

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА РЕЗОНАНСНУЮ ЧАСТОТУ И ЗАТУХАНИЕ СВОБОДНОЙ ИНДУКЦИИ В МАТЕРИАЛАХ С АНИЗОТРОПНЫМИ СПИНОВЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Э. Х. Халваши*

Батумский государственный университет им. Шота Руставели
6000, Батуми, Грузия

Поступила в редакцию 24 ноября 2025 г.
после переработки 28 июня 2026 г.
Принята к публикации 28 июня 2026 г.

Для описания влияния релаксации поперечных компонент электронных спинов (далее — релаксация) на резонансную частоту и затухание сигнала свободной индукции в условиях электронного парамагнитного резонанса в материалах с анизотропными спиновыми взаимодействиями (взаимодействие с кристаллическим полем и взаимодействие Дзялошинского–Мория) рассматривается движение поперечных компонент полного электронного спина после радиочастотного импульса, поворачивающего компоненту полного спина на угол $\pi/2$. Записаны и решены уравнения движения для поперечных компонент полного спина. Получены выражения, описывающие резонансную частоту и затухание сигнала свободной индукции с учетом эффекта релаксации в различных случаях. Также получены выражения для зависимости резонансной частоты и сигнала свободной индукции от ориентации внешнего постоянного магнитного поля. В качестве примера рассмотрены соединения $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ и KCuF_3 . В случае указанных образцов построены графики угловой зависимости резонансной частоты в кристаллографических плоскостях ab , ac , bc и сигнала свободной индукции полного спина локализованных электронов при постоянном магнитном поле $H_0 \parallel a, b, c$ относительно осей кристаллографической системы координат.

Ключевые слова: магнитный резонанс, материалы с анизотропными спиновыми взаимодействиями, релаксация электронных спинов, сдвиг резонансной частоты, затухание свободной индукции

DOI: 10.31857/S0044451026090033

1. ВВЕДЕНИЕ

Свободные колебания, релаксация, сдвиг резонансной частоты, ширина и форма резонансной линии дают информацию о строении вещества, характере, иерархии и константах спиновых взаимодействий [1–6].

Прежде чем сформулировать цель настоящей работы, отметим следующее. В лантановых манганитах (ЛМ) ширину линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) определяют анизотропные взаимодействия спинов с кристаллическим полем (ВКП) и взаимодействие Дзялошинского–Мория (ВДМ) [3, 4]. Имеются магнетики (KCuF_3 ,

$\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{LiCuCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{Cu}(\text{HCOO})_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ и др.), в ширину линии ЭПР которых основной вклад дают ВДМ. В [4] изучена угловая зависимость сдвига частоты и ширины линии ЭПР $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$. В работе [5] подобные исследования были проведены с использованием соединений $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$. В [6] изучена угловая зависимость ширины линии ЭПР кристалла с кооперативным эффектом Яна–Теллера KCuF_3 . В [7] введено и изучено динамическое ВДМ системы перовскита соединения KCuF_3 . Хорошо известно также, что исследования ширины линии и затухания сигнала свободной индукции дополняют друг друга [1].

Влияние взаимодействия спинов с кристаллическим полем на резонансную частоту (РЧ) ЭПР описано в [4] с использованием уравнений регулярно (нерелаксационного) движения спинов. Как будет

* E-mail: enver.khalvashi@bsu.edu.ge

показано ниже, в материалах с анизотропным спиновым взаимодействием вклад в сдвиг резонансной линии будет также обусловлен релаксацией локализованных электронных спинов (в соединениях с пренебрежимо малым взаимодействием спинов с кристаллическим полем сдвиг будет обусловлен только релаксацией).

Таким образом, цель данной статьи — изучить влияние релаксации на резонансную частоту и сигнал свободной индукции (ССИ) после радиочастотного ЭПР-импульса, поворачивающего компоненту полного спина на угол $\pi/2$, в соединениях с анизотропными спиновыми ВКП и ВДМ. Для численных расчетов и построения зависимостей РЧ и ССИ от ориентации кристалла относительно внешнего магнитного поля H_0 будем использовать данные конкретных соединений: $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ и KCuF_3 [4–7].

Отметим, что далее мы будем использовать локальную и кристаллографическую системы координат с осями x, y, z и a, b, c соответственно (постоянное магнитное поле $H_0 \parallel z$ и линейно поляризованное переменное магнитное поле $H_1 \parallel x$).

Для решения поставленной задачи мы используем немарковские уравнения движения для x - и y -компонент намагниченности локализованных электронов в материалах с анизотропными спиновыми взаимодействиями [8]. Будем использовать их для описания регулярного и нерегулярного (релаксационного) движения указанных поперечных компонент полного спина локализованных электронов анизотропных магнетиков после радиочастотного ЭПР-импульса, поворачивающего компоненту полного спина на угол $\pi/2$.

Рассмотрим ЭПР локализованной системы электронных спинов соединений с анизотропными спиновыми ВКП и ВДМ. Как отмечалось выше, $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ и KCuF_3 будут представлены в качестве примеров таких соединений — имеются подробные данные о кристаллической структуре, орбитальном упорядочении и других свойствах этих материалов (см., например, [4] и [5–10]).

Подчеркнем, что учет в данном случае динамики только локализованной системы электронных спинов соответствует случаю слабой связи между локализованными и квазилокализованными электронами манганита лантана (подробнее см. [6, 8]). Для образцов типа $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ мы используем обозначения из [4], а для образцов типа KCuF_3 — обозначения из [6].

2. ГАМИЛЬТониан

Гамильтониан задачи имеет следующий вид:

$$H = H_Z + H_{ex}^{is} + H_{CF} + H_{DM}, \quad (1)$$

где

$$H_Z = \mu_B \sum_i \mathbf{H}_0 \hat{g} \mathbf{S}_i$$

— зеемановское взаимодействие с гиромагнитным тензором $\hat{g}$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$, μ_B — магнетон Бора,

$$H_{ex}^{is} = J \sum_{(i < j)} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j$$

— изотропное суперобменное взаимодействие между двумя ближайшими спинами Mn с константой связи J ,

$$H_{CF} = D S_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2)$$

— гамильтониан кристаллического поля, D , E — константы ВКП, S_α ($\alpha = x, y, z$) — компоненты спина в локальной системе координат,

$$H_{DM} = \sum_{(i < j)} \mathbf{G}_{ij} [\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j]$$

— взаимодействие Дзялошинского–Мория, $\mathbf{G}_{ij}$ — константа ВДМ.

3. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ЛАНТАНОВОГО МАНГАНИТА И KCuF_3

Спиновая система локализованных электронов лантанового манганита представлена ионами Mn^{3+} со спином $S = 2$ и долей Mn^{4+} со спином $S = 3/2$. Структуру идеального кубического перовскита AMnO_3 можно представить как набор правильных MnO_3 -октаэдров с общими вершинами (катион A, La или Sr, занимает центр кубооктаэдра). Соединение LaMnO_3 представляет собой орбитально упорядоченную систему [8]. Ввиду малой доли примеси Sr (вместе с ней ионов Mn^{4+}) в соединении $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ значение спина $S = 2$ будет учитываться в конкретных расчетах. KCuF_3 — это кристалл со структурой псевдоперовскита, одномерными магнитными свойствами и спином Cu^{2+} $S = 1/2$ [5–7].

4. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И ФОРМУЛЫ ДЛЯ РЧ И ССИ

Цель данной работы — изучить влияние ЭПР локализованных спинов на РЧ и ССИ после радио-

частотного импульса, поворачивающего компоненту полного спина на угол $\pi/2$, в соединениях с анизотропным спиновым ВКП и ВДМ. В дальнейшем считаем, что внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль оси z , а переменное радиочастотное поле $\mathbf{H}_1$ — вдоль оси x .

Запишем уравнения для тривиальной и нетривиальной (релаксационной) динамики x - и y -компонент полного спина локализованных электронов после радиочастотного импульса, поворачивающего компоненту полного спина на угол $\pi/2$ (см. выражения (12)–(15) из [8]):

$$\frac{\partial \langle S_{x,y}(t) \rangle}{\partial t} = -\text{Sp} [S_{x,y}, (H_{CF} + H_{DM})] + \sum_{\alpha} \left(\frac{S_{\alpha}}{\text{Sp} S_{\alpha}^2} \right) \langle S_{\alpha}(t) \rangle - \frac{\langle S_{x,y}(t) \rangle}{T_{x,y}}, \quad (2)$$

где $\langle Q(t) \rangle = \text{Sp} Q \rho(t)$, ρ — матрица плотности, $T_{x,y}$ — времена релаксации вдоль осей x и y локальной системы координат.

Выражения для времен релаксации $T_{x,y}$, полученные методом проекционных операторов, вместе с соответствующими вторыми моментами без учета и с учетом взаимодействия фононов можно найти в [8, 11] и в [12–14] соответственно.

В пределе слабых полей параметры идентичны временам релаксации флуктуаций в $\langle S_{\alpha}(t) \rangle$ при нулевом поле [12–14]. Заметим, что множитель при $\langle S_{\alpha}(t) \rangle$ в первом члене правой части (2) по определению является первым моментом резонансной линии.

Подставляя выражения для H_{CF} и H_{DM} в (2) и линеаризуя [1–3], получаем уравнения тривиального и нетривиального (релаксационного) движений x - и y -компонент полного локализованного спина, явный вид которых можно найти также в [3]:

$$\frac{\partial S_x}{\partial t} = -g\mu_B H_0 S_y + \frac{M_{at}(\Delta_z - \Delta_y)}{4g\mu_B} S_y + \left(-\frac{M_{at}\Delta_{xy}}{4g\mu_B} - \frac{1}{T_x} \right) S_x, \quad (3)$$

$$\frac{\partial S_y}{\partial t} = -g\mu_B H_0 S_x + \frac{M_{at}(\Delta_z - \Delta_x)}{4g\mu_B} S_x + \left(-\frac{M_{at}\Delta_{xy}}{4g\mu_B} - \frac{1}{T_y} \right) S_y, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_x &= -\Delta_y = \sum_j (\tilde{\Delta}_{xx}^{(j)} - \Delta_{yy}^{(j)}), \quad \Delta_{xy} = 2 \sum_j \tilde{\Delta}_{xy}^{(j)}, \\ \Delta_z &= \sum_j (2\tilde{\Delta}_{zz}^{(j)} - \Delta_{xx}^{(j)} - \Delta_{yy}^{(j)}), \end{aligned} \quad (5)$$

$\Delta_{\alpha\beta}$, $\tilde{\Delta}_{\alpha\beta}$ — компоненты тензора константы ВКП в локальной и кристаллографической системах координат, связь между которыми определяется правилом преобразования тензора второго ранга. Связь между $\Delta_{\alpha\beta}$ и константами D , E можно найти, например, в [2, 3]. Индекс $j = 1 \dots 4$ относится к четырем неэквивалентным позициям ионов Mn в допированном ЛМ. Необходимо отметить, что из-за такой неэквивалентности гамильтониан ВКП должен быть выписан для каждой из этих позиций. Однако обычно берется ВКП только для одной локальной конфигурации MO_6 (это относится и к H_{CF} в данной работе). Дело в том, что связь между компонентами ВКП неэквивалентных позиций хорошо известна. Все расчеты проводятся для данной конфигурации. Формулы легко адаптируются к остальным трем позициям, и сложением четырех выражений получается окончательный результат. В (3) и (4) мы пренебрегли эффектом размагничивания из-за его малости в парамагнитной фазе [1–3]. Величина

$$M_{at} = \frac{(g\mu_B)^2 S(S+1)}{3k(T - \theta_{CW})} \quad (6)$$

— намагниченность, приходящаяся на ион Mn с заданным g -фактором (по экспериментальным данным [5, 15–18]), k — постоянная Больцмана, T — температура, θ_{CW} — парамагнитная температура Кюри–Вейсса. Если в (3) и (4) положить $T_{x,y}^{-1} = 0$, то можно получить уравнения из [1–3]. Отметим также, что для KCuF_3 и других соединений, в которых ВКП несущественны, уравнения (3) и (4) не будут содержать членов с множителем M_{at} .

Следуя [19], из (3) и (4) получим классические уравнения движения затухающих осцилляторов:

$$\ddot{S}_{x,y} + 2T_2^{-1}\dot{S}_{x,y} + \omega^2 S_{x,y} = 0, \quad (7)$$

где

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_x} + \frac{1}{T_y} \right) \quad (8)$$

в соответствии с [12–14] и

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \left[g\mu_B H_0 - \frac{M_{at}}{4g\mu_B} \sum_j (\Delta_{xx}^{(j)} - \Delta_{zz}^{(j)}) \right] \times \\ &\times \left[g\mu_B H_0 - \frac{M_{at}}{4g\mu_B} \sum_j (\Delta_{yy}^{(j)} - \Delta_{zz}^{(j)}) \right] + \\ &+ \left(\frac{1}{T_x} + \frac{M_{at}\Delta_{xy}^{(j)}}{4g\mu_B} \right) \left(\frac{1}{T_y} - \frac{M_{at}\Delta_{xy}^{(j)}}{4g\mu_B} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Заметим, что если в (11) заменить x на $2c$, а y на $2b$, то получим формулу для ширины линии ЭПР

из [15] в случае, когда $z(H_0) \parallel a$, $x \parallel c$, $y \parallel b$. Для описания угловой зависимости РЧ рассмотрим повороты H_0 в кристаллографических плоскостях ab , ac , bc . Для графического описания ССИ будем рассматривать расположение локальной системы координат относительно кристаллографической системы координат, когда $z \parallel a$, $z \parallel b$ и $z \parallel c$.

Решая уравнения (10), пользуясь выражениями

$$\begin{aligned} S_x(t) &= S_0 \exp(-t/T_2) \cos(\omega_{res}t), \\ S_y(t) &= S_0 \exp(-t/T_2) \sin(\omega_{res}t), \end{aligned} \quad (10)$$

легко получить формулу для РЧ, содержащую времена релаксации:

$$\begin{aligned} \omega_{res} = \sqrt{T_2^{-2} - \omega^2} = & \left\{ (g\mu_B H_0 - M_{at}\Delta_{tc}/4g\mu_B)^2 - \right. \\ & - [M_{at}/4g\mu_B]^2 \Delta_{tc}^+ \Delta_{tc}^- - 0.25(T_x^{-1} - T_y^{-1})^2 - \\ & \left. - M_{at}\Delta_{xy}(T_x^{-1} - T_y^{-1})/4g\mu_B \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

В уравнении (14), для краткости, $\Delta_{xx} - \Delta_{zz}$ обозначили через Δ_{tc}^+ и $\Delta_{yy} - \Delta_{zz}$ через Δ_{tc}^- из [4]. Следует отметить, что в (14) $\Delta_{tc}^+ \Delta_{tc}^- \geq 0$, поскольку $\Delta_{tc} = (\Delta_{tc}^+ + \Delta_{tc}^-)/2$ (см. замечание в Приложении 2 из [4]). Надо отметить также, что далее, после выражения (16), мы принимаем $T_x = T_y$ (исключаем высокочастотную часть сигнала и оставляем только ее огибающую). Первые два слагаемых формулы (14) представляют собой резонансные частоты ЭПР из [4]. Заметим также, что для KCuF_3 и других соединений, в которых несущественны ВКП, уравнения (3) и (12) не будут содержать слагаемые с множителем M_{at} . Решая уравнения (10) с использованием выражений (13), получаем следующую формулу для ССИ:

$$\begin{aligned} S_{x,y}(t) &= \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \left[\langle S_{x,y}(0) \rangle \cos(\omega_{res}t) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\omega_{res}T_2} (\langle S_{x,y}(0) \rangle - \langle S_{y,x}(0) \rangle^{NR}) \sin(\omega_{res}t) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где $\langle S_{y,x}(0) \rangle^{NR}$ — нерелаксационный вклад в $\langle S_{y,x}(0) \rangle$.

Для упрощения численных расчетов запишем $\langle S_{y,x}(0) \rangle = \langle S \rangle^{NR}$ и введем обозначение $\langle S_{x,y}(0) \rangle = \langle S \rangle$. В этом случае вместо (15) имеем

$$\begin{aligned} S_{x,y}(t) &= \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \times \\ & \times \left[\langle S \rangle \cos(\omega_{res}t) - \frac{\langle S \rangle^{NR}}{\omega_{res}T_2} \sin(\omega_{res}t) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Заметим, что, в отличие от решения классических уравнений Блоха, в (16) время затухания свободной индукции T_2 и амплитуда колебаний являются анизотропными величинами.

С помощью выражений для резонансной частоты (14) и затухания сигнала свободной индукции (16) ниже получены графики РЧ и ССИ соответственно. Следует отметить, что из-за влияния квазилокализованных электронов линия ЭПР локализованной спиновой системы $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ имеет дайсоновскую (асимметричную) форму [4]. Однако, как было отмечено выше, в данной работе мы рассматриваем случай слабой связи между локализованными и квазилокализованными спинами, поэтому преобразование Фурье функции (16) имеет вид симметричного лоренциана. Учесть влияние квазилокализованных электронов можно, если написать и решить такие уравнения, как уравнения Хасегавы – Блоха (система четырех уравнений) [8]. В данной работе этот вопрос не рассматривается.

5. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРМУЛ ДЛЯ РЧ И ССИ В $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ И KCuF_3

Представим графически зависимость РЧ в указанных выше трех кристаллографических плоскостях от ориентации кристалла относительно внешнего магнитного поля и ССИ для соединений $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ и KCuF_3 .

Случай $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$. Здесь Δ_z , Δ_x , Δ_{xy} выражаются согласно (8). Воспользуемся связью Δ_z , Δ_x , Δ_{xy} с d_1 , d_2 и Δ , численными значениями $d_1 = 1$ К, $d_2 = 0.3$ К, $J_{ac} = 6.6$ К, $J_b = -4.4$ К, $D = 0.73$ К, $E = -0.63$ и $S = 2$ при $T = 300$ К из [4]. Численные значения для времен релаксации $T_a = 1.565$ нс, $T_b = 0.362$ нс, $T_c = 0.4034$ нс взяты из [10].

Пользуясь приведенными данными, с помощью (14) и (16) для соединения $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ получим следующие результаты.

1. Вклад ЭПР в резонансную частоту (14) очень мал (в плоскости ac — полное совпадение с [4], а в плоскостях ab и bc разница составляет 0.002 кЭ и 0.0125 кЭ соответственно), полученные результаты практически не отличаются от данных работы [4], поэтому соответствующий рисунок не приводим.

2. График затухания сигнала свободной индукции при ориентации H_0 вдоль кристаллографических осей a ($H_0 \parallel a$), b ($H_0 \parallel b$) и c ($H_0 \parallel c$) с использованием выражений для ССИ (16) приведен на рис. 1.

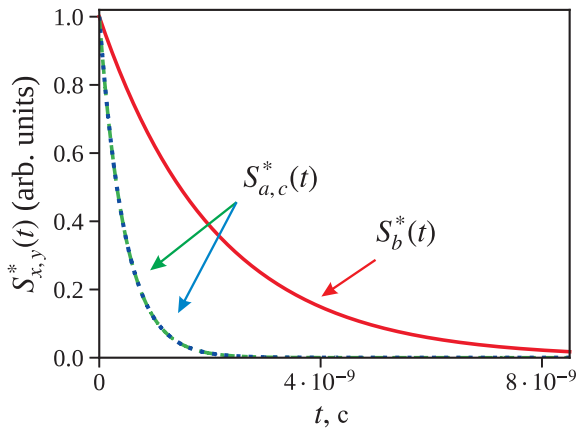


Рис. 1. Зависимости сигнала свободной индукции от времени для $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ при $H_0 \parallel a$ (зеленая штриховая линия), $H_0 \parallel b$ (красная сплошная) и $H_0 \parallel c$ (синяя пунктирная). Результаты для $H_0 \parallel a$ и $H_0 \parallel c$ совпадают, при $H_0 \parallel b$ затухание меньше

Случай KCuF_3 . Как было отмечено выше, здесь вклад в РЧ и ССИ даст только релаксация. Пользуясь численными значениями работы [7], имеем $H_{CF} = 0$, $g = 2.27$, $g_a = 2.27$, $g_c = 2.15$, $|J| = 1$ K, $d_1 = J\Delta g/g = 0.119$ K ($\Delta g = 2.27 - 2 = 0.27$; $g = 2$, $J = 1$ K), $d_2 = 0$ и $S = 1/2$ при температуре образца $T = 300$ K. Используем численные значения для времен релаксации $T_a = T_b = 8.417 \cdot 10^{-11}$ с, $T_c = 4.209 \cdot 10^{-11}$ с [10]. Пользуясь приведенными данными, с помощью (14) получим кривые угловой зависимости резонансной частоты (рис. 2) и ССИ (рис. 3) (в (14) положили $\Delta_{tc} = 0$ и $\Delta_{tc}^+ \Delta_{tc}^- = 0$).

На рис. 3 видно, что ССИ в случае KCuF_3 , в отличие от случая $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$, длится около 40–60 нс, т. е. его длительность почти в 7.5 раза больше, чем ССИ в $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$.

Как отмечено выше, чтобы избежать заполнения огибающих ССИ кривыми колебаний, при построении рис. 1 и 3 в формуле (16) было принято $T_x = T_y$ (т. е. мы исключаем высокочастотную часть сигнала и оставляем только ее огибающую). Кроме того, чтобы отличить график ССИ KCuF_3 (рис. 3) от рис. 1, для ЛМ в (16) обозначения $S_{x,y}^*(t)$, $S_{a,b,c}^*(t)$ были заменены обозначениями $F_{x,y}(t)$, $F_{a,b,c}(t)$.

6. АКТУАЛЬНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИХ ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

1. Влияние релаксации компонент полного спина локализованных электронов в магнетиках с анизотропными спиновыми взаимодействиями на затухание ССИ и на сдвиг РЧ после радиочастотного им-

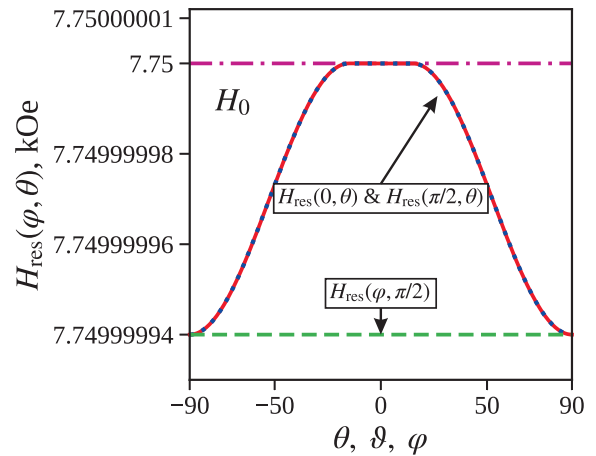


Рис. 2. Угловая зависимость РЧ в KCuF_3 для $T = 300$ K при поворотах магнитного поля H_0 в кристаллографических плоскостях ab (зеленая штриховая линия), ac (красная сплошная), bc (синяя пунктирная). Горизонтальной штрихпунктирной линией представлено значение H_0

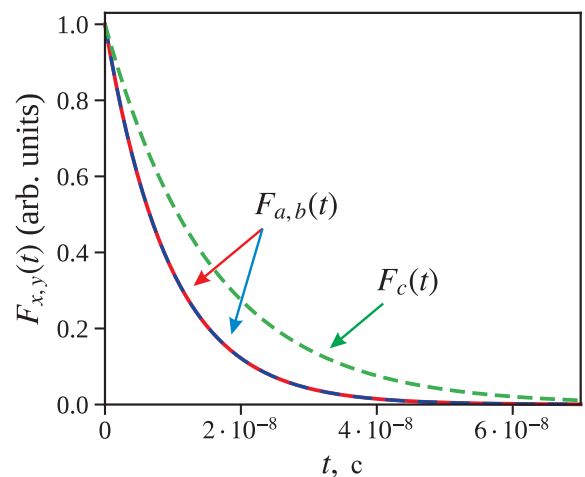


Рис. 3. Сигнал свободной индукции в KCuF_3 при $T = 300$ K согласно формуле (16) ($\Delta_{tc} = 0$, $\Delta_{tc}^+ \Delta_{tc}^- = 0$): $H_0 \parallel a$ (красная сплошная линия), $H_0 \parallel b$ (синяя штриховая) и $H_0 \parallel c$ (зеленая штриховая). В отличие от ССИ для соединения $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$, в случае KCuF_3 ССИ одинаков, когда $H_0 \parallel a, b$, и отличается при направлении постоянного магнитного поля вдоль кристаллографической оси c

пульса, поворачивающего компоненту полного спина на угол $\pi/2$, описанное в данной статье, может быть использовано для выбора длительности пауз между импульсами (см. уравнение (16) и рис. 1, 3) и частоты РЧ-импульса (см. уравнение (14) и рис. 2).

2. Технология наносекундных импульсов РЧ, необходимых для наблюдения наносекундного сигнала свободной индукции, существует (см., например, [20]). Импульсные версии ЭПР, в частности

эксперименты по свободному индукционному распаду, являются наиболее актуальными инструментами для исследования динамики спиновых триплетных состояний в нулевом постоянном магнитном поле (см., например, статью [21] и ссылки [6–8] там).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На рис. 1–3 представлены изменения РЧ (только для KCuF_3) в результате вращения магнитного поля относительно кристаллической системы координат (в плоскостях ab , ac , bc) и ССИ при $H_0 \parallel a, b, c$ в случае соединений $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ и KCuF_3 . Как отмечалось выше, вклад ЭПР в резонансную частоту (14) в случае $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ пренебрежимо мал. Это, на наш взгляд, логичный результат, поскольку H_{res} из [4] хорошо описывает эксперимент. Очевидно, что ССИ в случае $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ одинаков для $H_0 \parallel a, c$, поскольку Δ_x и Δ_{xy} не изменяются в плоскости ac . Сравнение рис. 1 и 3 показывает, что скорость ССИ в случае $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ примерно в 7.5 раза ниже, чем скорость ССИ в случае кристалла с кооперативным эффектом Яна–Теллера KCuF_3 . Это связано с различием кристаллографических параметров KCuF_3 и $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$: $d_1 (\text{KCuF}_3) \gg d_1, d_2, D, E (\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3)$. Из угловой зависимости РЧ при ЭПР в KCuF_3 (рис. 2) видно, что ЭПР одинаково изменяет H_{res} при повороте H_0 в кристаллографических плоскостях ac , bc и не влияет на РЧ при повороте H_0 в плоскости ab . Это связано с тем, что ω^2 в (14) одинаков в плоскостях ac и bc (см. разд. 2 и рис. 2 в [11]).

Благодарности. Автор выражает благодарность В. А. Ацаркину за идею постановки проблемы и плодотворные дискуссии и Н. П. Фокиной за полезные обсуждения. Автор также выражает благодарность М. В. Еремину и Д. В. Захарову за предоставление подробной версии работы [4].

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Clarendon Press, Oxford (1961) [А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, Изд-во иностр. лит., Москва (1963)].
2. A. Abragam and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford (1970) [А. Абрагам, Б. Блини, *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов*, Мир, Москва (1972)].
3. N. O. Moreno, P. G. Pagliuso, C. Rettori et al., *Phys. Rev. B* **63**, 174413 (2001).
4. J. Deisenhofer, M. V. Eremin, D. V. Zakharov et al., *Phys. Rev. B* **65**, 104440 (2002).
5. F. Simon, V. A. Atsarkin, V. V. Demidov et al., *Phys. Rev. B* **67**, 224433 (2003).
6. I. Yamada, H. Fujii, and M. Hidaka, *J. Phys. Condens. Matter* **1**, 3397 (1989).
7. M. V. Eremin, D. V. Zakharov, H.-A. Krug von Nidda et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 147601 (2008).
8. E. Kh. Khalvashi, *JETP* **100**, 398 (2005) [Э. Х. Халваши, *ЖЭТФ* **127**, 445 (2005)].
9. E. L. Nagaev, *Phys. Rep.* **346**, 387 (2001).
10. N. P. Fokina, M. O. Elizbarashvili, V. A. Atsarkin, and V. V. Demidov, *Phys. Solid State* **45**, 2017 (2003) [Н. П. Фокина, М. О. Элизбарашвили, В. А. Ацаркин, В. В. Демидов, *ФТТ* **45**, 1921 (2003)].
11. E. Khalvashi, G. Kakhiani, and M. Chkhartishvili, *Bull. Georg. Natl. Acad. Sci.* **174**, 68 (2006).
12. E. Kh. Khalvashi, N. P. Fokina, and M. O. Elizbarashvili, *Magn. Reson. Solids* **19**, 17101 (2017).
13. N. Fokina, E. Khalvashi, and M. Elizbarashvili, *Int. J. Eng. Sci. Innov. Technol.* **5**(3), 20 (2016).
14. N. Fokina, E. Khalvashi, and K. Khutcishvili, *J. Appl. Phys.* **116**, 233902 (2014).
15. D. L. Huber and M. S. Seehra, *Phys. Status Solidi B* **74**, 145 (1976).
16. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, G. A. Vasneva, and K. Conder, *Phys. Rev. B* **63**, 092405 (2001).
17. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, G. A. Vasneva, and D. G. Gotovtsev, *Appl. Magn. Reson.* **21**, 147 (2001).
18. N. Noginova, E. Arthur, T. Weaver et al., *Phys. Rev. B* **69**, 024406 (2004).
19. R. M. White, *Quantum Theory of Magnetism*, McGraw-Hill, New York (1970) [Р. Уайт, *Квантовая теория магнетизма*, Мир, Москва (1985)].
20. N. S. Ginzburg and I. V. Zotova, *EPJ Web Conf.* **149**, 01015 (2017).
21. N. P. Fokina and M. O. Elizbarashvili, *Eur. J. Eng. Res. Sci.* **5**, 813 (2020).

Effect of Transverse Spin Relaxation on the Resonance Frequency and Free-Induction Decay in Materials with Anisotropic Spin Interactions

*E. Kh. Khalvashi**

Batumi Shota Rustaveli State University
6000, Batumi, Georgia

*E-mail: enver.khalvashi@bsu.edu.ge

Received November 24, 2025

Revised June 28, 2026

Accepted June 28, 2026

Abstract

To describe the effect of the relaxation of the transverse components of electron spins (hereinafter — relaxation) on the resonance frequency and the decay of the free-induction signal under electron paramagnetic resonance conditions in materials with anisotropic spin interactions (crystal-field interaction and Dzyaloshinskii–Moriya interaction), the motion of the transverse components of the total electron spin after a radio-frequency pulse rotating the total-spin component by an angle of $\pi/2$ is considered. The equations of motion for the transverse components of the total spin are written and solved. Expressions describing the resonance frequency and the decay of the free-induction signal, taking the relaxation effect into account, are obtained for various cases. Expressions for the dependence of the resonance frequency and the free-induction signal on the orientation of the external constant magnetic field are also obtained. As an example, the compounds $\text{La}_{0.95}\text{Sr}_{0.05}\text{MnO}_3$ and KCuF_3 are considered. For these samples, plots of the angular dependence of the resonance frequency in the crystallographic planes ab , ac , bc and of the free-induction signal of the total spin of localized electrons at a constant magnetic field $H_0 \parallel a$, b , and c relative to the axes of the crystallographic coordinate system are constructed.

Keywords: magnetic resonance, materials with anisotropic spin interactions, electron-spin relaxation, resonance-frequency shift, free-induction decay

Acknowledgements. The author is grateful to V. A. Atsarkin for suggesting the problem and fruitful discussions and N. P. Fokina for helpful discussions. The author also thanks M. V. Eremin and D. V. Zakharov for providing the detailed version of Ref. [4].

Funding. The study was not sponsored.

Conflict of interest. The author declares that he has no conflicts of interest.