; BE (Bloch equation) — уравнения Блоха

(слева) и от уравнения Неймана к управляющему уравнению (справа). Вид генератора (супероператора) \hat{L} в общем случае неизвестен, поскольку нет точного решения для динамики даже более простой замкнутой системы с гамильтонианом $H_{SVF}(t)$, где отсутствует диссипативная подсистема [6]. Поэтому генератор \hat{L} вводится с использованием приближений о свойствах возбуждающего (измерительного) поля, свойствах диссипативной подсистемы, характере и величине взаимодействия наблюдаемой квантовой системы с полем и диссипативной подсистемой в приложении к конкретным экспериментальным условиям. В различных приложениях к задачам непрерывных квантовых измерений на кубитах распространены следующие формы управляющего уравнения: LME (Lindblad master equation) — управляющее уравнение в форме Линдблада, QTME (quantum trajectories master equation) — управляющее уравнение в форме квантовых траекторий, SME (stochastic master equation) — стохастическое управляющее уравнение [1–5]. Термин «управляю-

щее уравнение» часто используется для ограниченной задачи о динамике открытой квантовой системы без возбуждающего (измерительного) поля [1–5].

Рассмотрение действия возбуждающего (измерительного) поля по схеме рис. 1 приводит к необходимости проводить усреднение по состояниям поля. Обоснование и процедура этой операции активно обсуждаются в теории непрерывных квантовых измерений, и результат представляется в форме стохастического управляющего уравнения. Идея перехода от управляющего уравнения к стохастическому управляющему уравнению состоит в том, что в каждый малый интервал времени в процессе измерения учитывается «декогеренция» наблюдаемой квантовой системы. Система в конце каждого интервала времени оказывается с определенной вероятностью в одном из ее собственных состояний. И эволюция наблюдаемой квантовой системы на каждом интервале времени происходит по множеству квантовых траекторий [2, 7].

В оптической и микроволновой спектроскопии потеря наблюдаемой квантовой системой когерентности (уменьшение со временем недиагональных элементов редуцированной матрицы плотности) и установления равновесного значения населенностей (диагональных элементов матрицы плотности) исторически считается обусловленной взаимодействием с диссипативным окружением (термостатом) и обозначается термином «релаксация» [6]. В теории квантовых измерений процесс «мгновенной» потери когерентности наблюдаемой квантовой системой при измерении принято называть «декогеренцией» [1–5, 7] и отождествлять с процессом редукции волновой функции при квантовом измерении. Физическое различие так определенных процессов декогеренции и релаксации и их математического описания остается в настоящее время предметом дискуссий [8]. Иногда декогеренция отождествляется с «поперечной релаксацией» (характеризуемой временем T_2 при использовании полуфеноменологического описания динамики квантовых систем уравнениями Блоха), тогда как термин «релаксация» отождествляется с «продольной релаксацией» (с временем T_1).

Представление о неполноте принятого описания обоих процессов (релаксации и декогеренции) в динамике открытой квантовой системы сформировалось у нас при объяснении природы узкой линии ЭПР ионов тулия в синтетическом форстерите в нулевом внешнем магнитном поле [9, 10]. Условия наблюдения линии соответствовали пересечению атомных уровней, поэтому линия интерпрети-

рвалась нами как проявление квантовых биений или эффекта Ханле [11–14] в магнитном резонансе. Эксперименты [9, 10] проводились методом стационарной сверхвысокочастотной ЭПР-спектроскопии с относительно медленной модуляцией магнитного поля, когда справедливо приближение адиабатически медленного прохождения резонанса. В таких условиях ширина ЭПР-линий поглощения примесных парамагнитных центров в кристаллах определяется неоднородной шириной резонансного перехода, а спектры ЭПР в большинстве случаев хорошо описываются стационарными решениями уравнений Блоха [15–20]. Однако в стационарных решениях уравнений Блоха эффекты квантовых биений не содержатся (в том числе и эффект Ханле как частный случай проявления квантовых биений [6, 11–14]). В оптике модель формирования квантовых биений в излучении атомных систем основывается на импульсном приближении, когда световой поток представляется последовательностью импульсов (фотонов) в случайные моменты времени [6]. Квазирезонансные импульсы-фотоны возбуждают атомные когерентности с собственными частотами на близких по частоте атомных переходах. Интерференция атомных когерентностей с близкими частотами является причиной квантовых биений [6, 11–14], поскольку сигнал от таких биений не усредняется при стационарном возбуждении в окрестности пересечения уровней (при стремлении разности частот интерферирующих атомных когерентностей к нулю).

В магнитном резонансе приближение классического возбуждающего поля считается справедливым во всех используемых диапазонах частот, а напряженность поля традиционно описывается гармонической функцией с заданным в лабораторной системе отсчета временем начала возбуждения. При справедливости приближения адиабатически медленного прохождения магнитного резонанса время от начала действия внешнего классического квазирезонансного поля полагается превышающим все времена релаксации (стремящимся к бесконечности). Поэтому в стационарных решениях управляющих уравнений для матрицы плотности наблюдаемой квантовой системы (уравнений Блоха для двухуровневой системы), описывающих установившуюся динамику атомной когерентности (как в магнитном резонансе [6, 15, 16, 18], так и в оптических двухуровневых задачах с когерентным лазерным возбуждением [6, 17, 18]), не сохраняются быстрорелаксирующие атомные когерентности, аналогичные тем, которые ответственны за квантовые биения в оптике.

В решениях уравнений Блоха такие быстрорелаксирующие атомные когерентности существуют только на временах (с момента начала действия возбуждающего поля), сравнимых со временами необратимой релаксации [6, 12–20].

Таким образом, если объяснять природу формирования наблюдаемой узкой линии ЭПР при пересечении уровней проявлением квантовых биений, то возникает необходимость обоснования применимости принятого в оптике импульсного приближения [6]. Возможны два подхода: 1) отказаться от полуклассического приближения в ЭПР, т. е. представлять СВЧ-поле (как в оптике) потоком СВЧ-импульсов-фотонов; 2) полагать, что импульсный характер взаимодействия атомной системы с непрерывным гармоническим классическим полем обусловлен характером динамики самой атомной (спиновой) системы. Мы не нашли экспериментальных обоснований для отказа от классического описания электромагнитного поля в ЭПР, поэтому развиваем представление о том, что импульсный характер возбуждения когерентности в непрерывно измеряемой атомной (спиновой) системе обусловлен процессом «внезапной смерти» когерентности [21–27].

2. ПРОЯВЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ВРЕМЕНИ В ДИНАМИКЕ ДВУХУРОВНЕВОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ

Явление «внезапной смерти» квантовой запутанности и когерентности (sudden death of entanglement and coherence) было теоретически предсказано [21–24] и экспериментально подтверждено [25–27] в системах двухуровневых квантовых объектов (фотонов, электронных спинов), рассматриваемых в качестве кубитов — возможных элементов устройств квантовой информатики. Явление состоит в полной потере (обнулении) первоначально существовавшей (или созданной) в квантовой системе запутанности и когерентности за короткий (меньше времен релаксации) интервал времени. Физической причиной внезапной смерти является отсутствие коррелированности в процессах декогеренции на разных элементах (кубитах) квантовой системы [21–24]. Явление экспериментально изучено на системах ограниченного (малого) числа квантовых объектов — пар коррелированных фотонов [25, 26], одиночных электронно-ядерных пар спинов (азотных вакансий в алмазе) [27].

Принципиальный шаг настоящей работы состоит в предположении, что явление внезапной смерти ко-

герентности существует в многочастичной атомной (спиновой) системе.

Предположение о существовании внезапной смерти когерентности в наблюдаемом ансамбле атомов соответствует утверждению, что состояние наблюдаемого (измеряемого) ансамбля в произвольный момент времени характеризуется матрицей плотности вида

$$\rho^S(t) = P_{coh}(t)\rho_{coh}^S(t) + P_{noncoh}(t)\rho_{noncoh}^S(t), \quad (1)$$

где $P_{coh}(t)$ и $P_{noncoh}(t)$ — вероятности соответственно когерентного и некогерентного состояний системы, $P_{coh}(t) + P_{noncoh}(t) = 1$, $\rho_{coh}^S(t)$ — матрица плотности когерентного подансамбля атомов с ненулевыми недиагональными элементами, $\rho_{noncoh}^S(t)$ — матрица плотности некогерентного подансамбля с нулевыми недиагональными элементами. Процедура вывода управляющего уравнения по схеме рис. 1 для ансамбля атомов [1, 2, 5, 6] приводила к решениям только для когерентной части матрицы плотности, что соответствует $P_{coh}(t) = 1$, $P_{noncoh}(t) = 0$ в выражении (1). Такие решения соответствуют утверждению о бесконечном времени существования когерентности (спад по экспоненциальному закону) на всех атомах ансамбля. Постулируемое в (1) существование «некогерентного» подансамбля атомов (спинов) соответствует представлению, что в произвольный момент времени часть атомов (спинов) в результате процессов, приводящих к внезапной смерти когерентности, находится в состоянии с полной потерей памяти о когерентных характеристиках предшествующего взаимодействия с внешним когерентным возбуждающим (измерительным) полем.

Ограничимся рассмотрением динамики двухуровневой атомной системы в условиях, соответствующих наблюдению стационарного сигнала поглощения внешнего когерентного поля при адиабатически медленном прохождении резонанса (как в экспериментальной ситуации [9, 10]). Тогда в любой момент времени в атомной системе существует динамическое равновесие между процессом когерентизации наблюдаемой атомной системы в результате взаимодействия с внешним когерентным полем и процессом ее полной декогеренции в результате взаимодействия с диссипативным окружением и измерительным прибором, т. е. вероятности P_{coh} , P_{noncoh} принимают установившиеся, не зависящие от времени значения.

Полагаем справедливыми приближения, позволяющие описывать динамику двухуровневого ансамбля атомов во внешнем квазирезонансном поле уравнениями Блоха [6, 14–18].

Дальнейшее рассмотрение основывается на представлении, что для некогерентного подансамбля атомов произвольный момент времени в лабораторной системе координат является начальным моментом взаимодействия с непрерывно действующим когерентным возбуждающим (измерительным) полем, т. е. гамильтониан взаимодействия некогерентного подансамбля с внешним полем имеет вид $V(t)\theta(t)$, где $\theta(t)$ — ступенчатая тэта-функция Хевисайда. Тогда динамика некогерентного подансамбля с каждого момента времени t описывается решениями уравнений Блоха с началом действия поля в этот момент времени.

Наглядную картину такой динамики удобно представить в форме, предложенной в работе [19], поэтому пользуемся принятыми там обозначениями уравнений Блоха и их решений:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \frac{M_x}{T_2} \mathbf{i} - \frac{M_y}{T_2} \mathbf{j} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \mathbf{k}, \quad (2)$$

где $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z)$ — вектор намагниченности с компонентами, M_0 — равновесное значение намагниченности вдоль оси z в отсутствие квазирезонансного внешнего магнитного поля, γ — гиромагнитное отношение, T_1 и T_2 — времена соответственно продольной и поперечной релаксаций, \mathbf{H} — приложенное внешнее постоянное магнитное поле вдоль оси z и квазирезонансное переменное магнитное поле вдоль оси x :

$$H_x = H_1 \cos \omega t, \quad H_y = H_1 \sin \omega t, \quad H_z = H_0. \quad (3)$$

Решения системы уравнений (2), (3) представлены в работе [19] в матричной форме:

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{A}(t)\mathbf{M}_0 + \mathbf{B}(t)\mathbf{M}^{st}, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{M}(t) = \begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ M_z(t) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}_0 = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ m_0 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{M}^{st} = \begin{pmatrix} u^{st} \\ v^{st} \\ M_z^{st} \end{pmatrix},$$

$u(t), v(t), M_z(t)$ — компоненты вектора намагниченности во вращающейся с угловой частотой ω относительно оси z системе координат; u_0, v_0, m_0 — значения этих компонент в начальный момент времени, соответствующий моменту включения переменного

поля, компоненты вектора \mathbf{M}^{st} описывают известные установившиеся стационарные значения компонент намагниченности к моменту времени, значительно превышающему времена релаксации T_1 и T_2 [6, 14–18]; аналитические выражения для компонент квадратных матриц третьего порядка $\mathbf{A}(t)$ и $\mathbf{B}(t)$ приведены в работах [19, 20]. Два слагаемых в решениях (4) соответствуют двум качественно разным динамическим процессам. Первое характеризует биэкспоненциальное (с временами T_1, T_2) затухание начальных (в момент начала действия переменного поля) компонент намагниченности (переходные процессы), которыми при описании стационарных процессов традиционно пренебрегают. Второе слагаемое характеризует биэкспоненциально нарастающие компоненты, которые принимают квазистационарные значения \mathbf{M}^{st} , общепринято используемые для описания формы линии резонансного поглощения в стационарном режиме [6, 15–20].

Постулируемое существование в непрерывно наблюдаемой (измеряемой) системе некогерентного подансамбля атомов (1) со ступенчатым характером возбуждения вида $V(t)\theta(t)$ означает, что переходные процессы в атомной системе существуют в любой момент времени. Оценим их вклад в характеризующую поглощение компоненту намагниченности $v(t)$ в стационарном режиме возбуждения для случая слабого переменного поля с отличной от точного резонанса частотой. Некогерентность подансамбля соответствует начальным значениям намагниченности $u_0(\tau) = v_0(\tau) = 0$ для произвольного значения $\tau \leq t$ в лабораторной системе отсчета времени, а стационарность режима наблюдения соответствует постоянной величине начального значения z -компоненты намагниченности для такого подансамбля, т. е. $m_0(\tau) = m_0 = \text{const}$. Тогда, согласно решению (4), вклад в компоненту $v(t)$ от некогерентного подансамбля, начинающего взаимодействовать с внешним переменным полем в момент τ , равен

$$v(t, \tau) = A_{23}(t - \tau)m_0 + B_{22}(t - \tau)v^{st}(m_0), \quad (5)$$

где

$$v^{st}(m_0) = -\frac{\omega_1 T_2 m_0}{1 + \delta^2 T_2^2 + \omega_1^2 T_1 T_2} \approx -\frac{\omega_1 T_2 m_0}{1 + \delta^2 T_2^2}$$

— стационарное значение v -компоненты при начальном состоянии некогерентного подансамбля m_0 , $\delta = \gamma H_0 - \omega$ — отклонение частоты переменного поля от резонансной. Полагая $T_1 \gg T_2$ и соответственно пренебрегая слагаемым $1/T_1$ по сравнению с $1/T_2$, а также выражениями, пропорциональными

$\exp[(\tau - t)/T_1]$, по сравнению со слагаемыми, пропорциональными $\exp[(\tau - t)/T_2]$, в выражениях для компонент $A_{23}(t - \tau)$, $B_{22}(t - \tau)$, получим

$$v(t, \tau) \approx \frac{\omega_1 T_2}{\sqrt{1 + \delta^2 T_2^2}} \left\{ -\exp\left(\frac{\tau - t}{T_2}\right) \times \right. \\ \left. \times [\sin \vartheta \cos \delta(t - \tau) + \cos \vartheta \sin \delta(t - \tau)] \right\} m_0 + \\ + \left[1 - 2 \exp\left(\frac{\tau - t}{T_2}\right) \cos \delta(t - \tau) \right] v^{st}(m_0), \quad (6)$$

где $\text{tg } \vartheta \approx -1/\delta T_2$. Слагаемые в выражении (6) описывают осциллирующие с частотой δ затухающую и нарастающую компоненты $v(t, \tau)$, причем амплитуда осцилляций убывает со временем релаксации T_2 . По физической природе такие осцилляции соответствуют нутациям, хорошо известным в импульсных экспериментах как в магнитном резонансе [6, 15, 16, 18], так и в оптике [17, 18]. Как видно из соотношения (6), фазовый параметр ϑ заметно меняется в пределах однородной ширины линии, перераспределяя относительные величины синфазной и квадратурной компонент, но не влияет на вклад, пропорциональный установившейся компоненте намагниченности $v^{st}(m_0)$ в стационарном режиме. Поскольку регистрируется интегральный вклад в поглощение за интервал времени $T \gg T_2$ от некогерентных подансамблей, дающих вклад в $v(t)$, мы не будем здесь анализировать роль ϑ в форме наблюдаемой линии поглощения и положим для качественной оценки $\sin \vartheta = 0$. Тогда $v(t, T)$ определяется выражением

$$v(t, T) \approx \frac{1}{T} \int_{t-T}^t v(t, \tau) d\tau \approx \frac{\omega_1 T_2 m_0}{T \sqrt{1 + \delta^2 T_2^2}} \times \\ \times \int_{t-T}^t \left[-\exp\left(\frac{\tau - t}{T_2}\right) \cos \delta(t - \tau) \right] d\tau + \\ + \frac{v^{st}(m_0)}{T} \int_{t-T}^t \left[1 - 2 \exp\left(\frac{\tau - t}{T_2}\right) \cos \delta(t - \tau) \right] d\tau, \quad (7)$$

в которое входит постоянное слагаемое $v^{st}(m_0)$, неотличимое в экспериментах от установившегося вклада за весь период наблюдения; поэтому его здесь не рассматриваем.

Остается вклад от осциллирующих компонент, приближенно равный

$$v(t) \approx -\frac{\omega_1 T_2^2 m_0}{t} \times \left[(1 + \delta^2 T_2^2)^{-3/2} - 2(1 + \delta^2 T_2^2)^{-2} \right], \quad (8)$$

где интервал интегрирования распространен на все время наблюдения, $\lim T = t$. Таким образом, сигнал от некогерентных подансамблей содержит вклад в форме квадрата лоренцевой линии $(1 + \delta^2 T_2^2)^{-2}$ от нарастающих осциллирующих компонент и более слабый вклад, пропорциональный $(1 + \delta^2 T_2^2)^{-3/2}$, от затухающих осциллирующих компонент. Их знаки противоположны, причем первый соответствует поглощению, а второй — излучению, т. е. сигнал (8) в целом описывает дополнительное поглощение. Отметим, что природа этого дополнительного поглощения отлична от обычно рассматриваемого стационарного резонансного поглощения, описываемого лоренцевой кривой $v^{st}(M_z^{st})$. Дополнительное поглощение обусловлено квазирезонансным вкладом в поглощение от нутационных колебаний вектора Блоха, которые обычно не рассматриваются в стационарном режиме.

Для описания наблюдаемой формы линии поглощения необходимо учесть существование неоднородного уширения, т. е. умножить выражение (8) на функцию (обычно гауссову), характеризующую распределение собственных резонансных частот (здесь разброс δ рассматриваемого ансамбля атомов (спинов)). Поэтому при большой неоднородной ширине перехода такой дополнительный слабый сигнал неотличим от обычно наблюдаемого сигнала поглощения в стационарном режиме. Нам известно единственное исключение, где проявляется вклад в стационарный сигнал от переходных процессов, — это сигнал пересечения уровней или эффект Ханле [6, 11–14].

3. МОДЕЛЬ ПОЛУКЛАССИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ КВАНТОВЫХ БИЕНИЙ (ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ, ЭФФЕКТА ХАНЛЕ) В ЭПР

Рассмотрим дополнительный вклад в сигнал ЭПР вида (8) в случае пересечения уровней. Для наглядности на рис. 2 приведены схема пересекающихся в нулевом магнитном поле сверхтонких подуровней иона Tm^{3+} в форстерите и экспериментально наблюдаемые в этом случае узкие линии поглощения [9, 10]. На рис. 2 штриховыми стрелками отмечены два разрешенных перехода. Моделируем динамику намагниченности на каждом из этих переходов уравнениями Блоха, полагая, что частота внеш-

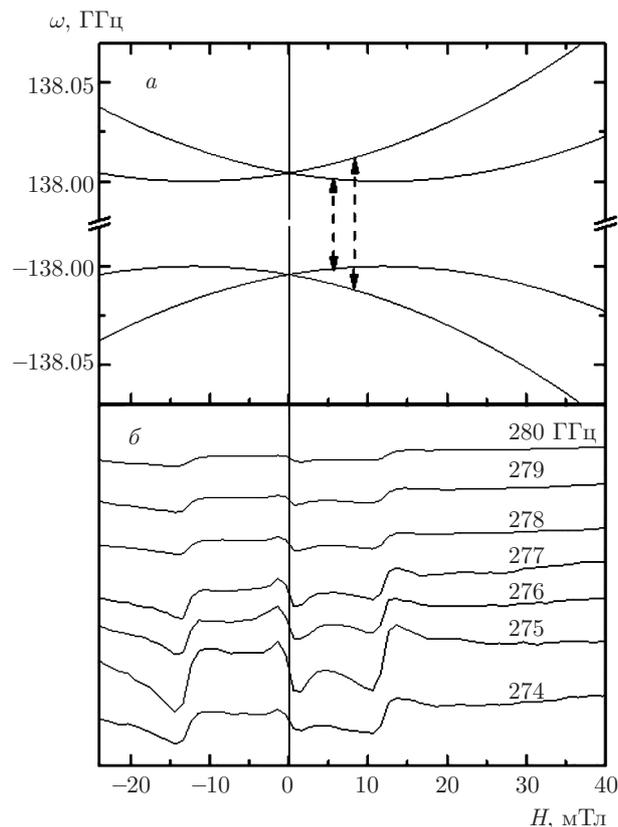


Рис. 2. а) Теоретические зависимости энергии (в единицах частоты) электронно-ядерных уровней от магнитного поля для иона Tm^{3+} в форстерите с расщеплением электронных уровней в кристаллическом поле $\Delta'_0 = 276$ ГГц. Штриховые стрелки показывают разрешенные переходы между сверхтонкими подуровнями с одинаковыми проекциями ядерного магнитного момента. б) Спектры ЭПР иона Tm^{3+} в форстерите вблизи нулевого значения магнитного поля. Цифры в правой части спектров показывают рабочую частоту спектрометра

него переменного поля равна $(\omega_+ + \omega_-)/2$, где ω_+ и ω_- — частоты резонансных переходов, $\omega_+ \geq \omega_-$. Такой выбор оправдан в случае большой неоднородной ширины линий переходов, когда для заданной частоты ω квазирезонансного переменного поля можно считать равновероятным существование подансамблей атомов (спинов) с резонансными частотами ω_+ и ω_- . Кроме того, мы, как и раньше (см. переход от формулы (6) к (7)), пренебрегаем зависимостью фазы нутационных осцилляций от величины отклонения частоты δ от резонансной для каждого перехода, т. е. полагаем

$$\text{tg } \vartheta_{\pm} = (1/T_1 - 1/T_2)/\delta_{\pm} \approx -1/\delta_{\pm} T_2 \approx \text{const.}$$

Полагаем одинаковыми времена поперечной релаксации и начальные условия для вкладов в поглоще-

ние вида (8) на обоих переходах. Тогда суммарный вклад в стационарное поглощение от нестационарной динамики подансамблей с непрерывным распределением времен начала возбуждения определяется выражением, которое дает величину, в два раза большую, чем формула (8):

$$v_+(t) + v_-(t) \approx \frac{2(\omega_1 T_2^2 m_0)}{t} \times \left[(1 + \delta^2 T_2^2)^{-3/2} - 2(1 + \delta^2 T_2^2)^{-2} \right], \quad (9)$$

где $\delta = [\delta_{\pm}] = [\omega_{\pm} - \omega]$. Хотя это выражение не отличается от (8), его формирование, вследствие интерференционного сложения осциллирующих компонент намагниченности близких по частоте переходов на одном атоме, определяет возможность его наблюдения на фоне большого неоднородного уширения Δ немагнитной природы. Действительно, считая амплитуду модуляции постоянного магнитного поля при регистрации ЭПР-сигнала малой, такой что $\delta_{max} \ll \Delta$, форму сигнала (9) можно считать постоянной по всей неоднородной немагнитной ширине линии. Конечно, неоднородность локальных магнитных полей, как обычно, дает вклад в наблюдаемую форму сигнала пересечения уровней. По-видимому, вследствие магнитного неоднородного уширения наблюдаемый ЭПР-сигнал Ханле иона Tm^{3+} в форстерите [9, 10] имел форму, близкую к гауссовой.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Использовано предположение о внезапной смерти когерентности как физической причине существования некогерентных подансамблей атомов (спинов) в непрерывно измеряемой когерентным квазирезонансным полем атомной системе. Следующее из него представление о непрерывном распределении времен начала взаимодействия внешнего когерентного возбуждающего (измерительного) поля с некогерентными подансамблями квантовой системы позволило объяснить наблюдаемый в ЭПР [9, 10] эффект квантовых биений на нулевой частоте (пересечение уровней, эффект Ханле).

2. В полуклассической модели Блоха динамики двухуровневых атомов (спинов) получено выражение формы интерференционного сигнала Ханле (сигнала пересечения уровней, сигнала квантовых биений на нулевой частоте). Показано, что форма этого сигнала отлична от обычно принимаемой лоренцевой.

3. Использованное нами предположение о внезапной смерти когерентности не является единственно возможной физической причиной существования некогерентных подансамблей атомов в непрерывно измеряемой когерентным полем атомной системе. Релаксационные процессы взаимодействия каждого атома с диссипативным окружением (термостатом) сопровождаются потерей когерентности в каждом элементарном акте квантового перехода, что также может быть обоснованием существования некогерентных подансамблей атомной системы. Кроме того, квантовая механика является стохастической (вероятностной) теорией, в которой необходимо не только учитывать вероятность процесса взаимодействия атомов с внешним измерительным полем, но и рассматривать вероятность того, что такое взаимодействие не произошло, т. е. система осталась в некогерентном состоянии, находясь под действием когерентного поля. Нам представляется, что в принятой процедуре получения управляющего уравнения динамики открытых квантовых систем такие процессы не рассматриваются, за исключением стохастического управляющего уравнения, где такой подход сформулирован для частных случаев динамики кубитов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.-Р. Breuer, Е.-М. Laine, J. Piilo et al., *Rev. Mod. Phys.* **88**, 021002 (2016).
2. М. Sarovar, in *Quantum Information Science and Technology* (CS191–Fall 2014), Lecture 15, <https://inst.eecs.berkeley.edu/~cs191/archives.html>
3. В. Е. У. Svensson, *Quanta* **2**, 18 (2013).
4. R. B. Griffiths, arXiv:quant-ph/1704.08725.
5. К. Hornberger, in *Entanglement and Decoherence: Foundations and Modern Trends*, ed. by A. Buchleitner, C. Viviescas, and M. Tiersch, *Lect. Notes Phys.* **768**, Springer, Berlin–Heidelberg (2009), p. 221.
6. К. Блум, *Теория матрицы плотности и ее приложения*, Мир, Москва (1983).
7. К. Jacobs and D. A. Steck, *Contemp. Phys.* **47**, 279 (2006).
8. А. М. Shakirov, А. N. Rubtsov, А. I. Lichtenstein et al., *Phys. Rev. B* **96**, 094410 (2017).
9. В. Ф. Тарасов, Н. К. Соловаров, Е. В. Жариков, *Опт. и спектр.* **121**, 614 (2016).

10. Н. К. Соловаров, В. Ф. Тарасов, Е. В. Жариков, Письма в ЖЭТФ **104**, 91 (2016).
11. В. Г. Показаньев, Г. В. Скродцкий, УФН **107**, 623 (1972).
12. Л. Н. Новиков, Г. В. Скродцкий, Г. И. Соломахо, УФН **113**, 597 (1974).
13. Е. Б. Александров, Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка, УФН **129**, 155 (1979).
14. Е. Б. Александров, В. С. Запасский, *О фотонах и спинах*, Изд-во Санкт-Петербургского ун-та, Санкт-Петербург (2009).
15. А. Лёше, *Ядерная индукция*, Изд-во иностр. лит., Москва (1963).
16. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, Изд-во иностр. лит., Москва (1963).
17. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, Москва (1978).
18. Дж. Д. Макомбер, *Динамика спектроскопических переходов*, Мир, Москва (1979).
19. P. K. Madhu and A. Kumar, Concepts Magn. Res. **9**, 1 (1997).
20. T. E. Skinner, Phys. Rev. A **97**, 013815 (2018).
21. Ting Yu and J. H. Eberly, Phys. Rev. Lett. **93**, 140404 (2004).
22. T. Yu and J. H. Eberly, Phys. Rev. Lett. **97**, 140403 (2006).
23. Ting Yu and J. H. Eberly, Quant. Inform. and Comput. **7**, 459 (2007).
24. K. Bu, Swati, U. Singh, and J. Wu, Phys. Rev. A **94**, 052335 (2016).
25. M. P. Almeida, F. de Melo, M. Hor-Meyll et al., Science **316**, 579 (2007).
26. A. Salles, F. de Melo, M. P. Almeida et al., Phys. Rev. A **78**, 022322 (2008).
27. F. Wang, P.-Y. Hou, Y.-Y. Huang et al., arXiv: quant-ph/1801.02729