

05,13

Оптимизация параметров системы ферромагнетик/туннельный барьер/неколлинearный ферромагнетик для генерации электромагнитного излучения

© Е.А. Караштин

¹ Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: eugenk@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 9 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Исследована возможность генерации электромагнитного излучения при переходе электронов проводимости между спиновыми подзонами неколлинearного ферромагнетика в системе ферромагнетик/туннельный барьер/неколлинearный ферромагнетик. В такой системе инжекция неравновесного спина в неколлинearный ферромагнетик осуществляется с помощью электрического тока, поляризованного по спину первым однородным ферромагнетиком. Показано, что в случае, когда оба ферромагнетика являются „плохими“ металлами или полупроводниками, можно добиться существенного снижения критического тока генерации по сравнению со случаем, когда ферромагнетики — „хорошие“ металлы. Полученные оценки для критического тока являются экспериментально реализуемыми. Прикладывая к системе напряжение различной величины, можно управлять частотой излучаемой системой электромагнитной волны.

Ключевые слова: неколлинearный ферромагнетик, обменное взаимодействие, спин-орбитальное взаимодействие, туннельный магнитный контакт.

DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51254.16H

1. Введение

Проблема излучения электромагнитных волн при переходе электронов проводимости между спиновыми подзонами ферромагнетика исследуется на протяжении последних двадцати лет [1–9]. Интерес к данному вопросу связан, во-первых, с частотой излучения, генерируемого в такой системе, которая лежит в инфракрасном или терагерцовом диапазоне, и во-вторых, с возможностью эффективного управления генерацией посредством внешнего магнитного поля, а также другими способами, которые зависят от конкретной реализации структуры. С другой стороны, реализация генератора электромагнитного излучения на основе ферромагнетика наталкивается на ряд трудностей как принципиального, так и технического характера. К первым можно отнести запрет на электродипольные переходы в обменном приближении в однородном ферромагнетике, а также достаточно сильное поглощение электромагнитных волн равновесными электронами проводимости с переходом между спиновыми подзонами [10,11]. Вторые включают в себя недостаточно большое время жизни спина в ферромагнетике, связанное с процессами релаксации без излучения электромагнитной волны, а также технологические задачи по созданию систем с заданным распределением намагниченности и требуемыми проводящими свойствами.

Среди возможных механизмов переходов электронов между спиновыми подзонами наибольший интерес представляют электродипольные переходы в неколлинearном ферромагнетике [11,12], которые, в отличие от известного из литературы механизма, связанного с зависимостью обменной константы от квазиимпульса электронов проводимости [1], не требуют наличия спин-орбитального взаимодействия в подсистеме связанных электронов, создающих магнитный момент, и, кроме того, зависят только от магнитной структуры ферромагнетика. В данной работе исследуется возможность генерации электромагнитных волн, связанной с указанным механизмом, в системе, состоящей из неколлинearного ферромагнетика с осью, перпендикулярной границе (активная область), и однородного ферромагнетика (источник спина), разделенных туннельным барьером. В качестве неколлинearного ферромагнетика выбрана среда с геликоидальным распределением намагниченности (блоховская спираль), которое реализуется, например, в гольмии при низких температурах [13], а также в искусственных магнитных структурах [14]. Инжекция неравновесных по спину носителей заряда осуществляется в рассмотренной системе пропусканием электрического тока [15]. Проводится оптимизация параметров системы с целью снижения критического тока излучения электромагнитных волн, связанного с преодолением естественного поглощения равновесными электронами. Также демонстрируется воз-

возможность управления частотой генерируемого излучения посредством изменения напряжения, приложенного к системе.

2. Спектр электронов проводимости в геликоидальном ферромагнетике и вероятность переходов

В рамках $s-d$ -модели Вонсовского [16] гамильтониан электронов проводимости в ферромагнетике имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta + J(\hat{\sigma} \cdot \mathbf{M}), \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, m_e — масса электрона, J — обменная константа в среде с геликоидальной намагниченностью \mathbf{M} , определяемой формулой

$$\mathbf{M} = \mathbf{e}_x \cos qz + \mathbf{e}_y \sin qz. \quad (2)$$

Здесь выбрана декартова система координат с осью z вдоль оси геликоида, q — волновое число геликоида, обратно пропорциональное шагу спирали. Как известно из литературы [17–19], волновые функции и спектр электронов проводимости могут быть найдены для гамильтониана (1) точно. Они имеют вид

$$\psi_+ = \exp\left(-i\frac{\varepsilon_+}{\hbar}t + i\mathbf{k}\mathbf{r}\right) \begin{pmatrix} \delta e^{-i\frac{q}{2}z} \\ e^{i\frac{q}{2}z} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\psi_- = \exp\left(-i\frac{\varepsilon_-}{\hbar}t + i\mathbf{k}\mathbf{r}\right) \begin{pmatrix} e^{-i\frac{q}{2}z} \\ -\delta e^{i\frac{q}{2}z} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_{\pm} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\mathbf{k}^2 + \frac{q^2}{4} \pm \sqrt{j^2 + k_z^2 q^2} \right), \quad (5)$$

где k — z -компонента волнового вектора, $j = \frac{2m_e}{\hbar^2} Jh$ имеет размерность квадрата волнового числа, коэффициент δ , определяющий смешивание компонент спина, имеет вид

$$\delta = \frac{j}{k_z q + \sqrt{j^2 + k_z^2 q^2}} \equiv \frac{-k_z q + \sqrt{j^2 + k_z^2 q^2}}{j}. \quad (6)$$

Приведенное здесь решение часто разлагают в ряд, вводя тот или иной малый параметр. Часто для электронов проводимости считают малым параметр адиабатичности $\beta = \frac{qk_j}{j}$ ($k_j = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2} \varepsilon_j}$ — импульс Ферми в нулевом приближении по константе обменного взаимодействия J , ε_j — энергия Ферми), равный отношению времени осцилляции спина электрона в обменном поле к времени пролета электроном неоднородности намагниченности. В настоящей работе мы используем точное решение для проведения численных расчетов.

Взаимодействие электронов проводимости с электромагнитной волной определяется заменой в гамильтониане (1) квазиимпульса электронов $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ на величину $\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}_\omega$, где $\mathbf{A}_\omega \sim e^{-i\omega t}$ — вектор-потенциал электромагнитной волны, ω — ее частота. В электродипольном приближении \mathbf{A}_ω не зависит от пространственных координат и можно получить оператор взаимодействия

$$\hat{H}_{em} = \frac{e\hbar}{2m_e c} (\mathbf{E}_\omega \cdot \nabla), \quad (7)$$

где \mathbf{E}_ω — вектор электрического поля волны. Вычисляя матричный элемент оператора (7) на волновых функциях (3), (4), получим вероятность перехода электронов между спиновыми подзонами

$$W_{kk'}^{\pm} = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{e\hbar E_z q}{2m_e c} \right)^2 \frac{J^2}{\Delta \varepsilon^2} \frac{\Delta}{(\Delta \varepsilon - \hbar\omega)^2 + \Delta^2} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \quad (8)$$

с учетом релаксации спина, $\Delta = \frac{2\pi\hbar}{\tau_s}$, где τ_s — время релаксации спина. Величина расщепления спиновых подзон $\Delta \varepsilon$, входящая в (8), составляет

$$\Delta \varepsilon = 2J \sqrt{1 + \beta^2 \frac{k_z^2}{k_F^2}}. \quad (9)$$

Из формул (8) и (9) видно, что частота, соответствующая переходу электронов между спиновыми подзонами геликоидального ферромагнетика, не фиксирована, в отличие от однородного случая, а зависит от квазиимпульса электрона в направлении оси геликоида.

3. Генерация электромагнитного излучения при инжекции спина в геликоидальный ферромагнетик

В данной работе рассмотрена система, состоящая из неколлинеарного ферромагнетика с осью, перпендикулярной границе (активная область), и однородного ферромагнетика (источник спина), разделенных туннельным барьером (рис. 1). Неравновесный спин инжектируется с помощью электрического тока. Для определения

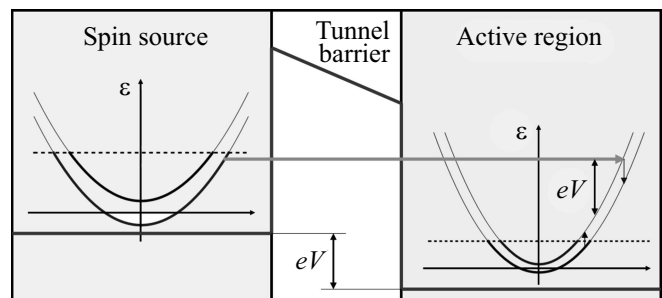


Рис. 1. Уровни энергии электронов в источнике спина (слева) и активной области (справа). Стрелкой показано туннелирование электронов.

возможности и параметров излучения электромагнитных волн активной областью записываются уравнения баланса для концентрации фотонов N_p и поляризованных по спину электронов δN . В рамках настоящей работы предполагается, что толщина активной зоны L мала, поэтому записываются уравнения для средних по указанной толщине значений, а также учитывается, что не все электроны успевают релаксировать по спину в активной области и поэтому на противоположной ее границе также течет частично поляризованный по спину ток. Уравнения имеют вид

$$\dot{N}_p = R_{st} - \nu_p N_p, \quad (10)$$

$$\delta \dot{N} = \frac{j_e}{eL} \eta \left(1 - e^{-\frac{L}{\lambda_s}}\right) - \frac{\delta N}{\tau_s} - R_{st}, \quad (11)$$

где j_e — плотность электрического тока, η — эффективность инжекции спина (степень поляризации инжектированных электронов по спину), λ_s — длина спиновой релаксации в активной зоне, ν_p — частота релаксации фотонов, не связанной с переходами электронов проводимости между спиновыми подзонами, R_{st} — интенсивность вынужденных переходов, определяемая формулой

$$R_{st} = \int d\mathbf{k} d\mathbf{k}' W_{kk'}^\pm (f_+(\mathbf{k}') - f_-(\mathbf{k})). \quad (12)$$

В формуле (12) f_\pm — функции распределения электронов в двух спиновых подзонах ферромагнетика, которые содержат равновесный вклад, а также неравновесную поправку, связанную с инжекцией спин-поляризованных носителей заряда. Равновесные электроны не дают вклада в излучение света, но могут поглощать его, переходя из нижней спиновой подзоны в верхнюю. Связанную с этим процессом интенсивность вынужденных переходов мы обозначаем как $R_{st}^{(1)}$; очевидно, она не зависит от электрического тока, протекающего в системе. Инжектированные спин-поляризованные электроны дают вклад $R_{st}^{(2)}$, как в излучение, так и в поглощение света, который зависит от частоты волны. Очевидно, этот вклад зависит от электрического тока, протекающего в системе, и обращается в ноль при нулевом токе. Поэтому в отсутствии тока $R_{st} = R_{st}^{(1)} + R_{st}^{(2)} < 0$, т.е. система поглощает свет. Излучение системой света возможно только при превышении током некоторого критического значения j_e^c .

Используя приближение высокого туннельного барьера, нетрудно вычислить вероятность туннелирования электронов и найти как поправку к функциям распределения электронов в активной области, так и эффективность инжекции спина η [11]. Например, последняя имеет вид

$$\eta = \frac{3(\varepsilon_F^s + \varepsilon_F)(J_s - J)}{4(\varepsilon_F^s)^2 + \varepsilon_F^2 + \varepsilon_F^s \varepsilon_F}, \quad (13)$$

где ε_F^s и J_s — энергия Ферми и обменная константа источника спина (мы считаем, что $\varepsilon_F^s > \varepsilon_F$, $J_s > J$). Далее производится интегрирование вероятности переходов электронов между спиновыми подзонами (8) с функ-

циями распределения и из условия положительности интенсивности стимулированного излучения определяется критический ток. В приближении $\Delta \varepsilon \approx 2J$, $\varepsilon_F^s \geq \varepsilon_F$, $J_s \gg J$, не учитывающем зависимость (9) энергии перехода от квазиимпульса, можно получить простую аналитическую формулу для критической плотности тока

$$j_e^c = \frac{\pi}{2} e k_F^3 \frac{\hbar k_F^s J / \varepsilon_F}{m_e J_s \varepsilon_F^s} \frac{L / \lambda_s}{1 - e^{-L / \lambda_s}}. \quad (14)$$

Наши оценки показали, что для параметров гольмия $q = 1.8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1}$, $J / \varepsilon_F \sim 0.2$, а также энергии Ферми, соответствующей „хорошему“ металлу (единицы электронвольт) критическая плотность тока составляет величину порядка 10^{12} A/cm^2 . Такую плотность тока, по-видимому, невозможно реализовать в эксперименте. Это связано с тем, что поглощение электромагнитной волны равновесными электронами достаточно сильно в силу большого числа электронов (концентрация пропорциональна $k_F^3 \frac{J}{\varepsilon_F}$), которые могут переходить в верхнюю спиновую подзону; грубо говоря, для излучения волны необходимо инжектировать током количество электронов, превышающее указанное выше.

Полученный критический ток может быть уменьшен с уменьшением энергии Ферми источника спина и активной области. Однако уменьшение энергий Ферми на порядок (до десятых долей электронвольт) приведет к току порядка 10^{10} A/cm^2 , что также превышает разумные значения для экспериментальной реализации. Одним из вариантов решения данной проблемы является учет зависимости частоты, соответствующей переходу электронов, от их квазиимпульса (9). Это позволяет разнести по частоте поглощение света равновесными электронами и излучение неравновесными в случае достаточно малых значений безразмерного параметра $\delta = \frac{\Delta}{2J}$, соответствующего достаточно большому времени спиновой релаксации. При энергиях Ферми порядка десятых долей электронвольта важно также учитывать сдвиг энергетических уровней между источником спина и активной областью (рис. 1), который в реальных туннельных контактах может достигать 1–1.5 eV. Нетрудно видеть, что это дает дополнительный сдвиг по частоте переходов с излучением электромагнитной волны относительно поглощения фотонов равновесными электронами.

В данной работе проведен численный расчет критического тока с учетом указанных вкладов. На рис. 2 показана зависимость критического тока от безразмерной частоты $\theta = \frac{\hbar \omega}{2J}$ при $\varepsilon_F = 0.1 \text{ eV}$, $\varepsilon_F^s = 0.2 \text{ eV}$, $\frac{J}{\varepsilon_F} = \frac{J_s}{\varepsilon_F^s} = 0.2$, $\lambda_s = 20 \text{ nm}$, $L = 5 \text{ nm}$ и двух различных значениях масштаба неоднородности намагниченности в активной области (20 и 100 nm) при фиксированном напряжении на туннельном контакте, равном . Это обусловлено тем, что сопротивление туннельного барьера может варьироваться в широком диапазоне подбором его толщины, в то время как максимальное напряжение

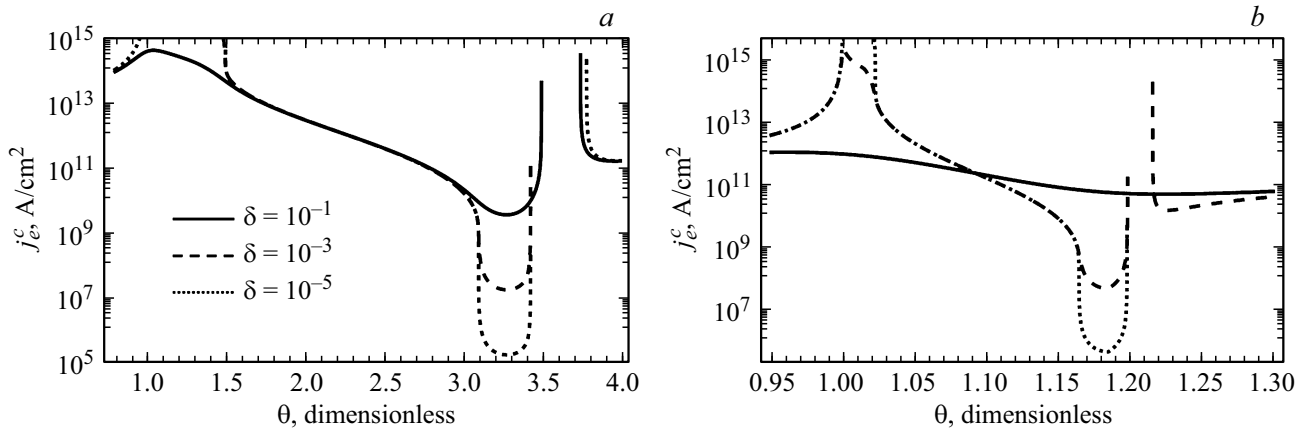


Рис. 2. Зависимость критического тока от безразмерной частоты для масштаба магнитной неоднородности (а) 20 нм и (б) 100 нм. Приведены графики для трех разных значений безразмерного параметра спиновой релаксации (указаны на рисунке).

определяется пробоем и слабо зависит от толщины барьера. Поэтому можно изменять ток, протекающий в системе, подбором ее параметров, не меняя при этом напряжение. Из приведенных на рис. 2 графиков видно, что при $\theta \sim 1$ имеется максимум, соответствующий поглощению излучения равновесными электронами. При увеличении частоты критический ток падает, а затем наблюдается его рост, связанный с тем, что вблизи энергии ϵ_F^s в состоянии с определенным квазиимпульсом электроны инжектируются только в нижнюю спиновую подзону. Это приводит к поглощению в определенном диапазоне частот, причем такое поглощение, в отличие от поглощения равновесными электронами, зависит от тока, протекающего в системе, и поэтому при некоторых параметрах системы (достаточно низкое значение δ) R_{st} отрицательно для любого тока. Таким образом, критический ток имеет минимум при некоторой частоте ($\theta > 1$). Как видно из графиков, величина тока в минимуме является экспериментально реализуемой.

Интенсивность стимулированного излучения R_{st} линейна по концентрации фотонов N_p ; мы также предполагаем для оценок, что она линейна по концентрации неравновесного спина δN [11,20]. Тогда система уравнений (10), (11) имеет два состояния равновесия. Одно из них соответствует нулевой концентрации фотонов и

$$\delta N^* = \frac{j_s \tau_s}{eL} \eta \left(1 - e^{-\frac{L}{\tau_s}}\right). \quad (15)$$

Можно для удобства записать интенсивность стимулированного излучения в виде

$$R_{st} = \xi N_p \frac{\delta N}{\delta N^*} (j_e - j_e^c).$$

Тогда другое состояние равновесия соответствует

$$N_p^{**} = \frac{\delta N^*}{v_p \tau_s} \frac{j_e - j_e^{th}}{j_e - j_e^c}, \quad \delta N^{**} = \delta N^* \frac{v_p}{\xi(j_e - j_e^c)}, \quad (16)$$

и существует лишь при $j_e > j_e^{th}$, где пороговый ток j_e^{th} определяется формулой

$$j_e^{th} = j_e^c + \frac{v_p \tau_s}{\xi} > j_e^c. \quad (17)$$

Таким образом, для генерации электромагнитных волн ток должен превышать пороговое значение.

Для того, чтобы оценить мощность излучаемых рассмотренной системой (помещенной в резонатор) электромагнитных волн, мы предполагаем, что поглощение волн в данном диапазоне частот уже учтено при вычислении R_{st} . Тогда частота ν_p в (10) определяется только потерями фотонов при их вылете из резонатора и фактически определяет излучаемую полезную мощность. Тогда мощность оценивается по формуле $P = \hbar \omega \nu_p N_p^{**} V_{res}$, где V_{res} — объем резонатора. На рис. 3, а приведена зависимость мощности излучения от безразмерной частоты для нескольких значений протекающего в системе тока, $\delta = 10^{-4}$ (что соответствует $\tau_s = 10^{-9}$ с), $\nu_p = 3 \cdot 10^9$ с $^{-1}$ (что соответствует добротности порядка 10^5), длины резонатора порядка длины волны, площади туннельного контакта $1 \mu\text{m}^2$ и его сопротивления 10Ω (остальные параметры выбраны как ранее; масштаб магнитной неоднородности равен 20 нм). Видно, что область генерации достаточно узка и имеет ярко выраженный максимум, который зависит от тока (и, соответственно, приложенного к системе напряжения): чем больше ток, тем выше частота. На рис. 3, б показана зависимость максимального значения мощности и безразмерной частоты, соответствующей этому значению, от тока. При выбранных параметрах пороговый ток составляет порядка $3.5 \cdot 10^6$ А/см 2 . При его превышении максимальная мощность быстро растет до некоторого значения (порядка 160 Вт) и дальше практически не меняется, в то время, как частота генерируемого излучения растет с ростом тока по закону, близкому к линейному. Таким образом, ток, необходимый для генерации в рассмотренной системе, является экспериментально реализуемым. При этом можно управлять

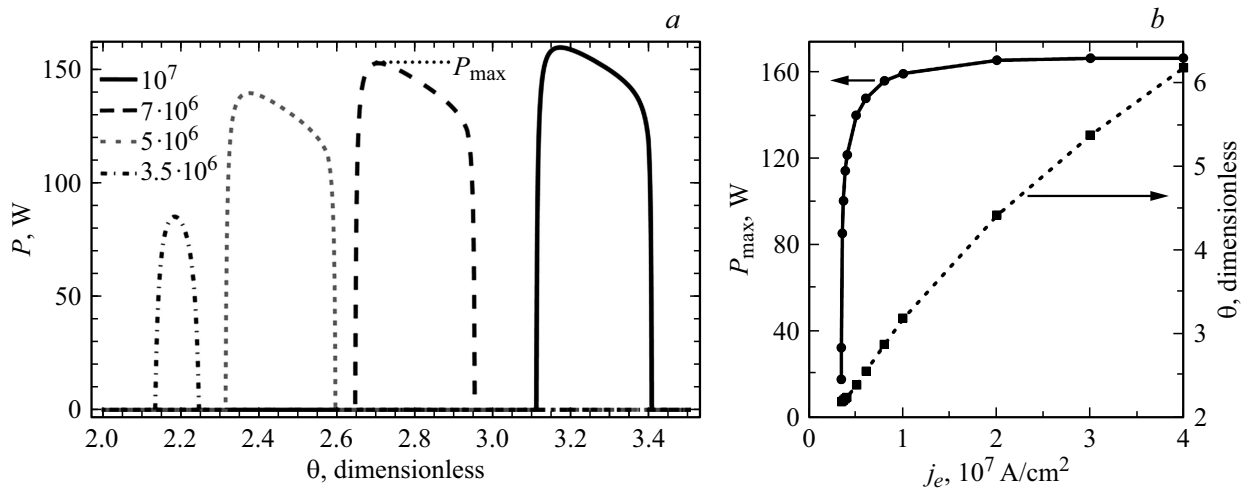


Рис. 3. *a* — зависимость мощности излучения от безразмерной частоты для разных значений плотности протекающего тока (указаны на рисунке) при масштабе магнитной неоднородности 20 nm. *b* — зависимость максимума мощности (показан на рисунке (*a*), сплошная линия) и частоты (пунктир), соответствующей этому максимуму от плотности тока.

частотой генерируемого электромагнитного излучения, изменяя приложенную к системе разность потенциалов (и, соответственно, ток). Стоит здесь отметить, что требуемый ток можно приложить только в импульсном режиме.

Найденная мощность излучения получена (как и в более ранних работах [1,2,20]) в предположении неизменного сопротивления структуры, определяемого тепловыми потерями при протекании тока. Нетрудно найти мощность таких тепловых потерь: например, для напряжения 1 V она составляет 100 W. В то же время, вычисленная мощность излучения в пике составила 160 W. Это означает, что сопротивление излучения в данном случае на три порядка больше, чем сопротивление тепловых потерь, и составляет 16 k Ω . При наличии источника тока должен реализоваться режим, в котором почти вся энергия уходит в излучение, а мощность соответствует значениям, приведенным на рис. 3. Но в этом случае к структуре будет приложено напряжение, превышающее 1000 V, что должно привести к ее разрушению. Для оценки реальной мощности, которую можно получить в данной системе, мы будем рассматривать питание системы с помощью источника напряжения. Предполагается, что частота излучения задается резонатором, в котором находится система. В этом случае при нарастании интенсивности излучения в резонаторе одновременно будет происходить увеличение сопротивления излучения и уменьшение падения напряжения на туннельном барьере. Это приведет к сдвигу кривой зависимости мощности от частоты, и в итоге система окажется в рабочем состоянии, в котором генерация стационарна и происходит вблизи края диапазона, а мощность излучения гораздо меньше пикового значения. Общий сдвиг кривой не может превышать ее ширины, поскольку генерация должна начинаться внутри диапазона, где она может происходить, а сдвиг происходит только до тех пор, пока система

не окажется вблизи края области генерации. Нетрудно оценить мощность, которую можно получить при фиксированном напряжении, как мощность, соответствующую сдвигу кривой (рис. 3, *a*) по частоте на величину ее ширины. Для приложенного к структуре напряжения 1 V (сплошная кривая на рис. 3, *a*) эта мощность оказывается равной 15 mW. По-видимому, именно такую мощность по порядку величины реально можно получить в рассмотренной системе. Стоит заметить, что вопрос учета зависимости сопротивления от протекающего в системе тока и напряжения является сложным и требует более детального рассмотрения, выходящего за рамки данной работы.

4. Заключение

В настоящей работе исследована возможность генерации электромагнитного излучения при переходе электронов проводимости между спиновыми подзонами неколлинеарного ферромагнетика в системе ферромагнетик/туннельный барьер/неколлинеарный ферромагнетик, в которой неравновесный спин инжектируется в неколлинеарный ферромагнетик электрическим током. В роли неколлинеарного ферромагнетика рассмотрен магнитный геликоид. Показано, что в случае, когда оба ферромагнетика являются „плохими“ металлами или полупроводниками, важно учитывать сдвиг энергетических уровней электронов между ферромагнетиками из-за приложенного к структуре напряжения. В совокупности с зависимостью величины обменного расщепления от квазиимпульса электрона в направлении оси спирали это приводит к тому, что можно добиться существенного снижения критического тока генерации по сравнению со случаем, когда ферромагнетики — „хорошие“ металлы. При этом не требуется экстремально малых масштабов магнитных неоднородностей (масштаб неоднородности

может составлять 20–100 nm). Полученные оценки для критического тока являются экспериментально реализуемыми. Кроме того, в силу зависимости обменного расщепления от квазиимпульса электрона в направлении оси спирали становится возможным управлять частотой излучаемой системой электромагнитной волны, меняя приложенное к структуре напряжение.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 19-72-00130.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R.I. Shekhter, M. Jonson. *Europhys. Lett.* **67**, 948 (2004).
- [2] A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, M. Jonson. *Low Temp. Phys.* **31**, 352 (2005).
- [3] R.I. Shekhter, A.M. Kadigrobov, M. Jonson, E.I. Smotrova, A.I. Nosich, V. Korenivski. *Opt. Lett.* **36**, 2381 (2011).
- [4] V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov, R.I. Shekhter. *Europhys. Lett.* **104**, 27011 (2013).
- [5] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев. *Письма в ЖЭТФ* **98**, 11, 837 (2013).
- [6] Ю.В. Гуляев, Е.А. Вилков, П.Е. Зильберман, Г.М. Михайлов, А.В. Черных, С.Г. Чигарев. *Письма в ЖЭТФ* **99**, 9, 591 (2014).
- [7] 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. *РЭ* **63**, 8, 858 (2018).
- [8] Н.А. Виглин, В.В. Устинов, В.М. Цвелиховская, О.Ф. Денисов. *Письма в ЖЭТФ* **84**, 2, 84 (2006).
- [9] Е.А. Вилков, С.А. Никитов, О.А. Бышевский-Конопко, А.Р. Сафин, Л.А. Фомин, С.Г. Чигарев. *ФТТ* **62**, 9, 1507 (2020).
- [10] Е.А. Караштин, О.Г. Удалов. *ЖЭТФ* **140**, 6, 1134 (2011).
- [11] E. Karashtin. Emission of electromagnetic radiation due to spin-flip transitions in a ferromagnet // <https://arxiv.org/abs/2104.13943>
- [12] А.А. Фраерман, О.Г. Удалов. *Письма в ЖЭТФ* **87**, 3, 187 (2008).
- [13] W.C. Kochler. *J. Appl. Phys.* **36**, 1078 (1965).
- [14] A.A. Fraerman, B.A. Gribkov, S.A. Gusev, A.Yu. Klimov, V.L. Mironov, D.S. Nikitushkin, V.V. Rogov, S.N. Vdovichev, B. Hjorvarsson, H. Zabel. *J. Appl. Phys.* **103**, 073916 (2008).
- [15] Е.А. Караштин. *ФТТ* **62**, 9, 1483 (2020).
- [16] С.В. Вонсовский. *Магнетизм Наука*, М. (1971).
- [17] В.М. Матвеев, Э.Л. Нагаев. *ЖЭТФ* **69**, 2151 (1975).
- [18] Э.Л. Нагаев. *Физика магнитных полупроводников. Наука*, М. (1979).
- [19] M. Salvo. *Phys. Rev. B* **19**, 5507 (1978).
- [20] Е.А. Караштин. *Письма в ЖЭТФ* **112**, 2, 121 (2020).

Редактор Т.Н. Василевская