07

Природа терагерцового излучения в магнитных нанопереходах при протекании в них тока

© С.Г. Чигарев,[1] Е.А. Вилков,[1] О.А. Бышевский-Конопко,[1] А.И. Панас,[2] Л.А. Фомин,[3] И.В. Маликов[3]

[1] Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
141190 Фрязино, Московская обл., Россия
[2] НПП „Исток“ им. Шокина,
141190 Фрязино, Московская обл., Россия
[3] Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия
e-mail: chig50@mail.ru

Поступило в Редакцию 22 января 2024 г.
В окончательной редакции 13 марта 2025 г.
Принято к публикации 24 марта 2025 г.

Исследованы режимы работы спин-инжекционного THz-излучателя, использующего структуру стержень–пленка в области пусковых значений тока (плотности тока). Для пленок Fe_3O_4 и Fe экспериментально установлено два механизма возникновения THz-излучения. Один из них связан с изменением энергии sd-обменного взаимодействия при переходе спин-поляризованным током границы раздела магнитных слоев, когда часть электронов уменьшает свою энергию без переворота спина, другой при больших значениях плотности тока определяется межзонными переходами с переворотом спина. Проведено теоретическое обоснование наблюдаемых двух механизмов возбуждения THz-излучения.

Ключевые слова: спин, магнитный переход, спиновая поляризация, sd-обменное взаимодействие, THz-излучение.

DOI: 10.61011/JTF.2025.07.60661.16-24

Введение

В последние годы „терагерцовый диапазон“ (THz) частот привлекает все большее внимание, обусловленное его уникальными особенностями. Так, терагерцовое излучение не является ионизирующим, тем самым не действует на биообъекты и может с успехом применяться в медицине и биологии. Эти частоты могут использоваться в системах безопасности, например, для детектирования наркотических и взрывоопасных веществ, а также для выявления скрываемых, социально опасных предметов. Широкие частотные полосы этого диапазона дают возможность создания суперскоростных информационно коммуникационных систем, а длины волн этих частот, соизмеримые с типовыми размерами микромира, делают их перспективными для решения различных материаловедческих проблем [1]. Однако отсутствие компактных, общедоступных, надежных и простых в использовании источников и приемников этого диапазона сдерживает его широкое применение. Имеющиеся на сегодняшний день коммерчески доступные THz-источники, такие как лампы обратной волны, лазеры на свободных электронах, газовые лазеры и газоразрядные THz-источники, а также квантово-каскадные лазеры далеки от удовлетворения требований простоты и надежности. Поэтому остается актуален поиск принципиально новых методов генерации и регистрации терагерцового излучения.

Одним из перспективных направлений создания элементной базы THz-диапазона может стать новый раздел электроники — спинтроника, — в котором исследуются и используются эффекты, наблюдаемые при электронно-волновом взаимодействии с учетом не только заряда электрона, но и его собственного магнитного момента — спина. Так, в последние 10–15 лет, преимущественно в России, развивается новое направление исследования принципов формирования THz-сигналов (в диапазоне частот 7–30 THz) в магнитных переходах, сформированных из контактирующих слоев ферромагнетиков или антиферромагнетиков нанометровой толщины при инжекции в них спинов током большой плотности (10^5-10^7 A/cm^2) [2]. Начало этим исследованиям положили теоретические работы [3,4], предсказавшие возможность возбуждения THz-излучения при спиновой инжекции током в указанных структурах и объяснившие эффект формирования спин-инжекционного (динамического) излучения. Особо следует отметить оригинальную идею взаимодействия спинов электронов с электромагнитным излучением через sd-обмен, предложенную в работе [3]. Согласно оценкам, такой канал взаимодействия на порядки более эффективен, чем стандартные мультипольные каналы. Последующие экспериментальные работы [5–8] подтвердили теоретические предсказания.

Тем не менее, несмотря на определенные успехи в исследовании процессов формирования спин-инжекционного THz-излучения, остаются нерешенными ряд вопросов. Так, в работах [9–11] отмечен сложный характер изменения мощности динамического излучения

при изменении тока инжекции в области возникновения излучения. Более глубокое понимание этого процесса потребовало дополнительной проработки ранее опубликованных результатов, а также проведения дополнительных измерений. Цель этих измерений и работы в целом выявить различные условия формирования электромагнитного излучения при спиновой инжекции током в магнитных переходах, а также объяснение вновь выявленных эффектов во всех исследованиях проведено на основе имеющихся теоретических представлений о генерации THz-излучения при спиновой инжекции током в магнитных нанопереходах.

1. Экспериментальные результаты

Исследование режимов возбуждения THz-излучения в различных магнитных нанопереходах проводилось с использованием излучателя, созданного на основе контакта стержень–пленка, схема которого представлена на рис. 1. Стержень представлял собой железную иглу, заостренную на одном из концов до диаметра $10-50\,\mu$m. В излучателе использовались тонкопленочные образцы, изготовленные в ИПТМ РАН (г. Черноголовка), представлявшие собой пленки Fe толщиной 30 и 60 nm и Fe_3O_4 толщиной 30 nm, выращенные на R-плоскости сапфира методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме. Стержень намагничен до насыщения воль своей оси, намагниченность пленки ориентирована нормально ее плоскости до насыщения так, что она направлена в противоположную сторону намагниченности стержня (антипараллельно).

Для питания устройства использовался источник постоянного тока с плавной регулировкой стабилизированного напряжения. Генерируемое в точке контакта стержень–пленка излучение фокусировалось мениской линзой из высокоомного кремния. Сигнал регистрировался ячейкой Голея фирмы „Тидекс“. Аналоговые величины для дальнейшей обработки оцифровывались с помощью запоминающего осциллографа АКТАКОМ АСК-3117. Измерения проводились в области токов от 0 до 700 mA при плавном изменении подаваемого на излучатель напряжения, что позволило выявить тонкую структуру процесса формирования THz-излучения.

В отличии от предыдущих статей, в которых в качестве параметра при обработке результатов использовался ток, в настоящей работе используется плотность тока. Это связано с тем, что, во-первых, в теоретических работах основным параметром выступает плотность тока [12–14], а во-вторых, как показано в [15], величина плотности тока, при которой возникает излучение, определяется материалом пленки и практически не зависит от ее толщины и структуры. Это, как показано ниже, дает дополнительную аргументацию при объяснении наблюдаемых эффектов и при сравнении режимов работы излучателей, использующих различные пленки, выполненные в том числе и из одного материала.

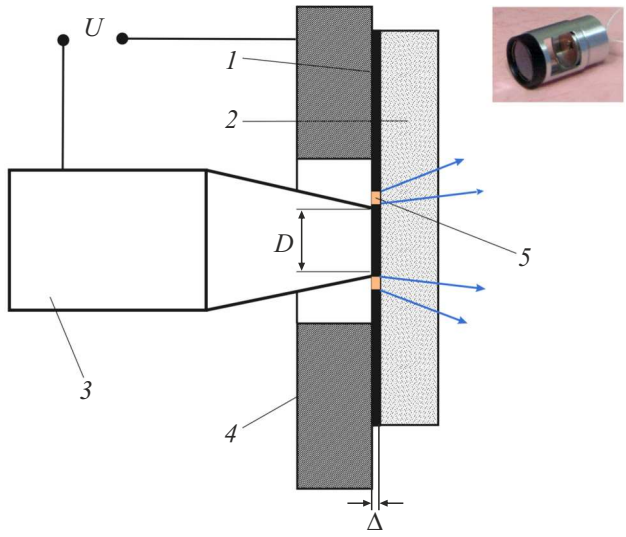


Рис. 1. Схема излучателя стержень–пленка: *1* — магнитная пленка, *2* — подложка образца, *3* — токоподводящий магнитный стержень, *4* — токосъемный электрод, *5* — кольцевая рабочая область, U — потенциал источника питания, D — диаметр острия стержня, Δ — толщина магнитной пленки. Стрелки, расходящиеся из рабочей области — THz-излучение. В верхнем правом углу — фотография действующего макета излучателя с фокусирующей линзой.

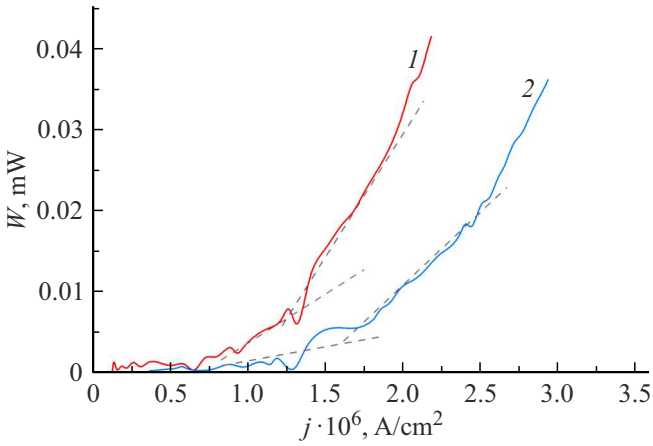


Рис. 2. Зависимость мощности излучения W от плотности тока j для спин-инжекционного излучателя со структурой стержень–пленка при использовании в нем пленки железа Fe с разной толщиной пленки Δ: кривая *1* — 30 nm, кривая *2* — 60 nm. Штриховые прямые — линейные аппроксимации отдельных участков кривых.

На рис. 2 представлены результаты измерения мощности излучения в зависимости от изменения плотности тока, пронизывавшего структуру стержень Fe–пленка Fe для двух различных толщин пленки. На рис. 2 видно, что на начальном участке кривых появление излучения, плавно превышающего нулевой уровень, наблюдается для обеих пленок при значении плотности тока $j \sim 0.9 \cdot 10^6$ A/cm^2 (стартовая плотность тока). При

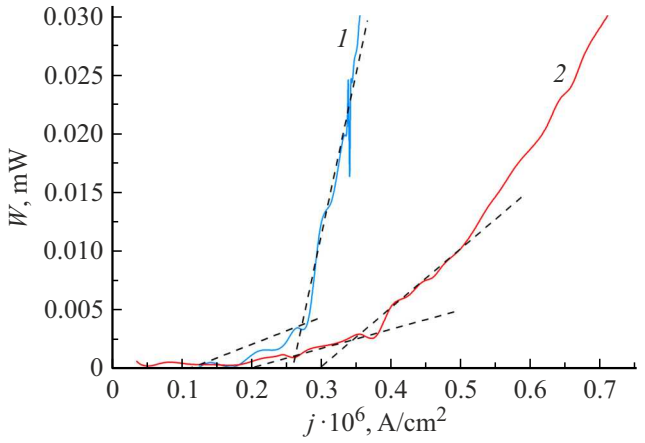


Рис. 3. Зависимость мощности излучения W от плотности тока j для двух магнитных переходов: кривая *1* — Fe_3O_4/Fe, кривая *2* — Fe/Fe. В обоих случаях толщина пленок 30 nm. Штриховые прямые — линейные аппроксимации отдельных участков кривых.

ином значении плотности тока $j \sim 1.3 \cdot 10^6$ A/cm^2, также одинаковом для обоих пленок, наблюдается резкое, в полосе плотностей тока $\Delta j \sim 0.1 \cdot 10^6$ A/cm^2, увеличение мощности с последующим изменением крутизны ее нарастания. Крутизна нарастания аппроксимируется штриховыми линиями. Такое поведение кривых, согласно [12–15], может говорить о появлении в исследуемой структуре при $j \sim 1.3 \cdot 10^6$ A/cm^2 дополнительного источника излучения, имеющего иную природу, чем на начальном участке в диапазоне плотностей тока $j \sim (0.9-1.3) \cdot 10^6$ A/cm^2. Равенство плотностей тока для обоих пленок железа как при плавном превышении нулевого уровня мощности, так и при резком увеличении мощности уже в работающем излучателе говорит о спин-инжекционном механизме возбуждения генерации в обоих случаях.

Иное соотношение пусковых значений плотностей токов наблюдается при использовании излучателей с пленками из различных материалов. В качестве примера на рис. 3 представлено сравнение результатов, полученных для двух структур „стержень–пленка“ с использованием пленок одинаковой толщины 30 nm Fe (спиновая поляризация $P \sim 0.4$) и Fe_3O_4 ($P \sim 1$). Стержень в обоих структурах выполнен из Fe. На рисунке видно, что для разных ферромагнетиков возбуждение электромагнитных колебаний происходит при различных значениях плотности тока, что не противоречит [12–15]. Тем не менее для обеих структур наблюдается качественно идентичная картина. Так, в обоих случаях при превышении некоторого пускового значения плотности тока для пленки Fe_3O_4 — $j \sim 0.45 \cdot 10^6$ A/cm^2, а для Fe — $j \sim 0.7 \cdot 10^6$ A/cm^2 появляется излучение с последующим плавным нарастанием мощности. По мере увеличения плотности тока также в обоих случаях наблюдается резкое изменение мощности: для пленки Fe_3O_4 при $j \sim 1 \cdot 10^6$ A/cm^2, для Fe при $j \sim 1.3 \cdot 10^6$ A/cm^2, после которого крутизна нарастания мощности с ростом плотности тока изменяется. Видно, что для структуры с пленкой Fe_3O_4, в которой значение равновесной спиновой поляризации близко к единице, мощность излучения увеличивается более резко с увеличением плотности тока, чем для структуры с пленкой Fe.

Дополнительным подтверждением идентичности процессов формирования излучения в этих структурах может служить наблюдаемый „провал“ мощности перед его скачком. Для его объяснения воспользуемся результатами, представленными в [8–10], согласно которым, межзонные переходы возможны как прямые, без участия третьей частицы, так и непрямые. Последние связаны с поглощением третьей частицы — фонона. Таким образом, „провал“ можно объяснить некоторым понижением температуры излучателя, связанным с поглощением фононов при непрямых квантовых переходах, что в конечном счете, приводит к некоторому уменьшению уровня регистрируемого сигнала. С ростом плотности тока мощность излучения резко увеличивается и влияние „охлаждения“ излучателя на уровень регистрируемого сигнала становится незначительным.

Представленные выше результаты показывают сложную картину формирования THz-излучения в магнитных нанопереходах при спиновой инжекции током: плавное нарастание мощности при превышении некоторого стартового значения плотности тока и резкое изменение мощности при достижении большей плотности тока в уже работающем излучателе.

2. Обоснование полученных результатов

Согласно общим представлениям о работе спин-инжекционных излучателей, образованных, как минимум, двумя контактирующими магнитными наносло-ями, имеющих существенно различные магнитные характеристики (например, ориентацию намагниченности M_1, M_2), ток, пронизывающий переход, поляризуется по спину электронов (спин поляризуется) в одном из слоев, называемом инжектором, т. е. спины электронов проводимости ориентируются параллельно или антипараллельно намагниченности инжектора [16]. Спин-поляризованный ток плотностью j, инжектируемый во второй рабочий слой, нарушает в нем равновесное спиновое состояние P_2. Согласно работе [17], неравновесная спиновая поляризация вычисляется по формуле при $j/j_D \gg 1$:

$$P(x) = P_2 + \frac{P_1 \cos\varphi - P_2}{j + j_D}\, j \exp(-x/l), \qquad (1)$$

где x — расстояние от границы материалов, угол между намагниченностями M_1 и M_2, $l = \sqrt{D\tau} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ cm длина спиновой релаксации, D — коэффициент диффузии, τ — время релаксации спинов,

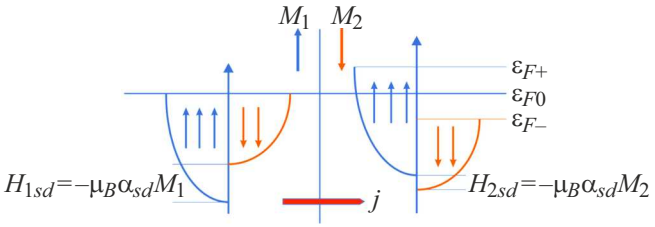


Рис. 4. Схема формирования квазиуровней Ферми без учета влияния напряжения от источника питания. Поляризованный по спину ток намагниченностью M_1 в „левом“ слое магнитного перехода распределяется по спин-энергетическим подзонам, в которых электроны находятся в уравновешенном состоянии, имея общий уровень Ферми e_{F0}. Переходя в „правый“ слой с намагниченностью M_2, заполняемость спин-энергетических подзон сохраняется при изменении их энергии. Подзоны раздвигаются по энергии. Спиновое равновесие нарушается, что приводит к образованию квазиуровней Ферми e_{F+} и E_{F-}.

$j_D = enD/l = enl/\tau$ — плотность тока диффузии электронов, n — концентрация электронов в металле, P_1, P_2 — равновесные спиновые поляризации в первом и втором ферромагнетиках, e — заряд электрона. При подстановке типичных оценок параметров $n \sim 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{s}$ получаем $j_D \sim 1.6 \cdot 10^{10}\,\mathrm{A/cm}^2$. Так как используемые в эксперименте максимальные токи в магнитных переходах, как правило, на порядок меньше полученной величины, то можно считать, что условие $j/j_D \gg 1$ хорошо выполняется.

Таким образом, возникает отклонение $\Delta P = P - P_2$ спиновой поляризации от равновесной P_2. При этом в рабочем слое на расстоянии спиновой релаксации от границы раздела слоев энергетические подзоны с противоположным спином, изначально уравновешенные в инжекторе с общим уровнем Ферми e_{F0}, в силу того, что спиновое состояние электрона изменяется медленнее изменения его энергии и импульса, раздвигаются по энергии с образованием в каждой из подзон квазиуровней Ферми, разнесенных выше e_{F+} и e_{F-} ниже по энергии относительно их равновесных уровней $e_{0F+,-}$ [17]. Схема формирования квазиуровней ферми представлена на рис. 4.

$$\varepsilon_{F+} - \varepsilon_{0F+} = \frac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2 n)^{2/3} \times \left(\left(\frac{1 - P_2 - \Delta P}{2}\right)^{2/3} - \left(\frac{1 - P_2}{2}\right)^{2/3}\right), \quad (2)$$

$$\varepsilon_{F-} - \varepsilon_{0F-} = \frac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2 n)^{2/3} \times \left(\left(\frac{1 + P_2}{2}\right)^{2/3} - \left(\frac{1 + P_2 + \Delta P}{2}\right)^{2/3}\right), \quad (3)$$

где n — концентрация электронов в металле. Таким образом, в одной из подзон с e_{F+} появляются неравновесные по спину, энергетически возбужденные („горячие“) электроны, находящиеся в неустойчивом равновесии, а во второй подзоне с e_{F-} появляются вакантные энергетические уровни. Такая ситуация позволяет „горячим“ электронам под действием внешнего излучения совершать переходы в другую энергетическую подзону с переворотом спина, отдавая часть своей энергии в виде кванта излучения, т.е. совершать излучательные переходы.

Энергию электрона без учета механизмов релаксации и взаимодействия с электромагнитным полем можно записать в виде гамильтониана [12]:

$$\hat{H}(\hat{\mathbf{p}}) = \hat{\sigma}_0 \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} - \hat{\boldsymbol{\sigma}}\mathbf{I}(\mathbf{p}), \quad (4)$$

где m — эффективная масса электрона, $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор обобщенного канонического импульса [18], $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ — вектор матриц Паули, $\hat{\sigma}_0$ — единичная матрица размером 2×2, $|\mu_B\alpha_{sd}\mathbf{M}_2| = I$ — обменная энергия, μ_B — магнетон Бора, $\alpha_{sd} \sim 2 \cdot 10^4$ — постоянная sd-обмена, $\mathbf{M}_2$ — намагниченность рабочей области.

В присутствие электромагнитного поля с векторным потенциалом $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 \exp(i\omega t + \mathbf{kr})$, где ω — частота внешнего сигнала, оператор импульса электрона должен быть заменен, согласно [18], на $(\mathbf{p} - -\frac{e}{c}\mathbf{A})$. С учетом сказанного (4) может быть переписано в виде

$$\hat{H} = \hat{\sigma}_0\varepsilon\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right) - \hat{\boldsymbol{\sigma}}\mathbf{I}\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right). \quad (5)$$

Здесь ε — кинетическая энергии электрона, e — заряд электрона, c — скорость света, $\mu_B\alpha_{sd}\mathbf{M}_2 = \mathbf{I}$.

Следуя работе [12] и разлагая (5) в ряд по степеням малого параметра $e/c\,|\mathbf{A}|$, получим с учетом линейных членов разложения

$$\mathbf{I}\left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right) \approx \mathbf{I}(\mathbf{p}) - \frac{e}{2c}\left(\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \hat{\mathbf{p}}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \hat{\mathbf{p}}}\right),$$

$$\varepsilon\left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right) \approx \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \frac{e}{2mc}(\hat{\mathbf{p}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\hat{\mathbf{p}}). \quad (6)$$

Перепишем (5) с учетом (6) в виде

$$H = \frac{p^2}{2m} \mp I + \frac{e}{2c}\left\{\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}}\right\}. \quad (7)$$

При этом мы пренебрегаем оператором

$$\hat{H} = \hat{\sigma}_0 \frac{e}{mc}\mathbf{A}\hat{\mathbf{p}},$$

поскольку его действие не вызывает переворота спина. Из (7) видно, что формирование спин-инжекционного излучения в магнитном переходе можно описать соотношением, состоящим из двух частей: одна часть, включающая первые два члена (7), которые описывают энергию электрона с той или иной ориентацией спина относительно намагниченности рабочего слоя, другая часть — (7), описывающая возмущение, вносимое внешним электромагнитным излучением. Последнее слагаемое в (7), имеющее недиагональные элементы, будет

отвечать за механизм переворота спина электрона при межзонных переходах. Используя последнее слагаемое в (7), как возмущение, в работе [19] было рассчитано количество переходов в единицу времени:

$$R_{st} = \frac{6\pi^2 e^2 \mu}{n_0^2 \omega} \frac{(n_\uparrow - n_\downarrow)}{\hbar \nu_s} N_P \left(\frac{\partial I}{\partial p_i}\right)^2 (\cos^2 \varphi), \qquad (8)$$

где μ и n_0 — магнитная проницаемость и показатель преломления металлического ферромагнетика соответственно, $n_\uparrow$ и $n_\downarrow$ — плотность электронов со спином вверх и вниз, N_p — плотность фотонов внешнего магнитного поля, частота спиновой релаксации $\nu_s \approx 10^{12}$ Hz.

Мощность можно рассчитать, умножив количество квантовых переходов в единицу времени (см. (8)) на энергию кванта, которую можно найти по формуле

$$W = \hbar \omega R_{st}.$$

Возьмем экспериментальные данные: частота спиновой релаксации $\nu_s \approx 10^{12}$ Hz, $\omega \sim 30 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, магнитная проницаемость металла на больших частотах $\mu \approx 10^4$ G/Oe, показатель преломления $n_0 \approx 10$, $(n_\uparrow - n_\downarrow) \approx P(n_\uparrow + n_\downarrow)$, $(n_\uparrow + n_\downarrow) \approx 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$, степень поляризации $P \approx 0.1$. Также используем оценку $\partial I/\partial p \approx I/p_0$ $(p_0 = \hbar/a \approx 10^{-19}\,\mathrm{erg{\cdot}s/cm})$ и то, что $N_p = 1$ (спонтанное излучение). Для этих значений $R_{st} \approx 10^{17} \ldots 10^{18}\,\mathrm{s}^{-1}{\cdot}\mathrm{cm}^3$ и $W \approx 10^{-5}{-}10^{-4}$ W, что приблизительно соответствует экспериментальному диапазону с поправкой на затухание в толщине металла.

Электрон, переходя границу между слоями, изменяет свою энергию за счет изменения обменной энергии, так как намагниченность среды меняется от $\mathbf{M}_1$ до $\mathbf{M}_2$ (релаксация поперечной компоненты спина к намагниченности $\mathbf{M}_2$ происходит достаточно быстро в масштабе времени продольной релаксации, которую мы здесь рассматриваем [20–22]). При этом электрон, имевший антипараллельную направленность спина относительно $\mathbf{M}_1$, приобретает параллельную ориентацию спина относительно намагниченности $\mathbf{M}_2$. Тем самым он теряет часть энергии, переходя на более низкий энергетический уровень относительно равновесного уровня Ферми. Электрон с противоположным направлением, наоборот, приобретает энергию. Дополнительную раздвижку при антипаралленной ориентации намагниченностей (вдоль оси квантования z) квазиуровней к раздвижкам (1), (2), связанную с этим процессом, можно оценить по формуле:

$$\Delta\varepsilon_{\mathrm{F}-,+} = |\alpha_{sd}\mu_B M_1 - \alpha_{sd}\mu_B M_2| = \alpha_{sd}\mu_B |\Delta M|. \qquad (9)$$

Таким образом, с учетом формул (2), (3), (9), частоту динамического излучения $\omega \approx \Delta\varepsilon/\hbar$, вызванного изменением энергии при переходе границы раздела двух слоев, можно записать в виде

$$\omega = \frac{2\alpha_{sd}\mu_B \Delta M}{\pi h} + \frac{\hbar(3\pi^2 n)^{2/3}}{4\pi m}\left(\left|\left(\frac{1-P_2-\Delta P}{2}\right)^{2/3} - \left(\frac{1-P_2}{2}\right)^{2/3}\right| + \left|\left(\frac{1+P_2}{2}\right)^{2/3} - \left(\frac{1+P_2+\Delta P}{2}\right)^{2/3}\right|\right). \qquad (10)$$

Согласно формуле (10), частота излучения имеет две составляющие, которые формируются соответствующим механизмом. Согласно первому слагаемому (см. формулу (9)), уменьшение энергии электронов с переходом на более низкие энергетические уровни в одной подзоне может приводить к излучению кванта энергии $\Delta\varepsilon_{\mathrm{F}-}$ без изменения спиновой ориентации, т.е. без наложения каких-либо дополнительных условий сразу по пересечении границы раздела слоев. По мере увеличения тока, это излучение становится заметным, когда число излучаемых квантов превысит число квантов, поглощаемых средой [2]. Этот процесс имеет плавный характер нарастания мощности с ростом тока. Оценим энергетическую щель $\Delta\varepsilon_{\mathrm{F}-}$, приняв значения $\alpha_{sd} = 2 \cdot 10^4$, $\mu_B = 9.3 \cdot 10^{-21}$ erg/G, $\Delta M \sim 10^3$ G. Это дает $\Delta\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-20}$, что соответствует частоте $\omega \sim 30\,\mathrm{s}^{-1}$.

В то же время электрон, приобретающий антипараллельную ориентацию спина относительно $\mathbf{M}_2$, увеличивает свою энергию за счет источника питания, переходя на более высокий энергетический уровень относительно равновесного уровня Ферми. Так как изменение энергии происходит быстрее изменения спинового состояния, как отмечалось выше, в каждой из подзон образуются квазиуровни Ферми. Энергетическая щель между ними определяется вторым членом в (10), которая соответствует максимальной энергии электрона при излучательном переходе. Ее количественная оценка при $P = 0.4$ дает величину $\Delta\varepsilon = 8.8 \cdot 10^{-20}$, что по порядку соответствует щели при изменении sd-обменного взаимодействия. Однако излучательные переходы в этом случае, согласно [12–14], возможны при создании инверсной заселенности спиновых подзон. Действительно, спин-поляризованные электроны из инжектора поступают в рабочую область, уже заполненную спин-поляризованными электронами. В результате равновесная спиновая поляризация в рабочем слое нарушается. Однако для появления излучения необходимо создать условия, когда концентрация „горячих“ электронов в подзоне с антипараллельной ориентацией спинов превысила бы концентрацию в противоположной подзоне. Согласно [17], инверсная заселенность спиновых подзон определяется плотностью тока, пронизывающего магнитный переход. Оценка этого процесса, взятая из [17], графически представлена на рис. 5 (расчет по формуле (1)).

Как видно на рис. 5, инверсная заселенность, соответствующая отрицательным значениям поляризации инжектированных электронов P, появляется только при равновесной спиновой поляризации $P > 0$ и достижении

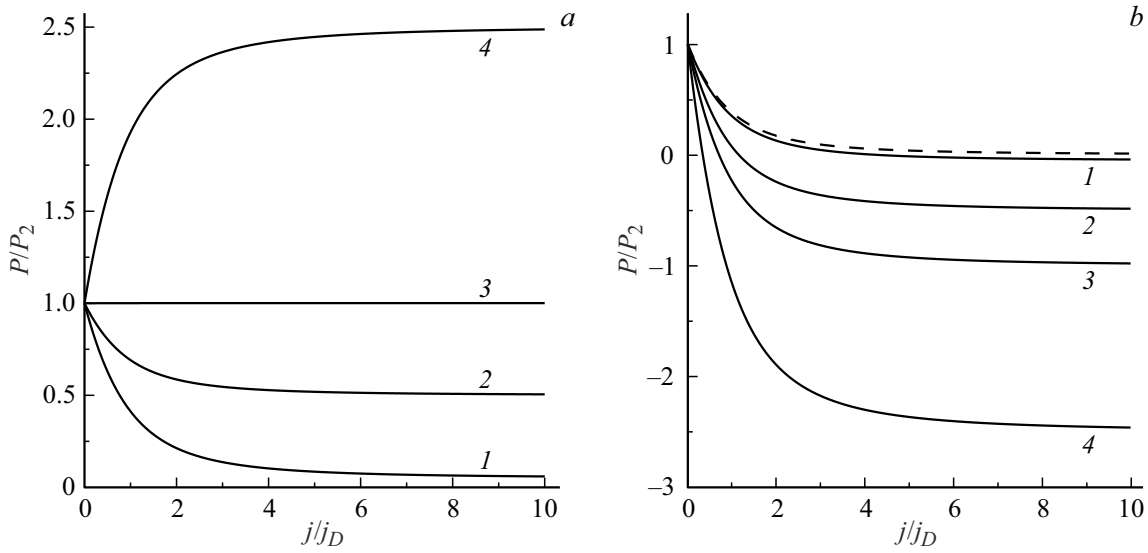


Рис. 5. Спиновая поляризация на границе двух ферромагнетиков (отнесенной к равновесному значению) в зависимости от (безразмерной) плотности тока j/j_D при $\varphi = 60^\circ$ (*a*) и 120° (*b*) и различных значениях отношения поляризаций $P_1/P_2 = 0.1$ (*1*), 1 (*2*), 2 (*3*), 5 (*4*). Штриховая кривая, $P_1/P_2 = 5$, $\varphi = 90^\circ$.

определенных плотностей тока. Так, кривая *2* соответствует случаю Fe/Fe, кривая *4* ближе случаю Fe_3O_4/Fe. Эти результаты показывают, что излучательные межзонные переходы появляются только при превышении некоторого значения тока, т. е. процесс имеет пороговый характер.

Таким образом, показан сложный механизм спин-инжекционного возбуждения излучения. Так, при увеличении плотности тока от нуля, начиная с некоторого, стартового значения, мы наблюдаем плавное нарастание мощности за счет изменения энергии sd-обмена без изменения спиновой ориентации. По мере дальнейшего увеличения плотности тока, переходя некоторое пороговое значение, зависящее от используемого ферромагнетика, появляется излучение за счет межзонных переходов с переворотом спинов. Пороговый характер этого излучения приводит к скачку мощности на кривой зависимости мощности от плотности тока.

Выводы

Экспериментально установлен двойной механизм возбуждения THz-излучения при протекании тока сквозь магнитный нанопереход. Возбуждение излучения наблюдается как за счет изменения энергии sd-обмена при пересечении границы раздела слоев с разными параметрами магнитного поля без изменения спиновой ориентации, так и за счет излучательных межзонных переходов под действием внешнего излучения с изменением ориентации спинов у части электронов, находящихся в энергетически возбужденном состоянии. Наличие некоторого „провала“ мощности перед его скачком говорит о возможном поглощении фононов при возникновении излучения, связанного с непрямыми квантовыми переходами.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН № FFWZ-2022-0016.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.S. Dhillon, M.S. Vitiell, E.H. Linfield, A.G. Davies, M.C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G.P. Williams, E. Castro-Camus, D.R.S. Cumming, F. Simoens, I. Escorcia-Carranza, J. Grant, S. Lucyszyn, M. Kuwata-Gonokami, K. Konishi, M. Koch, C.A. Schmuttenmaer, T.L. Cocker, R. Huber, A.G. Markelz, Z.D. Taylor, V.P. Wallace, J.A. Zeitler, J. Sibik, T.M. Korter, B. Ellison, S. Rea, P. Goldsmith, K.B. Cooper, R. Appleby, D. Pardo, P.G. Huggard, V. Krozer, H. Shams, M. Fice, C. Renaud, A. Seeds, A. Stohr, M. Naftaly, N. Ridler, R. Clarke, J.E. Cunningham, M.B. Johnston. J. Phys. D: Appl. Phys., **50** (4), 043001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/50/4/043001

[2] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев. РиЭ, **60** (5), 441 (2015). DOI: 10.7868/S0033849415050058 [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, S.G. Chigarev. J. Commun. Technol. Electron., **60** (5), 411 (2015). DOI: 10.1134/S1064226915050058]

[3] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиот. РиЭ, **48** (9), 1030 (2003). [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, E.M. Epshtein, R.J. Elliot. J. Commun. Technol. Electron., **48** (9), 942 (2003).]

[4] A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, M. Jonson. Low Temp. Phys., **31** (4), 352 (2005). DOI: 10.1063/1.1884439
[5] 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** (5), 289 (2011). [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zilberman, I.V. Malikov, G.M. Mikhailov, A.I. Panas, S.G. Chigarev, E.M. Epshtein. JETP Lett., **93** (5), 259 (2011). DOI: 10.1134/s0021364011050055]
[6] P. Stremoukhov, A. Safin, M. Logunov, S. Nikitov, A. Kirilyuk. J. Appl. Phys., **125** (15), 223903 (2019). DOI: 10.1063/1.5090455
[7] A.M. Kadigrobov, R.I. Shekhter, S.I. Kulinich, M. Jonson, O.P. Balkashin, V.V. Fisun, Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson, S. Andersson, V. Korenivski. New J. Phys., **13** (2), 023007 (2011). DOI: 10.1088/1367-2630/13/2/023007
[8] A.M. Kadigrobov, R.I. Shekhter, M. Jonson. Low Temp. Phys., **38** (12), 1439 (2012). DOI: 10.1063/1.4770510
[9] V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov, R.I. Shekhter. Europhys. Lett., **104** (2), 27011 (2013). DOI: 10.1209/0295-5075/104/27011
[10] S.G. Chigarev, L.A. Fomin, D.P. Rai, E.A. Vilkov, O.A. Byshevsky-Konopko, D.L. Zagorsky, I.M. Doludenko, A.I. Panas. SPIN, **13** (1), 2350010 (2023). DOI: 10.1142/S2010324723500108
[11] Л.А. Фомин, А.В. Черных, В.А. Березин, Е.А. Вилков. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, (2), 34 (2021). DOI: 10.31857/S1028096021020059 [L.A. Fomin, A.V. Chernykh, V.A. Berezin, E.A. Vilkov. J. Surf. Investig., **15** (1), 128 (2021). DOI: 10.1134/S1027451021010237]
[12] A.M. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R.I. Shekhter, M. Jonson. Europhys. Lett., **67** (6), 948 (2004). DOI: 10.1209/epl/i2004-10159-8
[13] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн. РиЭ, **57** (5), 558 (2012). [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, E.M. Epshtein. J. Commun. Technol. Electron., **57** (5), 506 (2012). DOI: 10.1134/S106422691205004X]
[14] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. Письма в ЖЭТФ, **85** (3), 192 (2007). [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, A.I. Krikunov, A.I. Panas, E.M. Ephshtein. Jetp Lett., **85** (3), 160 (2007). DOI: 10.1134/S002136400703006X]
[15] Ю.В. Гуляев, Е.А. Вилков, С.Г. Чигарев, Р.С. Куликов, А.Р. Сафин, Н.Н. Удалов, Р.С. Давыденко, А.Г. Колесников, А.В. Огнев, Г.М. Михайлов, А.В. Черных, С.В. Ильин. РиЭ, **63** (8), 858 (2018). DOI: 10.1134/S0033849418080065 [Yu.V. Gulyaev, E.A. Vilkov, S.G. Chigarev, R.S. Kulikov, A.R. Safin, N.N. Udalov, R.S. Davydenko, A.G. Kolesnikov, A.V. Ognev, G.M. Mikhailov, A.V. Chernykh, S.V. Il'in. J. Commun. Technol. Electron., **63** (8), 928 (2018). DOI: 10.1134/S1064226918080065]
[16] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. УФН, **179** (4), 359 (2009). DOI: 10.3367/UFNr.0179.200904b.0359 [Yu.V. Gulyaev, P.E. Zilberman, A.I. Panas, E.M. Epshtein. Phys.-Usp., **52** (4), 335 (2009). DOI: 10.3367/UFNe.0179.200904b.0359]
[17] Е.А. Вилков, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев, Ю.В. Гуляев, В.Н. Коренивский, С.А. Никитов, А.Н. Славин. РиЭ, **61** (9), 844 (2016). DOI: 10.7868/S0033849416090138 [E.A. Vilkov, G.M. Mikhailov, S.G. Chigarev, Yu.V. Gulyaev, V.N. Korenivskii, S.A. Nikitov, A.N. Slavin. J. Commun. Technol. Electron., **61** (9), 995 (2016). DOI: 10.1134/S1064226916090138]
[18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Наука, М., 1974)
[19] Ю.В. Гуляев, Е.А. Вилков, П.Е. Зильберман, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев. РиЭ, **58** (12), 1187 (2013). DOI: 10.7868/S0033849413110077 [Yu.V. Gulyaev, E.A. Vilkov, P.E. Zilberman, G.M. Mikhailov, S.G. Chigarev. J. Commun. Technol. Electron., **58** (12), 1137 (2013). DOI: 10.1134/S1064226913110077]
[20] Е.А. Вилков, Г.М. Михайлов, С.А. Никитов, А.Р. Сафин, М.В. Логунов, V.N. Korenivskii, С.Г. Чигарев, Л.А. Фомин. ФТТ, **61** (6), 1021 (2019). DOI: 10.21883/FTT.2019.06.47674.279 [E.A. Vilkov, G.M. Mikhailov, S.A. Nikitov, A.R. Safin, M.V. Logunov, V.N. Korenivskii, S.G. Chigarev, L.A. Fomin. Phys. Solid State, **61** (6), 941 (2019). DOI: 10.1134/S1063783419060283]
[21] J.C. Slonczewski. J. Magn. Magn. Mater., **159** (1–2), L1 (1996). DOI: 10.1016/0304-8853(96)00062-5
[22] L. Berger. Phys. Rev. B, **54** (13), 9353 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.9353