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. Маликов³

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 стерженьпленка в области пусковых значений тока (плотности тока). Для пленок Fe₃O₄ 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 электронноволновом 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 (10⁵-10⁷ A/cm²) [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 спининжекционного 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 µm. В излучателе использовались тонкопленочные образцы, изготовленные в ИПТМ РАН (г. Черноголовка), представлявшие собой пленки Fe толщиной 30 и 60 nm и Fe₃O₄ 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 менисковой 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 $j \sim 0.9 \cdot 10^6$ А/сm² (стартовая плотность тока). При



Рис. 3. Зависимость мощности излучения W от плотности тока j для двух магнитных переходов: кривая $1 - \text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}$, кривая 2 - Fe/Fe. В обоих случаях толщина пленок 30 nm. Штриховые прямые — линейные аппроксимации отдельных участков кривых.

ином значении плотности тока $j \sim 1.3 \cdot 10^6 \,\text{A/cm}^2$, также одинаковом для обоих пленок, наблюдается резкое, в полосе плотностей тока $\Delta j \sim 0.1 \cdot 10^6 \,\mathrm{A/cm^2}$, 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 $j \sim 1.3 \cdot 10^6 \,\mathrm{A/cm^2}$ дополнительного источника излучения, имеющего иную природу, чем на начальном участке в диапазоне плотностей тока $j \sim (0.9-1.3) \cdot 10^6 \,\text{A/cm}^2$. 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. З представлено сравнение результатов, полученных для двух структур "стержень-пленка" с использованием пленок одинаковой толщины 30 nm Fe (спиновая поляризация $P \sim 0.4$) и Fe₃O₄ ($P \sim 1$). 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 Fe₃O₄ — $j \sim 0.45 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, а для Fe — $j \sim 0.7 \cdot 10^6 \,\mathrm{A/cm^2}$ появляется излучение с последующим плавным нарастанием мощности. По мере увеличения плотности тока также в обоих случаях наблюдается резкое изменение мощности: для пленки Fe₃O₄

при $j \sim 1 \cdot 10^6$ A/cm², для Fe при $j \sim 1.3 \cdot 10^6$ A/cm², после которого крутизна нарастания мощности с ростом плотности тока изменяется. Видно, что для структуры с пленкой Fe₃O₄, 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.

Обоснование полученных результатов

Согласно общим представлениям о работе спининжекционных излучателей, образованных, как минимум, двумя контактирующими магнитными нанослоями, 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]. Спинполяризованный 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 , $l = \sqrt{D\tau} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ ст 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 $n \sim 10^{22}$ сm⁻³ и $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ s получаем $j_D \sim 1.6 \cdot 10^{10}$ A/cm². 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.

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

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

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 $e_{\rm F-}$ 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]:

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

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 $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 \exp(i\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r})$, 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

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

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

Перепишем (5) с учетом (6) в виде

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

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

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 $v_s \approx 10^{12}$ Hz, $\omega \sim 30 \cdot 10^{12}$ s⁻¹, магнитная проницаемость металла на больших частотах $\mu \approx 10^4$ G/Oe, показатель преломления $n_0 \approx 10$, $(n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) \approx P(n_{\uparrow} + n_{\downarrow}), (n_{\uparrow} + n_{\downarrow}) \approx 10^{22}$ cm⁻³, степень поляризации $P \approx 0.1$. Также используем оценку $\partial I/\partial p \approx I/p_0$ ($p_0 = \hbar/a \approx 10^{-19}$ erg·s/cm) и то, что $N_p = 1$ (спонтанное излучение). Для этих значений $R_{st} \approx 10^{17} \dots 10^{18}$ s⁻¹·cm³ 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 M₁ до M₂ (релаксация поперечной компоненты спина к намагниченности М2 происходит достаточно быстро в масштабе времени продольной релаксации, которую мы здесь рассматриваем [20-22]). При этом электрон, имевший антипараллельную направленность спина относительно М₁, приобретает параллельную ориентацию спина относительно намагниченности М2. 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:

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

$$\omega = \frac{2\alpha_{sd}\mu_B\Delta M}{\pi h} + \frac{\hbar(3\pi^2 n)^{2/3}}{4\pi m} \left(\left| \left(\frac{1-P_2 - \Delta P}{2}\right)^{2/3} - \left(\frac{1-P_2}{2}\right)^{2/3} \right| + \left| \left(\frac{1+P_2}{2}\right)^{2/3} - \left(\frac{1+P_2 + \Delta P}{2}\right)^{2/3} \right| \right).$$
(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 $\Delta \varepsilon_{\rm F-}$ 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 $\Delta \varepsilon_{F-}$, приняв значения $\alpha_{sd} = 2 \cdot 10^4, \, \mu_B = 9.3 \cdot 10^{-21} \, \mathrm{erg/G}, \, \Delta M \sim 10^3 \, \mathrm{G}.$ Это дает $\Delta \varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-20}$, что соответствует частоте $\omega \sim 30 \, {
m s}^{-1}$.

В то же время электрон, приобретающий антипараллельную ориентацию спина относительно М₂, 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 спинполяризованными 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



Puc. 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 Fe₃O₄/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 спининжекционного 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, Williams, Castro-Camus, Weightman, G.P. E. 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] E.A. C.A. Вилков, Γ.М. Михайлов, Никитов, Логунов, V.N. A.P. Сафин, M.B. 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