

ДИНАМИКА СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ

Е. А. Вилков^{a*}, *Г. М. Михайлов*^b, *С. А. Никитов*^a, *А. Р. Сафин*^c,
М. В. Логунов^a, *В. Н. Коренинский*^d, *С. Г. Чижарев*^a, *Л. А. Фомин*^b

^a *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

^b *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^c *Национальный исследовательский университет «МЭИ»
111250, Москва, Россия*

^d *Royal Institute of Technology
11428, Stockholm, Sweden*

Поступила в редакцию 9 апреля 2018 г.

Рассмотрена динамика движения магнитного момента, усредненного по ансамблю неравновесных спин-инжектированных электронов в ферромагнитном переходе, с учетом обменного взаимодействия и взаимодействия с внешним электромагнитным полем, а также с термостатом. Решение данной задачи имеет важное значение для экспериментальной разработки компактных источников излучения терагерцевого диапазона частот. С использованием формализма матрицы плотности рассчитана скорость квантовых переходов электронов с противоположными направлениями спина, определяющих спиновую релаксацию при взаимодействии с термостатом. Показана возможность реализации двух режимов спиновой релаксации, соответствующих низкой и высокой степеням добротности прецессии спин-неравновесных инжектированных электронов. Обсуждается влияние особенностей спин-флип-переходов при релаксации магнитного момента на процессы испускания или поглощения фотонов с энергией, соответствующей энергии эффективного обменного расщепления спиновых подзон.

DOI: 10.1134/S0044451018120064

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время магнитные гетероструктуры с протекающим по ним спин-поляризованным током являются одними из основных объектов исследований в спинтронике и спинфотонике [1–10], что связано с перспективами многочисленных применений в терагерцевой спинтронике [11], в трехмерных наноманитных устройствах [12], в запоминающих устройствах и сенсорах [13].

В таких гетероструктурах ток, протекающий в магнитном переходе, поляризуется по спину, что может приводить к значительному неравновесному накоплению спина в ограниченном объеме ферромагнитного материала. Спиновая релаксация неравно-

весных электронов может происходить через взаимодействие с ферромагнитной решеткой, возбуждая осцилляции намагниченности или переключая намагниченность; механизм передачи крутильного момента спина электрона магнитной решетке предложен в пионерских работах [14, 15].

В меньшей степени изучено взаимодействие спинов электронов проводимости и магнитной решетки ферромагнетика при резонансных условиях для релаксационных процессов (в том числе и фотоэмиссионных), вызванных переворотом спина проводящих (s) электронов [16, 17]. Такое взаимодействие мы и рассматриваем подробно в данной статье, поскольку оно требует более детального описания и объяснения в связи с перспективами применения в устройствах терагерцевого диапазона частот [18, 19]. По аналогии с предложенным в работах [18, 20] подходом, мы рассматриваем зону проводимости фер-

* E-mail: e-vilkov@yandex.ru

ромагнитного металла, обменно расщепленную на спиновые подзоны с некоторым энергетическим зазором. При этом зона проводимости рассматривается неравновесной по спину из-за протекающих токов. Значительной неравновесной заселенности спиновых подзон можно достичь эффективной спиновой инжекцией, используя металлические магнитные и магнито-туннельные переходы [21–25].

Спин-релаксационные переходы электронов проводимости между спиновыми подзонами ферромагнетика стимулированы опосредованно через sd -обменное взаимодействие с электромагнитной волной. Такие спин-флип-переходы электронов могут сопровождаться испусканием или поглощением фотонов [26, 27] с частотой, определяемой энергией эффективного обменного расщепления спиновых подзон. Для ряда переходов энергия расщепления спиновых подзон соответствует энергии фотонов терагерцевого диапазона частот, что вызывает повышенный интерес с точки зрения технических применений гетероструктур как основы компактных терагерцевых источников излучения, в том числе работающих при комнатной температуре. Теоретические основы изложенных выше процессов были заложены в работах [20–24, 28–32]. Тем не менее, до сих пор не существует описания подобных неравновесных явлений в магнитных гетероструктурах с учетом внешнего электромагнитного поля, нерадиационных процессов релаксации и динамики неравновесной заселенности электронных подзон.

Ранее была предложена идея взаимодействия электронов проводимости с электромагнитным внешним излучением через sd -обмен, с включением вектор-потенциала \mathbf{A} внешнего поля в энергию sd -обменного взаимодействия [21]. Излучение через такую релятивистскую поправку к импульсу электронов проводимости (s -электронов) «модулирует» sd -взаимодействие и может вызвать излучательные переходы s -электронов с переворотом спинов. Согласно оценкам, такой канал взаимодействия на порядки более эффективен, чем стандартные мультипольные каналы [33]. Его высокая эффективность показана в [21] с помощью оценок вероятности электронных переходов с переворотом спина. Отметим, что в работе [21] не учитывалось влияние динамики неравновесной заселенности электронных подзон, а также влияние термостата электронной системы на вероятность энергетических переходов электронов с переворотом спина.

Для более корректного описания механизма излучения фотонов в данной работе предлагается модель спин-флип-переходов на основе вывода кинетических уравнений, определяющих временную зависимость изменения среднего магнитного момента неравновесных инжектированных электронов. Для моделирования спиновой релаксации инжектированных неравновесных электронов рассматривается задача динамики начального состояния электронов с учетом их спина, которое изменяется со временем под влиянием sd -обмена, внешнего электромагнитного поля и нерадиационных процессов релаксации. При этом состояние инжектированных электронов с разным направлением спина рассматривается как квантовая смесь. Это, в свою очередь, оказывает существенное влияние на вероятность квантовых спин-флип-переходов.

Схема типичного магнитного перехода представлена на рис. 1. Здесь мы рассматриваем ситуацию, когда неравновесная спиновая заселенность в ферромагнетике достигается с помощью эффективной спиновой инжекции при протекании электрического тока. При этом мы пренебрегаем зависимостью неравновесной спиновой поляризации от координат x, y, z [28] и считаем, что изменение начального состояния спиновой поляризации со временем происходит благодаря приложению кратковременного импульса тока инжекции. Импульс электрического тока протекает через границу однородных металлических ферромагнетиков I и II, векторы намагниченности которых \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 параллельны осям квантования в средах I и II; θ — угол между векторами \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 (рис. 1).

2. МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА

Схема типичного магнитного перехода представлена на рис. 1. Здесь мы рассматриваем ситуацию, когда неравновесная спиновая заселенность в ферромагнетике достигается с помощью эффективной спиновой инжекции при протекании электрического тока. При этом мы пренебрегаем зависимостью неравновесной спиновой поляризации от координат x, y, z [28] и считаем, что изменение начального состояния спиновой поляризации со временем происходит благодаря приложению кратковременного импульса тока инжекции. Импульс электрического тока протекает через границу однородных металлических ферромагнетиков I и II, векторы намагниченности которых \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 параллельны осям квантования в средах I и II; θ — угол между векторами \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 (рис. 1).

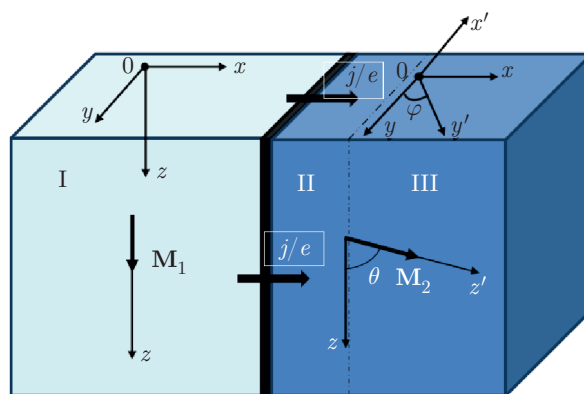


Рис. 1. Схема магнитного спин-инжекционного перехода: I — первый ферромагнетик, играющий роль инжектора; II — инжекционная область второго ферромагнетика; III — часть второго ферромагнетика вне области инжекции

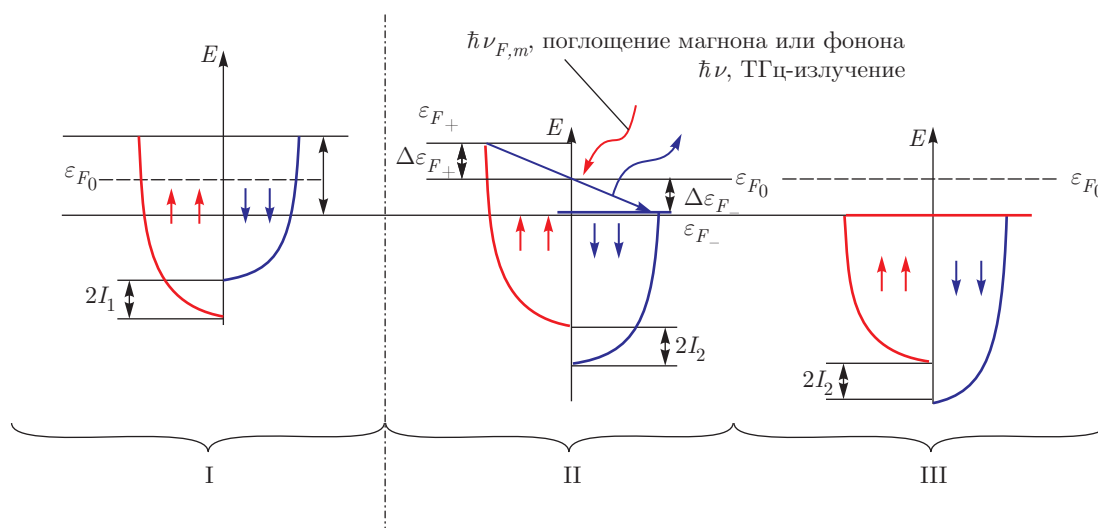


Рис. 2. Схема энергетических электронных зон и квазиуровней Ферми: I — в первом ферромагнетике, II — для неравновесных электронов во втором ферромагнетике, III — для равновесных электронов во втором ферромагнетике вне области инжекции

Будем считать, что между слоями ферромагнетиков нанесен сверхтонкий буферный слой (диэлектрик или немагнитный металл), устраняющий обменное взаимодействие между ними. При прохождении тока через спин-инжекционный переход из первого ферромагнетика (область I) происходит инжекция нескомпенсированных спинов в область II второго ферромагнетика, затем инжектированные носители заряда стекают через область III, выполняющую роль коллектора. Изменение квазиуровней Ферми для средних заселенностей спиновых подзон в областях I, II и III (с обозначением энергетических релаксационных переходов электронов с переворотом спина в области II) показано на рис. 2 [28]. В терагерцевом диапазоне частот можно приближенно считать, что колебания намагниченности магнитной решетки ферромагнетиков слабо выражены, поскольку типичные собственные частоты таких колебаний лежат в пределах около 10^{10} – 10^{11} с⁻¹. Поэтому в первом приближении допустимо считать магнитную решетку неподвижной.

Кроме того, колебания и перемагничивание решетки наблюдаются в слоях магнетиков толщиной порядка нескольких нанометров. В рассматриваемой работе мы предполагаем, что толщина слоев рабочей области много больше этого размера, поэтому энергетически выгодными становятся состояния со стационарным направлением намагниченности ферромагнетика. Таким образом, считаем, что либо процессы передачи крутильного момента от электронов

проводимости магнитной решетки и влияние встроенных полей из-за неравновесной аккумуляции спинов пренебрежимо малы из-за малой плотности тока инжекции и неравновесной аккумуляции спинов, либо такие процессы (например, перемагничивание магнитной решетки) уже произошли. В этом случае магнитная решетка характеризуется стационарной намагниченностью, при этом собственные частоты спиновой подсистемы электронов проводимости много больше, чем частоты для $3d$ -электронов, что позволяет пренебречь динамикой магнитной решетки на таких частотах.

В используемой нами модели принимаем, что электроны проводимости имеют изотропный параболический спектр энергий с некоторой эффективной массой. Учитывается воздействие на них обменного взаимодействия с d -электронами (sd -обмен), внешнего электромагнитного поля и внешней равновесной системы «термостата». Обменное взаимодействие s -электронов, определяющих проводимость ферромагнитного металла, с d -электронами, «локализованными» на атомах кристаллической решетки, зависит от спинового состояния s - и d -электронов, при этом спиновое состояние d -электронов считается связанным с намагниченностью кристаллической решетки ферромагнетика. Такое взаимодействие описывается по механизму sd -обмена [34]. Вследствие этого взаимодействия обменная энергия s -электронов зависит от направления их спинов относительно намагниченности кристалличе-

ской решетки ферромагнетика. Учет этого достигается введением спиновой переменной в гамильтониан взаимодействия. При токовой инжекции спин-поляризованных электронов в условиях достаточно большой длины релаксации спинов (l) их релаксацию импульса можно считать быстрой, в отличие от спиновой релаксации, когда спин-инжектированные электроны сохраняют какое-то время спиновое состояние, приобретенное в инжекторе (в нашем случае — в первом ферромагнетике, см. область II на рис. 2). Область сохранения спинового состояния выделена как область II на рис. 2. В этой области с иной, чем в инжекторе, намагниченностью M_2 инжектированные электроны с противоположными спинами образуют две квазиравновесные группы. При рассмотрении средних заселенностей инжектированных электронов по спиновым подзонам можно ввести для них квазистационарные уровни Ферми в каждой из подзон как добавку к равновесному значению ферми-уровня. Кроме того, нужно учесть условие электронейтральности так, чтобы общее число электронов в рабочей области оставалось постоянным. В результате возникает разница в положениях квазиуровней в спиновых подзонах и, таким образом, при инжекции спинов током в магнитном переходе может возникнуть отрицательная спиновая температура, предсказанная в работе [35].

3. МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ ДЛЯ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Введем систему координат $x'y'z'$, в которой ось z' направлена вдоль вектора намагниченности M_2 (рис. 1). На рис. 1 θ, φ — полярный и азимутальный углы оси z' по отношению к осям x, y, z в инжекторе. Переход от одной системы координат к другой соответствует повороту на угол φ вокруг оси z и затем — на угол θ вокруг нового положения оси y' . В инжекторе спины электронов направлены вдоль или противоположно вектору намагниченности M_1 . Их спиноры в системе отсчета xyz имеют вид

$$\delta_{s\uparrow old} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \delta_{s\downarrow old} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Направления стрелок соответствуют спинам, направленным либо вдоль, либо противоположно вектору намагниченности инжектора.

Для описания квантовой смеси инжектированных стержнем электронов с разными направления-

ми спинов используем, согласно [36], матрицу плотности, которая может быть записана как

$$\hat{\rho} = \frac{1+P}{2} |(1,0)_{old}\rangle\langle(1,0)_{old}| + \frac{1-P}{2} |(0,1)_{old}\rangle\langle(0,1)_{old}|, \quad (2)$$

где состояния $(1,0)_{old}$ и $(0,1)_{old}$ описывают спиновые состояния инжектированных электронов в системе координат xyz , а в системе координат $x'y'z'$ они выражаются через (1) с использованием матрицы преобразования спиновых волновых функций [37]; P — степень спиновой поляризации инжектированных электронов в начальный момент времени. Столбцы $(1,0)_{old}$ и $(0,1)_{old}$ (1) в общем случае должны быть умножены на мнимую экспоненту с координатной зависимостью и импульсом, которую мы для краткости здесь не приводим.

Вычислим матричные элементы оператора матрицы плотности (2) по собственным функциям в системе координат $x'y'z'$. Обозначим через 1 и 2 стационарные состояния в пленке $(1,0)_{new}$ и $(0,1)_{new}$, которые соответствуют спинорам стационарных состояний электронов во втором ферромагнетике и оси квантования вдоль вектора намагниченности M_2 . Вычисляя матричные элементы в уравнении (2), получим

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \frac{1}{2} + \frac{P}{2} \cos \theta, & \rho_{22} &= \frac{1}{2} - \frac{P}{2} \cos \theta, \\ \rho_{12} &= -\frac{P}{2} \sin \theta, & \rho_{21} &= -\frac{P}{2} \sin \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, матрица плотности запишется в виде

$$\rho = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \frac{P}{2} \cos \theta & -\frac{P}{2} \sin \theta \\ -\frac{P}{2} \sin \theta & \frac{1}{2} - \frac{P}{2} \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Для инжектированных электронов матрица плотности является недиагональной. Таким образом, мы должны описывать состояния инжектированных электронов с разными направлениями спинов как квантовую смесь. Наличие поперечных спиновых компонентов может оказать существенное влияние на вероятность квантовых спин-флип-переходов, что и будет показано далее.

4. ГАМИЛЬТониАН ИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Будем в начале изложения следовать приближению, используемому в работе [21]. Гамильтониан од-

ного инжектированного электрона с учетом взаимодействия с электромагнитной волной для уравнения Паули можно представить в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_k + \hat{H}_{sd} + \hat{H}_A, \quad (5)$$

где \hat{H}_k — оператор кинетической энергии электрона, равный $\hat{\mathbf{p}}^2/2m^*$, умноженный на единичную матрицу 2×2 . Это дает параболическую дисперсию зависимости энергии от импульса электрона с некоторой эффективной массой электрона m^* , \hat{H}_{sd} — оператор sd -обменного взаимодействия. В общем виде он задается выражением

$$\hat{H}_{sd} = -\hat{\sigma}\mu_B\mathbf{H}_{sd}^0, \quad (6)$$

где векторная матрица с использованием ортов осей координат равна

$$\hat{\sigma} = x\hat{\sigma}_x + y\hat{\sigma}_y + z\hat{\sigma}_z,$$

\mathbf{H}_{sd}^0 — встроенное эффективное sd -обменное поле, а μ_B — магнетон Бора, \hat{H}_A — оператор взаимодействия с электромагнитной волной с векторным потенциалом \mathbf{A} . Он определяется [21] как

$$\hat{H}_A = -\hat{\sigma}\mu_B\mathbf{H}_A, \quad (7)$$

где индуцированное электромагнитной волной sd -обменное поле равно

$$\mathbf{H}_A = \frac{e}{2c} \left(\frac{\partial \mathbf{H}_{sd}^0}{\partial \hat{\mathbf{p}}} \mathbf{A} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{H}_{sd}^0}{\partial \hat{\mathbf{p}}} \right). \quad (8)$$

Используя первых два члена гамильтониана (5), получаем решение в виде спиноров со спином «вверх» или «вниз», соответствующих двум параболическим спиновым подзонам, расщепленных по энергии на величину $2\mu_B|\mathbf{H}_{sd}^0|$. Третий член гамильтониана (5) можно рассматривать как возмущение, вызывающее излучательные переходы между спиновыми подзонами с переворотом спина электрона под действием электромагнитной волны с вектор-потенциалом \mathbf{A} . Координатная часть спиноров начального и конечного состояний с учетом импульса и энергии фотона дает сохранение суммарного импульса, а временная часть — сохранение энергии. Спин излученного фотона равен единице (или -1), что соответствует изменению спина электрона в результате излучательного перехода с переворотом его спина.

Из-за того, что редуцированное состояние инжектированного электрона соответствует спинору со спином «3/4 вверх» (или «3/4 вниз»), из структуры формул (6) и (7) следует очевидное следствие.

Если встроенное и индуцированное sd -обменные эффективные поля коллинеарны, то переходы с переворотом спина невозможны с участием таких состояний электрона. Действительно, выбирая ось z квантования вдоль вектора \mathbf{H}_{sd}^0 , получаем, что для вектора \mathbf{H}_A отлична от нуля только его z -компонента (из-за коллинеарности с вектором \mathbf{H}_{sd}^0), а в возмущении (7) будет присутствовать только z -матрица Паули. Однако с ее помощью невозможно построить возмущение, приводящее к изменению проекции спина электрона на ось z в редуцированных состояниях $((1,0)$ и $(0,1))$, поскольку она диагональна в выбранной системе координат.

Рассмотрим более подробно «образование» встроенного и индуцированного эффективных sd -полей. Поскольку для переходных металлов спин атома определяется главным образом спином d -электронов, используем формулу для оценки обменного sd -взаимодействия [34]

$$\mathbf{H}_{sd}^0 = \alpha_{sd}\mathbf{M}_2, \quad (9)$$

где α_{sd} — константа sd -обменного взаимодействия, а \mathbf{M}_2 — намагниченность среды инжекции. Формула (9) связывает два вектора \mathbf{H}_{sd}^0 и \mathbf{M}_2 через умножение на константу α_{sd} , что характерно для изотропной (кубической) среды. Обобщая эту формулу и вводя тензор sd -обмена, получаем

$$(\mathbf{H}_{sd}^0)_k = (\alpha_{sd})_{kl}(\mathbf{M}_2)_l, \quad (10)$$

где по одинаковым индексам идет суммирование. Используя формулу (8) для вычисления индуцированного электромагнитной волной sd -обменного поля \mathbf{H}_A , с помощью формулы (10) (или (9)) легко показать, что векторы \mathbf{H}_{sd}^0 и \mathbf{H}_A коллинеарны, если среда изотропна. В то же время, отличие между собой диагональных компонент тензора sd -обмена (при приведении к главным осям тензора) приводит к неколлинеарности встроенного и индуцированного эффективных полей, что и определяет анизотропную среду излучения. Лишь в этом случае возможны излучательные переходы с переворотом спина электронов, находящихся в редуцированных состояниях, в рамках рассматриваемой модели. Это существенно изменяет условие рассмотрения процесса спин-инжекционного излучения по сравнению с результатами [21].

Согласно формулам (6)–(8) можно ввести для удобства дальнейших преобразований вектор \mathbf{I} , имеющий размерность энергии, через встроенное эффективное sd -обменное поле \mathbf{H}_{sd}^0 :

$$\mathbf{I} = \hbar\gamma \frac{\mathbf{H}_{sd}^0}{2} = \mu_B G(\mathbf{p})\mathbf{M}_2(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где $G(\mathbf{p}) = \alpha_{ij}(\mathbf{p})$ — тензор sd -обмена (отметим, что в тонких пленках из материалов даже с кубической симметрией в объемных кристаллах могут возникать выделенные направления анизотропии [34]). Так же можно ввести вектор \mathbf{J} через индуцированное электромагнитной волной sd -обменное поле \mathbf{H}_A :

$$\mathbf{J} = \hbar\gamma \frac{\mathbf{H}_A}{2} = \frac{e}{2c} \left(\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}} \mathbf{A} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}} \right). \quad (12)$$

Через эти векторы обозначим новый вектор \mathbf{H}_{sd} , определяющий sd -обменное поле с учетом добавки от внешнего электромагнитного поля. Компоненты этого поля имеют вид

$$\mathbf{H}_{sd} = 2(\mathbf{I} - \mathbf{J})/\hbar\gamma. \quad (13)$$

Отметим, что, помимо координатной составляющей, поле \mathbf{H}_{sd} включает временную составляющую \mathbf{J} с частотой колебания, задаваемой внешним электромагнитным полем. Частоту внешнего поля мы полагаем равной частоте перехода между подзонами $\omega_{12} \approx 2I_z/\hbar$. Если частота внешнего поля сравнима с частотой перехода между подзонами (которая на несколько порядков превосходит частоту ферромагнитного резонанса пленки), то намагниченность решетки, как мы уже отмечали, не успевает следовать за внешним полем и сохраняет свое исходное положение. Далее мы пренебрегаем динамикой магнитной решетки. Ограничимся рассмотрением только поперечных компонент $\mathbf{A}(z, t)$, например, компонент $A_x(z, t)$ и $A_y(z, t)$. Таким образом, гамильтониан неравновесных инжектированных электронов будет определяться обменным полем, которое модулировано внешним излучением. Анизотропия обменного взаимодействия и наличие внешнего поля приводят к существованию в гамильтониане (5) слагаемого, которое описывает возмущение и содержит недиагональные компоненты, приводящие к перевороту спина.

5. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Уравнение движения для матрицы плотности записывается в виде [36]

$$i\hbar \frac{d\rho(\mathbf{p})}{dt} = [\hat{H}, \rho]. \quad (14)$$

Учтем неизлучательные релаксационные процессы феноменологически, введя в гамильтониане (10) релаксационную добавку \hat{H}_{rel} в τ -приближении [36] и приняв во внимание тот факт, что релаксационные

процессы описываются экспоненциальными функциями. Учитывая, что по завершении релаксации недиагональные элементы матрицы плотности равны нулю $\rho_{12} = \rho_{21} = 0$, а диагональные элементы равны своим равновесным значениям ($\rho_{11} = \rho_{11}^e$, $\rho_{22} = \rho_{22}^e$), в уравнения движения для элементов матрицы плотности добавим слагаемые для описания дополнительной (нерадиационной) релаксации, обусловленной взаимодействием с термостатом. Принимая это во внимание и раскрыв коммутатор в (14), с учетом (10)–(13) получим

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{11}(\mathbf{p})}{dt} &= \frac{\gamma}{2i} \left(\rho_{12}(\mathbf{p}) \left(H_{sd}^{(x)} + iH_{sd}^{(y)} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \rho_{21}(\mathbf{p}) \left(H_{sd}^{(x)} - iH_{sd}^{(y)} \right) \right) - \frac{\rho_{11}(\mathbf{p}) - \rho_{11}^e(\mathbf{p})}{\tau_{\parallel}}, \\ \frac{d\rho_{22}(\mathbf{p})}{dt} &= -\frac{\gamma}{2i} \left(\rho_{12}(\mathbf{p}) \left(H_{sd}^{(x)} + iH_{sd}^{(y)} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \rho_{21}(\mathbf{p}) \left(H_{sd}^{(x)} - iH_{sd}^{(y)} \right) \right) - \frac{\rho_{22}(\mathbf{p}) - \rho_{22}^e(\mathbf{p})}{\tau_{\parallel}}, \\ \frac{d\rho_{12}(\mathbf{p})}{dt} &= \frac{\gamma}{2i} (\rho_{11}(\mathbf{p}) - \rho_{22}(\mathbf{p})) \left(H_{sd}^{(x)} - iH_{sd}^{(y)} \right) - \\ &\quad - \frac{\rho_{12}(\mathbf{p})}{\tau_{\perp}} + i\rho_{12}(\mathbf{p}) \left(\omega_{12} - \gamma H_A^{(z)} \right), \\ \frac{d\rho_{21}(\mathbf{p})}{dt} &= -\frac{\gamma}{2i} (\rho_{11}(\mathbf{p}) - \rho_{22}(\mathbf{p})) \times \\ &\quad \times \left(H_{sd}^{(x)} + iH_{sd}^{(y)} \right) - \\ &\quad - \frac{\rho_{21}(\mathbf{p})}{\tau_{\perp}} - i\rho_{21}(\mathbf{p}) \left(\omega_{12} - \gamma H_A^{(z)} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где τ_{\parallel} — время продольной (спиновой) релаксации инжектированных электронов, а τ_{\perp} — время релаксации поперечной составляющей спина, которую мы приписываем действию механизма Слончевского–Берже [14], $H_A^{(z)} = (\gamma\hbar/2)J_z$ — z -компонента поля \mathbf{H}_{sd} (13). Время релаксации поперечной составляющей спина мало и релаксация происходит при распространении волны на расстояние порядка единиц нанометров [14]. Время продольной спиновой релаксации намного больше, и релаксация происходит при распространении волны на расстояние в несколько десятков нанометров.

В формулах (15) ω_{12} — резонансная частота перехода между уровнями ε_{F+} и ε_{F-} (рис. 2),

$$\omega_{12} = \left(\frac{p_1^2}{2m} - \frac{p_2^2}{2m} + 2I_z \right).$$

Поскольку мы рассматриваем лишь электронную спиновую подсистему, в нашей модели возможны только прямозонные переходы без участия третьей частицы (рис. 2), что следует из учета координатной

части в матрице плотности. Поэтому частота перехода будет равна $\omega_{12} \approx (2I_z)/\hbar$. Из системы уравнений (15) видно, что состояние инжектированных неравновесных электронов будет изменяться со временем под влиянием sd -обмена, внешнего электромагнитного поля и нерадиационных процессов релаксации.

6. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ИНЖЕКТИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОНА

Выразим среднее значение величины магнитного момента инжектированного электрона через элементы матрицы плотности [36]:

$$\langle \boldsymbol{\mu} \rangle = \frac{\gamma \hbar}{2} \text{Sp}(\hat{\sigma} \hat{\rho}). \quad (16)$$

Средний магнитный момент инжектированного электрона определяется через намагниченность инжектированных электронов $\langle \mathbf{m} \rangle = n_{in} \langle \boldsymbol{\mu} \rangle$, где n_{in} — концентрация инжектированных электронов. Заметим, что магнитный момент инжектированных электронов $\langle \mu_z \rangle$ в сравнении его с равновесным значением вдоль направления намагниченности пленки является мерой неравновесной средней заселенности в спиновых подзонах при данном значении импульса инжектированного электрона. Что касается проекций магнитного момента $\langle \mu_x \rangle$, $\langle \mu_y \rangle$, то они определяются недиагональными элементами матрицы плотности, которые описывают переходы между спиновыми подзонами.

Приняв во внимание соотношения (16), перейдем от системы (15) к системе уравнений для составляющих вектора $\langle \boldsymbol{\mu} \rangle$:

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_x}{dt} + \frac{\mu_x}{\tau_{\perp}} &= -\gamma \mu_z H_{sd}^{(y)} + \left(\omega_{12} - \gamma H_A^{(z)} \right) \mu_y, \\ \frac{d\mu_y}{dt} + \frac{\mu_y}{\tau_{\perp}} &= \gamma H_{sd}^{(x)} \mu_z - \left(\omega_{12} - \gamma H_A^{(z)} \right) \mu_x, \\ \frac{d\mu_z}{dt} + \frac{\mu_z - \mu_z^e}{\tau_{\parallel}} &= \gamma \left[-H_{sd}^{(x)} \mu_y + H_{sd}^{(y)} \mu_x \right], \end{aligned} \quad (17)$$

где μ_z^e — продольный магнитный момент электрона в состоянии равновесия, а \mathbf{H}_{sd} определяется формулой (13).

Согласно формуле (13),

$$\omega_{12} + \gamma H_A^{(z)} = 2I_z/\hbar + \gamma H_A^{(z)} = \gamma H_{sd}^{(z)}$$

уравнения (17) можно записать в более компактной форме:

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_x}{dt} + \frac{\mu_x}{\tau_{\perp}} &= \gamma [\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_{sd}]_x, \\ \frac{d\mu_y}{dt} + \frac{\mu_y}{\tau_{\perp}} &= \gamma [\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_{sd}]_y, \\ \frac{d\mu_z}{dt} + \frac{\mu_z - \mu_z^e}{\tau_{\parallel}} &= \gamma [\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_{sd}]_z. \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнения (17) представляют собой аналог уравнений Блоха, которые описывают динамику усредненного магнитного момента инжектированных электронов в обменном поле, модулированном внешним электромагнитным полем (см. уравнения (8), (9), (13)). Несмотря на сложный характер энергетического спектра реальных веществ, для описания взаимодействия с ними монохроматического электромагнитного излучения часто оказывается возможным использование двухуровневой модели. В рамках нашей модели полученные уравнения (17) фактически являются точными (без учета релаксационных членов), поскольку гамильтониан (5), соответствующий уравнению Паули, линеен по спину инжектированного электрона. Таким образом, для описания динамики магнитного момента инжектированных электронов в рамках принятой модели уравнения (17) применимы в общем случае (без релаксационных членов). Аналогичного типа уравнения применялись для экспериментального определения величин спиновых ядерных моментов парамагнетиков во внешнем магнитном поле [34, 38]. Отличие заключается в том, что sd -обменное поле является внутренним полем ферромагнетика. При достаточном отклонении от равновесного состояния электронной спиновой поляризации возникает прецессия спинов электронов проводимости в обменном поле, описываемая уравнениями (17). Учет релаксационных членов в этих уравнениях проведен феноменологически. В общем виде такой учет релаксации имеет определенные ограничения, но часто используется, поскольку на полуколичественном уровне дает правильные результаты.

В отсутствие затухания из (18) получаем следующее уравнение движения магнитного момента:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma [\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_{sd}]. \quad (19)$$

Поскольку $J_z \sim \exp(-i\omega_{12}t)$, z -компонента поля $H_{sd}^{(z)}$, согласно формуле (19), будет зависеть от времени. Тем не менее, принимая во внимание неравенство $I_z \gg J_z$, пренебрежем зависимостью от времени z -компоненты поля при дальнейшем анализе уравнений (17). Зависимость от времени поперечных компонент поля $H_{sd}^{(y)}$, $H_{sd}^{(x)}$ сохраняем, так

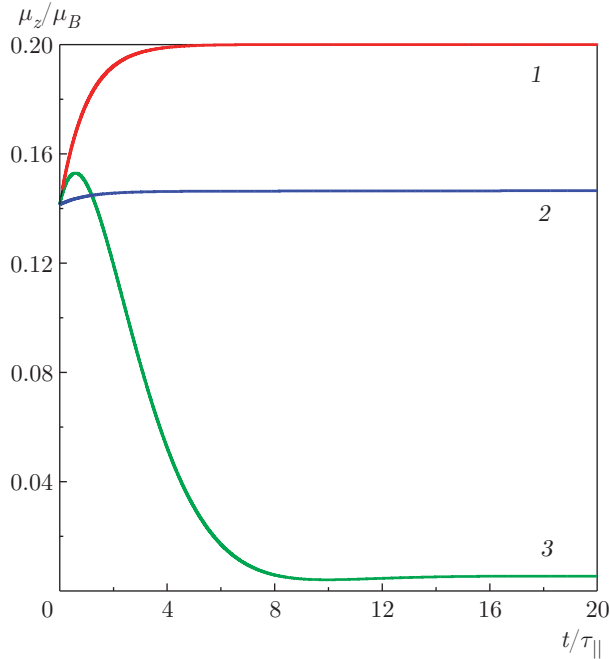


Рис. 3. Зависимость продольной компоненты магнитного момента электрона μ_z/μ_B от времени t/τ_{\parallel} при различных уровнях модулирующего внешнего электромагнитного поля: 1 — $\beta = 0$, 2 — $\beta = 0.01$, 3 — $\beta = 0.1$; $\alpha = 2 \cdot 10^5$

как $J_x \sim \exp(-i\omega_{12}t)$ и $J_y \sim \exp(-i\omega_{12}t)$, т.е. поперечные компоненты обменного поля полностью определяются зависящими от времени компонентами внешнего поля.

На рис. 3–6 показаны зависимости компонент магнитного момента электрона от времени при различных уровнях модулирующего внешнего электромагнитного поля, полученные в результате численного решения системы уравнений (17). Степень модуляции мы задаем в следующем виде:

$$\beta = H_{sd}^{(\perp)} / H_{sd}^{(z)}, \quad H_{sd}^{(\perp)} = \left(H_{sd}^{2(x)} + H_{sd}^{2(y)} \right)^{1/2}.$$

Спиновую поляризацию в инжекторе ($P_z = \mu_z/\mu_B$ при $t = 0$) принимали равной 0.4 (железо, [4]), равновесное значение $P_z = 0.2$ (пермаллой, [4]), углы $\varphi = \pi/3$ и $\theta = \pi/4$, $M_s = 800$ Гс (намагниченность насыщения пермаллой), элементы тензора sd -обмена $\alpha = 2 \cdot 10^4$ [31] ($\omega_{12} = 44$ ТГц), либо $\alpha = 2 \cdot 10^5$ ($\omega_{12} = 440$ ТГц). Необходимо отметить, что значения параметров $\beta \ll 1$ и $\alpha \approx 2 \cdot 10^4$ будут соответствовать величинам внешнего поля и процессам динамики спинов, происходящим в большинстве известных ферромагнетиков.

Если при $\tau_{\parallel} \rightarrow \infty$, $\tau_{\perp} \rightarrow \infty$ величина μ_z остается постоянной во времени, то под действием процес-

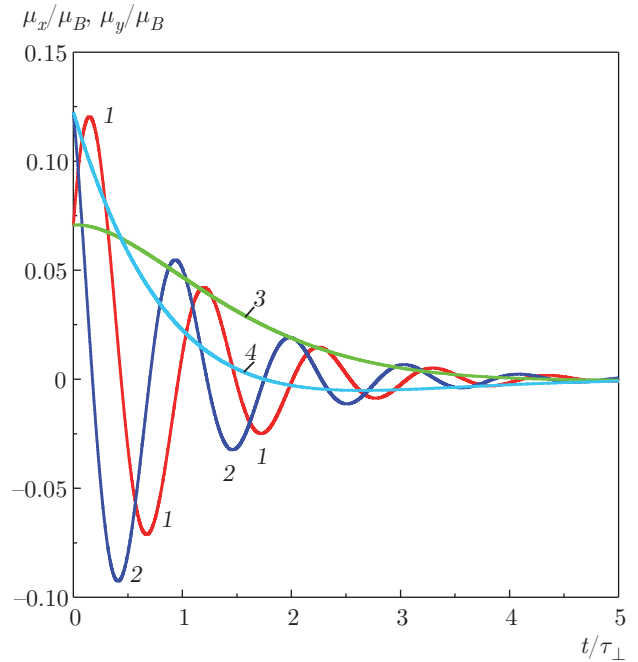


Рис. 4. Зависимость поперечной компоненты магнитного момента электрона μ_x/μ_B , μ_y/μ_B от времени t/τ_{\perp} . Кривые 1, 4 для $\langle \mu_x \rangle$, кривые 2, 3 — для $\langle \mu_y \rangle$. Для кривых 1, 2 $\alpha = 2 \cdot 10^5$, для кривых 3, 4 $\alpha = 2 \cdot 10^4$, $\beta = 0$

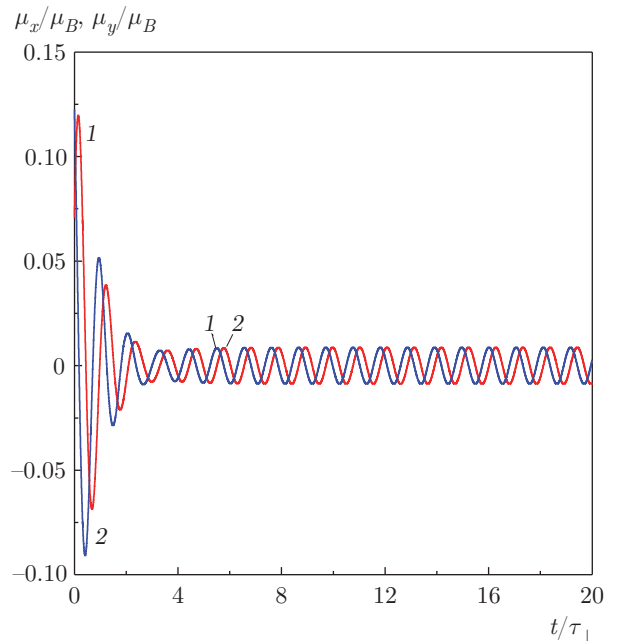


Рис. 5. Зависимость поперечной компоненты магнитного момента электрона μ_x/μ_B , μ_y/μ_B от времени t/τ_{\perp} . Кривая 1 — для $\langle \mu_x \rangle$, кривая 2 — для $\langle \mu_y \rangle$, $\alpha = 2 \cdot 10^5$, $\beta = 0.01$

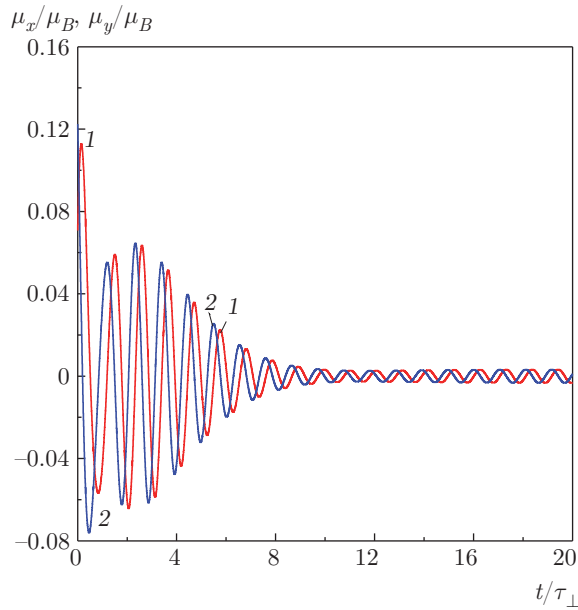


Рис. 6. Зависимость поперечной компоненты магнитного момента электрона $\mu_x/\mu_B, \mu_y/\mu_B$ от времени. Кривая 1 — для $\langle\mu_x\rangle$, кривая 2 — для $\langle\mu_y\rangle$, $\alpha = 2 \cdot 10^5, \beta = 0.1$

сов спиновой релаксации, когда времена спиновой релаксации становятся конечными величинами, как продольная, так и поперечные составляющие магнитного момента затухают к равновесным значениям. Продольная проекция магнитного момента, согласно уравнениям (17), при $H_{sd}^{2(\perp)}\tau_{\perp}\tau_{\parallel} \ll 1$ экспоненциально стремится (кривая 1 на рис. 3) к равновесной величине во второй среде (рис. 1). При этом в начальный момент времени продольная проекция магнитного момента равна равновесной спиновой поляризации инжектора. Соответствующая этому процессу постоянная времени τ_{\parallel} равна времени продольной спиновой релаксации. Характер поведения затухания продольной проекции магнитного момента может измениться при других значениях произведения $\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)}\tau_{\perp}\tau_{\parallel}$. Смысл введенного произведения величин будет разъяснен в следующем разделе.

Нетрудно убедиться, что кривая 1 на рис. 3 соответствует неравенству $\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)}\tau_{\perp}\tau_{\parallel} \ll 1$, кривые 2, 3 построены соответственно для соотношений $\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)}\tau_{\perp}\tau_{\parallel} \approx 1, \gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)}\tau_{\perp}\tau_{\parallel} > 1$. При $\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)}\tau_{\perp}\tau_{\parallel} \gg 1$ заселенности верхнего и нижнего электронных подуровней будут выравниваться при $t \rightarrow \infty$.

Поперечные составляющие намагниченности $\langle\mu_x\rangle, \langle\mu_y\rangle$ под действием спин-спиновой релаксации [34] экспоненциально затухают до нуля, совершая

колебания с частотой $\omega_{12} \approx (2I_z)/\hbar$. Время поперечной релаксации τ_{\perp} , как уже отмечалось, много меньше, чем время продольной релаксации спинов τ_{\parallel} . Степень добротности поперечных колебаний будет определяться соотношением $\omega_{12}\tau_{\perp}$. При $\omega_{12}\tau_{\perp} \ll 1$ поперечная компонента магнитного момента не успевает совершить оборот вокруг оси z (низкая добротность прецессии — кривые 3 и 4 на рис. 4), и при $\omega_{12}\tau_{\perp} \gg 1$, когда вектор многократно прецессирует за время поперечной спиновой релаксации (высокая добротность прецессии — кривые 1 и 2 на рис. 4 и рис. 5, 6). На рис. 5 и 6 видно, что при достаточно большой амплитуде внешнего поля поперечные компоненты будут совершать вынужденные колебания на частоте ω_{12} при $t > \tau_{\perp}$.

Система уравнений (17) и ее численное решение описывают процесс, когда время продольной релаксации определяется интенсивностью процессов обмена энергией между инжектированными электронами и решеткой [34], а время поперечной релаксации определяется тем, как быстро нарушается синхронность прецессии магнитных диполей [14]. Релаксация поперечной компоненты спина происходит достаточно быстро в масштабе времени продольной релаксации. Именно при релаксации поперечной компоненты спина происходит передача крутильного момента спина магнитной решетке ферромагнетика. При этом могут происходить осцилляции намагниченности или переключение намагниченности ферромагнетика [1–10], которые мы в данной работе не учитываем. Дальнейший процесс релаксации спина происходит путем перехода электронов между неравновесными квазиуровнями Ферми с переворотом спина, который может приводить к терагерцевому излучению. В следующем разделе оценим вероятность процесса релаксации продольной компоненты с переворотом спина.

7. ВЕРОЯТНОСТЬ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

На рис. 3 видно, что при данных начальных условиях ($n_+ > n_-$ — неравновесное заселение спиновых подзон) заселенность верхней подзоны (+) убывает со временем, а заселенность нижней подзоны (–) растет. Нас интересует релаксационный процесс с излучательными и неизлучательными переходами вблизи начального момента времени, когда концентрация инжектированных носителей максимальна (на практике вблизи границы она будет постоянной величиной за счет постоянного во времени тока

инжекции). Следовательно, скорость квантовых переходов в начальный момент времени будет определять вероятность переходов (количество квантовых переходов в единицу времени), которую мы ищем. Для того чтобы оценить скорость квантовых переходов, найдем зависимость $\mu_z(t)$, исходя из ряда приближений.

При $\tau_{\perp} \ll \tau_{\parallel}$, $H_{sd}^{2(\perp)} \approx \text{const}$, $\omega_{12} \ll 1/\tau_{\perp}$ (при круговой поляризации внешнего электромагнитного поля выполняется точное равенство $H_{sd}^{2(\perp)} = \text{const}$) из системы уравнений (17) мы можем получить

$$\mu_z(t) \approx \left(\mu_z(0) - \frac{\mu_z^e}{1 + \gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \right) \times \exp \left(- \frac{\left\{ 1 + \gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel} \right\} t}{\tau_{\parallel}} \right) + \frac{\mu_z^e}{1 + \gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}}. \quad (20)$$

Сравнение значений продольной компоненты магнитного момента электрона $\mu_z(t)$, рассчитанных по формуле (20), и значений $\mu_z(t)$, полученных точным численным решением системы уравнений (17), показывает их совпадение при степени модуляции $\beta \leq 0.01$ (значение $\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}$ изменяется от 0 до 0.6) при любых временах и при сильной модуляции $\beta > 0.01$ ($\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel} > 0.6$) при $t > 10\tau_{\parallel}$.

Учитывая, что

$$\mu_z(t) = \frac{\gamma \hbar}{2} P_z(t),$$

где $P_z = (n_+ - n_-)/n$ — степень спиновой поляризации неравновесных электронов, и то, что скорость квантовых переходов мы оцениваем как

$$W = n_{el} (dP_z(t)/dt)|_{t=0},$$

из (20) получим

$$W \approx n_{el} \left| \left(P_z(0) - \frac{P_z^e}{1 + \gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \right) \times \left(\frac{1 + \gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}}{\tau_{\parallel}} \right) \right|. \quad (21)$$

Здесь n_{el} — концентрация инжектированных неравновесных по спину электронов в металле.

Из формулы (21) следует, что вероятность переходов в значительной степени зависит от величины $\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}$ по сравнению с единицей, т. е. неравенства

$$\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel} \ll 1, \quad \gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \tau_{\parallel} \gg 1$$

соответствуют двум разным режимам спиновой релаксации. Проясим физический смысл этих двух режимов следующим образом. Из уравнения (19) следует, что частота прецессии магнитного момента электрона вокруг оси z

$$\omega_{pr} \approx \gamma H_{sd}^{(\perp)}.$$

Если ввести эффективное время спиновой релаксации как $\tau_{eff} = \sqrt{\tau_{\perp} \tau_{\parallel}}$, то в случае $\omega_{pr} \tau_{eff} \ll 1$ будет реализован режим низкой добротности прецессии (магнитный момент не успевает совершить оборот вокруг оси z), а при $\omega_{pr} \tau_{eff} \gg 1$ будет реализован режим высокой добротности прецессии (магнитный момент многократно прецессирует за время эффективной спиновой релаксации).

В первом режиме при $\omega_{pr} \tau_{eff} \ll 1$ вероятность квантовых переходов, согласно (21), равна

$$W \approx n_{in} \left| \frac{P_z(0) - P_z^0}{\tau_{\parallel}} \right|. \quad (22)$$

Таким образом, в режиме низкой добротности прецессии вероятность переходов задается временем продольной релаксации спиновой системы свободных электронов металла, определяемым, в свою очередь, свойствами термостата. Для оценки вероятности переходов (22) примем n_{el} по порядку величины равным концентрации свободных электронов в металле $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Это соответствует случаю максимально возможного неравновесного состояния по спину и осуществимо при плотности тока инжекции, много большем тока диффузии [28]. В результате получаем следующую оценку вероятности переходов в единицу времени и в единице объема при $P_z(0) = 0.4$ (железо, [4]), $P_z^e = 0.2$ (пермаллой, [4]), $\tau_{\parallel} = 10^{-13} \text{ с}$:

$$W \approx 10^{34} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Для режима высокой добротности прецессии при $\omega_{pr} \tau_{eff} \gg 1$ учтем, что приближенная формула (21) совпадает с численным решением системы (17) при $t \approx 10\tau_{\parallel}$. В этом случае вероятность переходов, как следует из (21), равна

$$W \approx n_{in} \left| 10(P_z(0))\gamma^2 H_{sd}^{2(\perp)} \tau_{\perp} \right| \approx \approx 10^{37} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3} \quad (23)$$

и определяется поперечным временем спиновой релаксации. Для оценки (23) принималось, что $n_{el} \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (случай максимально возможного неравновесного состояния по спину [28]), $\omega_{pr} \approx 6 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\tau_{\parallel} \approx 10^{-13} \text{ с}$ [6, 7] и $\tau_{\perp} \approx 10^{-15} \text{ с}$ [14].

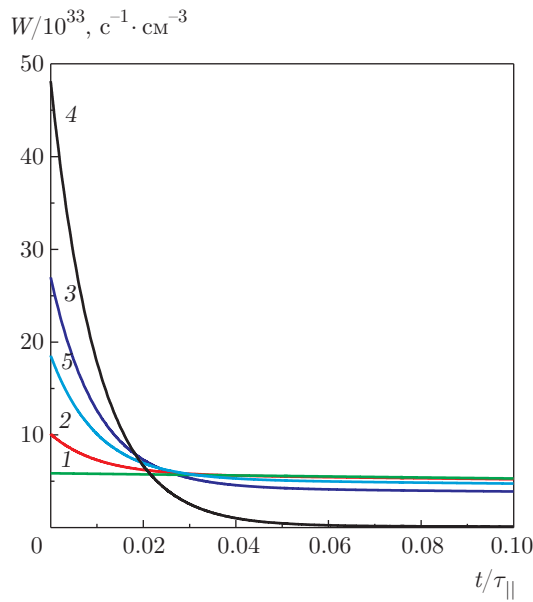


Рис. 7. Зависимости вероятности квантовых переходов W от времени t/τ_{\parallel} : 1 — $\beta = 0$, 2 — $\beta = 0.001$, 3 — $\beta = 0.005$; 4 — $\beta = 0.01$, 5 — $\beta = 0.03$ ($\alpha = 2 \cdot 10^4$), $n_{el} \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{\parallel} \approx 10^{-13} \text{ с}$, $\tau_{\perp} \approx 10^{-15} \text{ с}$, $\alpha = 2 \cdot 10^5$

Из формулы (20) следуют интересные свойства процессов релаксации. При $\omega_{pr}\tau_{eff} \gg 1$ и $t \gg \tau_{\parallel}/\omega_{pr}\tau_{eff}$ заселенности верхнего и нижнего электронных подуровней выравниваются (см. кривую 3 на рис. 3). В режиме высокой добротности прецессии, т. е. при достаточно большом внешнем электромагнитном поле ($H_{sd}^{(\perp)}/H_{sd}^{(z)} = 0.1$, см. рис. 3) скорость поступления энергии от поля может превышать скорость отбора энергии колебаний магнитного момента термостатом. В результате компенсируется отбор и отдача энергии электромагнитному полю осциллятором, система переходит в состояние равновесия с действующим полем и имеет место так называемый эффект насыщения [38].

На рис. 7 представлены зависимости скорости квантовых переходов W от времени, рассчитанные путем численного решения системы (17). Совпадение численного расчета с приближенным значением W из формулы (21) получается лишь при $\beta = 0$. Тем не менее, все приведенные выше выводы, следующие из приближенных формул (21)–(23), подтверждаются ходом кривых на рис. 7. Чем выше значение $\omega_{pr}\tau_{eff}$, тем больше вероятность переходов при $t = 0$. При достаточно большом значении $\omega_{pr}\tau_{eff}$ заселенности верхнего и нижнего электронных подуровней выравниваются с течением времени и, как следует из поведения кривой 4 на рис. 7, вероятность переходов W стремится к нулю.

Вероятность переходов электронов проводимости с переворотом спинов при их взаимодействии с термостатом определяется формулой (22). Вклад излучательных переходов в эту вероятность предполагается определить в дальнейшем. Однако можно привести некоторые оценки для сопоставления с экспериментом. Если предположить, что квантовый выход равен единице (оценка по верхнему пределу), то, согласно формуле (22), количество излучательных переходов для плотности неравновесных электронов $n_{el} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (плотность тока 10^8 А/см^2 , см. работу [28]) $W_r \approx 10^{-33} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. Выделяемая при этом мощность излучения P_i определяется количеством переходов, умноженным на энергию кванта $\hbar\omega$. Для $\omega_{12} = 30 \text{ ТГц}$ получаем

$$P_i = \hbar\omega W_r \approx 10^{13} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (24)$$

Объем активной области излучателя будет определяться диаметром точечного контакта магнитного перехода и длиной спиновой релаксации. При диаметре точечного контакта порядка 1 мкм и длине спиновой релаксации 10 нм получим объем активной области $V \approx 10^{-15} \text{ см}^3$. Таким образом, в активной области, согласно (23), может выделяться максимальная мощность излучения около $P_i \approx 10^{-2} \text{ Вт}$. Столь высокое оценочное значение мощности получено без учета того, что квантовый выход на практике будет значительно меньше единицы, а число неравновесных электронов не равно максимально возможному 10^{21} см^{-3} при данной плотности тока [28].

Экспериментальное значение мощности с некоторой точностью согласуется с предположением, что количество излучательных переходов в единицу времени равно количеству инжектированных электронов. Для тока 0.1 А, который был выбран в эксперименте [26] для точечного контакта с диаметром эффективного сечения порядка единиц микрометра, получается следующая оценка количества квантовых переходов (все инжектированные электроны участвуют в излучении):

$$R_{st} = I/e \approx 10^{17} \text{ с}^{-1}.$$

Выделяемая мощность при этом определяется количеством переходов, умноженным на энергию кванта $\hbar\omega$ ($\omega = 30 \text{ ТГц}$ — согласно экспериментальным измерениям частота излучения лежит в диапазоне десятков терагерц [26]),

$$P_i = \hbar\omega(I/e) \approx 10^{-2} \text{ Вт}.$$

Таким образом, при мощности с квантовым выходом равным единице получаем удовлетворительное

согласие рассчитанной мощности с экспериментальными данными. Тем не менее отметим, что при интерпретации экспериментальных данных считалось, что детектируемая мощность излучения принадлежит спин-инжекционному излучению, а вклад теплового излучения пренебрежимо мал.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе с помощью формализма матрицы плотности получено уравнение движения магнитного момента, усредненного по ансамблю неравновесных спин-инжектированных электронов в ферромагнитном переходе, с учетом обменного взаимодействия и взаимодействия с внешним электромагнитным полем и термостатом.

Показано, что анизотропия обменного взаимодействия и наличие внешнего поля существенно влияют на вероятность энергетических переходов электронов с переворотом спина. В отсутствие анизотропии обменного взаимодействия поперечные компоненты обменного поля (определяемые внешним электромагнитным полем) равны нулю, а релаксация продольной компоненты магнитного момента электрона проводимости полностью определяется взаимодействием спиновой системы электронов проводимости с термостатом.

Выявлено два режима спиновой релаксации, соответствующих низкой и высокой степеням добротности колебаний спин-неравновесных инжектированных электронов (прецессии). В случае низкой добротности колебаний $\omega_{pr}\tau_{eff} \ll 1$ вероятность квантовых переходов электронов определяется временем продольной релаксации спиновой системы свободных электронов металла, в свою очередь зависящим от свойств термостата ферромагнетика для электронов. При высокой степени добротности колебаний $\omega_{pr}\tau_{eff} \gg 1$, когда магнитный момент многократно прецессирует за время эффективной спиновой релаксации, вероятность переходов зависит от времени поперечной спиновой релаксации и частоты прецессии магнитного момента.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-57-76001 ЭРА_а), гранта Президента РФ (№ МК-7026.2016.8), гранта Президиума РАН в рамках государственного задания № 007-00220-18-00 по теме № 0030-2017-0003, а также при финансовой поддержке РНФ (грант № 14-19-00760) и Правительства РФ (соглашение № 074-02-2018-286).

Авторы с прискорбием сообщают, что во время подготовки статьи скоростно скончался Г. М. Михайлов, внесший существенный вклад в эту работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Fert, J.-M. George, H. Jaffrès, R. Mattana, and P. Seneor, *Europhys. News* **34**, 227 (2003).
2. J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, and C. Dennis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, R121 (2002).
3. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
4. *Concepts in Spin Electronics*, ed. by S. Maekawa, Oxford University Press, New York (2006).
5. A. Fert, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1517 (2008); А. Ферт, *УФН* **178**, 1336 (2008); P. A. Grunberg, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1531 (2008); П. А. Грюнберг, *УФН* **178**, 1349 (2008).
6. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн, *УФН* **179**, 359 (2009).
7. А. К. Звездин, К. А. Звездин, А. В. Хвальковский, *УФН* **178**, 436 (2008).
8. G. Yu, P. Upadhyaya, Y. Fan, J. G. Alzate, W. Jiang, K. L. Wong, S. Takei et al., *Nature Nanotechnol.* **9**, 548 (2014).
9. X. Zhou, L. Ma, Z. Shi, W. J. Fan, J. G. Zheng, R. F. L. Evans, and S. M. Zhou, *Phys. Rev. B* **92**, 060402(R) (2015).
10. Y.-C. Lau, D. Betto, K. Rode, J. M. D. Coey, and P. Stamenov, *Nature Nanotechnol.* **11**, 758 (2016).
11. J. Walowski and M. Munzenberg, *J. Appl. Phys.* **120**, 140901 (2016).
12. A. Fernandez-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fischer, and R. P. Cowburn, *Nature Comm.* **8**, 15756 (2017).
13. D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 363001 (2017).
14. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
15. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
16. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 189 (2002).

17. В. Шокли, *Теория электронных полупроводников. Приложение к теории транзисторов*, Изд-во иностр. лит., Москва (1953).
18. A. M. Kadigrobov, R. I. Shekhter, I. Aronov, S. I. Kulinich, A. Pulkin, and M. Jonson, *Low Temp. Phys.* **37**, 925 (2011).
19. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, С. Г. Чигарев, *Радиотехника и электроника* **60**, 441 (2015).
20. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Europhys. Lett.* **67**, 948 (2004).
21. A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Low Temp. Phys.* **31**, 352 (2005).
22. A. M. Kadigrobov, R. I. Shekhter, S. I. Kulinich, M. Jonson, O. P. Balkashin, V. V. Fisun, Y. G. Naidyuk, I. K. Yanson, S. Andersson, and V. Korenivski, *New J. Phys.* **13**, 023007 (2011).
23. R. I. Shekhter, A. M. Kadigrobov, M. Jonson, E. I. Smotrova, A. I. Nosich, and V. Korenivski, *Opt. Lett.* **36**, 2381 (2011).
24. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Крикунов, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 192 (2007).
25. T. Pietsch, S. Egle, M. Keller, H. Fridtjof-Pernau, F. Strigl, and E. Scheer, *New J. Phys.* **18**, 093045 (2016).
26. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, А. И. Панас, С. Г. Чигарёв, Э. М. Эпштейн, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 289 (2011).
27. V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov, and R. I. Shekhter, *Europhys. Lett.* **104**, 27011 (2013).
28. Е. А. Вилков, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, Ю. В. Гуляев, В. Н. Коренивский, С. А. Никитов, А. Н. Славин, *Радиотехника и электроника* **61**, 844 (2016).
29. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас, С. Г. Чигарёв, Э. М. Эпштейн, *Радиотехника и электроника* **55**, 715 (2010).
30. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн, *УФН* **179**, 359 (2009).
31. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, Э. М. Эпштейн, *Радиотехника и электроника* **57**, 359 (2012).
32. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, А. И. Панас, С. Г. Чигарёв, Э. М. Эпштейн, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 289 (2011).
33. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1962).
34. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
35. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Р. Дж. Эллиотт, *Радиотехника и электроника* **48**, 1030 (2003).
36. К. Блум, *Теория матрицы плотности и ее приложения*, Мир, Москва (1983).
37. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1974).
38. Ч. Сликтер, *Основы теории магнитного резонанса*, Мир, Москва (1967).