УДК 537.67

ВЛИЯНИЕ СКАЧКА ПОТЕНЦИАЛА В МАГНИТНОМ ПЕРЕХОДЕ ПРИ СПИНОВОЙ ИНЖЕКЦИИ ТОКОМ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

© 2020 г. Е. А. Вилков¹, С. Г. Чигарев^{1, *}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

**E-mail: chig50@mail.ru* Поступила в редакцию 29.07.2019 г. После доработки 30.08.2019 г. Принята к публикации 27.09.2019 г.

Представлены результаты исследования влияния скачка потенциала на режимы работы различных магнитных переходов, в том числе туннельного магнитного перехода Ni/NiO/Fe. Различие эффективности излучения в них объясняется влиянием скачков потенциала на формирование квазиуровней Ферми в спин-энергетических подзонах.

DOI: 10.31857/S0367676520010317

введение

В настоящее время магнитные гетероструктуры привлекают все большее внимание исследователей. Это связано с перспективами их использования во многих областях деятельности человека. Одна из таких областей – создание источников электромагнитных колебаний, включая источники наименее освоенного терагерцового диапазона частот [1-3]. Особо следует отметить целесообразность использования источников ТГц сигналов в космосе как для локации, так и для межспутниковой связи. Общий принцип действия устройств на базе магнитных гетероструктур, пронизываемых током, основан на поляризации потока свободных электронов по спинам (спин-поляризация) в одном из магнитных слоев (инжекторе) и взаимодействии спин-поляризованного тока с намагниченностью кристаллической решетки другого, рабочего слоя. В зависимости от ряда условий, и прежде всего, плотности тока, возможно либо изменение намагниченности ограниченной области кристаллической решетки рабочего слоя, либо изменение спинового состояния потока электронов за счет перехода части электронов из одной энергетической подзоны в другую с переворотом спина (спин-флип процесс). На этом эффекте основан принцип действия спин-инжекционных источников ТГц сигнала.

Известно [4], что в магнитных гетероструктурах в области контакта слоев возникает интерфейсное сопротивление, величина которого определяется ориентацией спинов свободных электронов относительно намагниченности рабочего слоя. Для спинов, параллельных намагниченности (мажорные электроны), сопротивление меньше, чем для спинов с антипараллельной ориентацией (минорные электроны). Различие сопротивлений приводит к тому, что электроны с разными спинами, переходя границу между слоями, получают от источника питания разные энергии. Различие энергии электронов, распределенных по спиновым подзонам, описывается обменным расщеплением спиновых подзон с образованием квазиуровней Ферми в каждой из подзон [5]. Это расщепление определяет энергию излучаемого электроном кванта при его спин-флип переходе. Так как мощность сигнала спин-инжекционного источника пропорциональна суммарной энергии излучаемых квантов, то величина обменного расшепления определяет, в том числе, и эффективность его работы.

Несмотря на очевидное влияние интерфейса магнитного перехода на формирование квазиуровней Ферми, а следовательно, и на эффективность работы спин-инжекционного излучателя, этот вопрос до настоящего времени отдельно не рассматривался. В данной работе приводятся первые результаты исследования влияния интерфейсов двух магнитных переходов на эффективность работы спин-инжекционных излучателей путем сравнения их рабочих характеристик. При этом магнитные переходы были образованы одинаковыми ферромагнитными слоями, но в одном из них магнитные слои непосредственно контактировали между собой, в другом использовался



Рис. 1. 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. hv_m – поглощение магнона или фонона, hv – ТГц излучение.

туннельный магнитный переход, где слои были разделены тонким немагнитным, непроводящим слоем — спейсером [6, 7]. В качестве спейсера был использован антиферромагнитный полупроводник NiO, который из-за эффекта скашивания подрешеток в антиферромагнетике под действием спин-поляризованного тока [8] не устраняет полностью обменное взаимодействие между магнитными слоями. Это позволило нам объяснить различие эффективностей исследованных спининжекционных излучателей, главным образом, различием интерфейсов в используемых магнитных переходах.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАССМАТРИВАЕМОГО ПРОЦЕССА

В используемой нами модели электроны проводимости распределены по спиновым подзонам и имеют изотропный параболический спектр энергий с некоторой эффективной массой. Схема типичного магнитного перехода используемого в спин-инжекционных терагерцовых излучателях представлена на рис. 1. В магнитном переходе между слоями ферромагнетиков (слои I и II) может быть нанесен сверхтонкий буферный слой диэлектрика или немагнитного металла. Он, согласно [6, 7], устраняет обменное взаимодействие между магнитными слоями и создает условия минорным в рабочем слое электронам заселять энергетические уровни выше равновесного уровня Ферми. Преобразование энергии по подзонам при прохождении тока из инжектора в рабочий слой (из области I в II) показано на рис. 1 [5]. В рабочем слое II происходит инжекция не скомпенсированных спинов с формированием квазиуровней Ферми для средних заселенностей спиновых подзон. После релаксации нескомпенсированных спинов, электроны стекают через область III, выполняющую роль коллектора.

Для рассмотрения процесса передачи энергии от источника питания спин-инжекционному излучению рассмотрим прохождение тока сквозь интерфейс магнитного перехода. Согласно [4] ток, пронизывающий магнитный переход, можно представить двумя потоками электронов проводимости с различной ориентацией спинов, для которых сопротивление интерфейса различно. Это позволяет, согласно [9], при спиновой инжекции током представить общую энергию, переносимую потоком, как

$$W = W_{\uparrow} + W_{\downarrow} = \frac{1}{2e} j(\varsigma_{\uparrow} + \varsigma_{\downarrow} + 2e\phi) + \frac{1}{2u_{B}} J_{zx}(\varsigma_{\uparrow} - \varsigma_{\downarrow}) \cos \chi,$$
(1)

где e – заряд электрона, j – полная плотность тока, J_{zx} – спиновый поток электронов, $\zeta_{\uparrow\downarrow}$ – химические потенциалы (квазиуровни Ферми по подзонам [9]), φ – электростатический потенциал, μ_B – магнетон Бора, χ – угол между намагниченностями контактирующих слоев, $W_{\uparrow\downarrow}$ – парциальные потоки энергии электронов с разной ориентацией спинов: (\uparrow) – по направлению намагниченности и (\downarrow) – против. С учетом непрерывности потока энергии на интерфейсе –0|+0 из соотношения (1) согласно [9] получаем два условия

$$(\zeta_{1\uparrow} - \zeta_{1\downarrow})_{x=-0} = (\zeta_{2\uparrow} - \zeta_{2\downarrow})_{x=+0} \cos \chi, \qquad (2a)$$

$$(\zeta_{1\uparrow} + \zeta_{1\downarrow})_{x=-0} - (\zeta_{2\uparrow} + \zeta_{2\downarrow})_{x=+0} = = 2e[\phi(+0) - \phi(-0)].$$
 (26)

Соотношение (2а) описывает процессы, имеющие магнитную природу, соотношение (2б) относится к электростатическим процессам. В частности, из (2б) следует возникновение разности потенциалов на контакте магнитных слоев даже при отсутствии разделительного слоя. Таким образом, при протекании тока сквозь магнитный переход, источник питания обеспечивает падение напряжения на интерфейсе магнитного перехода ΔV , определяемое для оптимального значение угла $\chi = \pi$ соотношением

$$\Delta V = V - V_0 = jZ_1Z_2 \frac{(-Q_1 - Q_2)^2}{Z_1 + Z_2} =$$

$$= j \frac{Z_1Z_2}{Z_1 + Z_2} (Q_1 + Q_2)^2.$$
(3)

Здесь V – напряжение источника питания, $V_0 = (I - I)$

 $= \left(\frac{L_2}{\sigma_2} + \frac{L_1}{\sigma_1}\right) + \frac{1}{e}(\overline{\varsigma}_1 - \overline{\varsigma}_2) - \text{напряжение в магнит$ ном переходе при сохранении спинового равновесия; первое слагаемое – это падение напряжения на активном сопротивлении слоев, а второеслагаемое связано с контактной разностью по $тенциалов; <math>\overline{\varsigma}_{12}$ – химический потенциал в условиях спинового равновесия, $Z_{12} = \frac{\overline{l}_{12}}{\sigma_{12}} (1 - Q_{12}^2)^{-1}$ спиновое сопротивление каждого из слоев; $Q_{12} = \frac{\sigma_{12}^{\uparrow} - \sigma_{12}^{\downarrow}}{\sigma_{12}^{\uparrow} + \sigma_{12}^{\downarrow}} -$ поляризация проводимости кон-

кретного слоя 1 или 2, $\sigma_{12}^{\uparrow\downarrow} = \mu_{12}^{\uparrow\downarrow} \times n_{12}^{\uparrow\downarrow}$ – парциальная проводимость, определяемая подвижностью электронов $\mu_{12}^{\uparrow\downarrow}$ с тем или иным спином в конкретном слое; $n_{12}^{\uparrow\downarrow}$ – парциальная концентрация электронов в слое. Отметим, что в (3) ΔV рассматривается для суммарных сопротивлений слоев.

В качестве примера рассмотрим формирование разности потенциалов на интерфейсе по потокам электронов с разной ориентацией спинов для оптимального значения угла $\chi = \pi$. При этом следует иметь в виду, что мажорные электроны в инжекторе становятся минорными в рабочей области, так как при сохранении спинового состояния они оказываются в среде с противоположным направлением намагниченности. Аналогичная картина наблюдается и с минорными электронами в инжекторе. Сохранение спинового состояния электронов по подзонам при переходе из инжектора в рабочую область отметим соответственно (+) для мажорных электронов в инжекторе и (-) для минорных. Как отмечалось выше, спиновые сопротивления по потокам различны, а также они различны по слоям для одно-

го потока. Согласно [4] $Z_{1\uparrow}^+ < Z_{2\uparrow}^+, Z_{1\downarrow}^- > Z_{2\downarrow}^-$. Учитывая это, соотношение (26) примет вид

$$(\zeta_{1\uparrow}^{+} - \zeta_{2\uparrow}^{+} + e(\phi_{2}^{+} - \phi_{1}^{+}) + (\zeta_{1\downarrow}^{-} - \zeta_{2\downarrow}^{-} + e(\phi_{2}^{-} - \phi_{1}^{-}) = 0.$$
(4)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 84 № 1 2020

Так как мы рассматриваем малую область, не включающую релаксационные процессы (до спинфлип переходов), то плотности тока по спиновым потокам в инжекторе и рабочей области остаются неизменными. Это позволяет связать потенциалы φ_{12}^{\pm} с магнитосопротивлениями слоев $Z_{12\uparrow\downarrow}^{\pm}$:

$$\phi_{1}^{+} = j^{+}Z_{1\uparrow}^{+}, \phi_{2}^{+} = j^{+}Z_{2\uparrow}^{+}, \phi_{1}^{-} = j^{-}Z_{1\downarrow}^{-}, \phi_{2}^{-} = j^{-}Z_{2\downarrow}^{-}.$$

Соответственно имеем $\phi_2^{\scriptscriptstyle +} > \phi_1^{\scriptscriptstyle +}, \, \phi_2^{\scriptscriptstyle -} < \phi_1^{\scriptscriptstyle -}$ что дает

$$\Delta \phi^{+} = \phi_{2}^{+} - \phi_{1}^{+} > 0, \qquad (5)$$

$$\Delta \phi^{-} = \phi_{2}^{-} - \phi_{1}^{-} < 0.$$
 (6)

Соотношение (5) показывает, что мажорные в инжекторе электроны при пересечении границе раздела слоев приобретают энергию выше равновесного значения (равновесного уровня Ферми). В то же время соотношение (6) показывает, что энергия минорных в инжекторе электронов становится ниже равновесного значения. Этот процесс отображен на рис. 1 как формирование в области II квазиуровней Ферми по подзонам.

В туннельном магнитном переходе разность потенциалов на непроводящей прослойке определяется высотой потенциального барьера. Соответствующим подбором непроводящей прослойки можно изменять величину разности потенциалов на интерфейсе магнитного перехода.

Для исследования влияния интерфейсной разности потенциала на процесс излучения электромагнитных волн при спиновой инжекции током в магнитном переходе использовали два магнитных перехода, образованных двумя ферромагнитными слоями Fe и Ni. В одном из них использовали структуру типа стержень-пленка [10], в которой стальной стержень острым концом диаметром до 50 мкм непосредственно контактировал с никелевой пленкой толщиной 30 нм. В другом использовали туннельный магнитный переход, образованный пересекающимися полосками Fe и Ni толщиной 30 нм и шириной 50 мкм. Слои в области пересечения были разделены спейсером из антиферромагнитного полупроводника NiO толщиной 5 нм. Согласно оценкам потенциальный барьер для минорных электронов, связанный с обменным sd-взаимодействием на границе раздела Ni–Fe, составляет величину порядка 0.1 эВ. В то же время известно, что при толщине слоя NiO в несколько нанометров высота потенциального барьера составляет величину около 0.2 эВ, то есть он обеспечивает необходимую разность потенциалов между ферромагнитными слоями для туннелирования неравновесных спинов в рабочую зону.



Рис. 2. Зависимость сопротивления излучателя R от приложенного напряжения: кривая 1 - для структуры с туннельным переходом, кривая 2 (данные увеличены в 7 раз) – для структуры стержень–пленка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования были направлены на получение сравнительных оценок влияния интерфейсов исследуемых переходов на эффективность работы спин-инжекционных излучателей. Здесь, как и в [11], эффективность работы конкретного излучателя определялась его КПД и значением пускового тока. Кроме этих параметров было проведено сравнение их вольт-амперных характеристик. Таким образом, в процессе экспериментов измеряли мощность излучения, подаваемое на излучатель напряжение и соответствующий этому напряжению ток. По полученным численным значениям строили соответствующие зависимости.

Экспериментальные исследования проводили на установке, включавшей в себя источник питания — генератор синусоидального напряжения ГСС 3-123, подававший на спин-инжекционный излучатель синусоидальное напряжение до 10 В с частотой 6 Ги. Это обеспечивало оптимальную для работы регистрирующего детектора частоту ТГц сигнала 12 Гц. В качестве детектора использовали оптоакустический преобразователь GC-1P ТИДЕКС (ячейка Голея). Для отсечки низкочастотных сигналов использовали фильтр низких частот, не пропускавший сигнал с частотой менее 1.25 ТГц. Исследуемые величины регистрировали на персональном компьютере с помощью аналогоцифрового преобразователя "Актаком 3117". Одновременно регистрировали переменное напряжение, подаваемое на излучатель и ток, проходящий при этом через излучатель. По полученным вольт-амперным характеристикам определяли рабочее сопротивление излучателя для конкретного значения напряжения.

В обоих случаях измерения проводили без фокусирующей линзы, при расстоянии между излучателем и ячейкой Голея равном 50 мм. Мощ-



Рис. 3. Зависимость мощности излучения $W_{\rm изл}$ от тока *I*. Кривая *1* — мощность излучения при использовании туннельного магнитного перехода, кривая *2* мощность излучения структуры стержень—пленка.

ность излучения в блоке управления ячейки Голея измеряли в милливольтах. В соответствии с калибровкой ячейки милливольты пересчитывали в мкВт с учетом ослабления в элементах измерительного тракта и подложки.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены зависимости изменения сопротивления излучателей с туннельным переходом (кривая *1*) и структуры типа стержень—пленка (кривая *2*) при изменении напряжения на излучателях.

Следует отметить, что диапазон рабочих значений напряжения для обоих излучателей примерно одинаков, а пусковое значение напряжения, определяющее начало регистрации излучения, в обоих случаях было ~2 В. Возникновение излучения приводило к изменению характера зависимости сопротивления от напряжения. Для излучателя с туннельным переходом наблюдалось замедление роста сопротивления, а для структуры стержень– пленка — некоторое уменьшение сопротивления. Как и следовало ожидать, сопротивление туннельного перехода существенно больше прямого контакта двух ферромагнетиков, примерно в 5–6 раз. Далее рассмотрим влияние спейсера на эффективность работы излучателя.

Результаты исследования влияния спейсеров магнитных переходов, используемых в двух различных излучателях, на их мощность представлены на рис. 3 в виде зависимости мощности излучения от тока. Представленные на рис. 3 данные показывают, что спин-инжекционный излучатель с спейсером из NiO имеет существенно большую эффективность по сравнению с излучателем без такого спейсера. Так, пусковой ток в случае использования туннельного перехода примерно в 5–6 раз меньше, чем для излучателя с магнитным переходом имеющего непосредственный контакт магнитных слоев. Кроме того, для достижения тех же уровней мощности требуется существенно меньший ток при тех же значениях напряжения, т.е. КПД излучателя с туннельным переходом выше.

Проведем некоторые количественные оценки для сравнения эффективности работы исследуемых излучателей. Оценим мошность, потребляемую излучателями обеспечивающую равные уровни сигналов 2 мкВт. Для туннельного магнитного перехода имеем U = 5.6 B, I = 45 мA, W = 0.25 BT, для структуры типа стержень-пленка U = 6 B, I = 270 мA, W = 1.6 Вт. Получается, что КПД излучателя с туннельным переходом примерно в 6 раз больше чем КПД у магнитного перехода с непосредственным контактом слоев. Значения пусковых токов исследуемых излучателей так же отличаются примерно в 6 раз. В целом излучатель с туннельным магнитным переходом имеет эффективность примерно в 6 раз большую, чем излучатель с магнитным переходом типа стержень-пленка. Обратим внимание на то, что сопротивление исследуемых излучателей так же отличается примерно в 6 раз. Допустив, что интерфейсное падение напряжения в магнитном переходе пропорционально его сопротивлению, получим прямую связь с эффективностью работы излучателя.

В общем случае, эффективность спин-инжекционного излучателя можно связать с тем, что возникающий на границе раздела магнитных слоев разность потенциалов "забрасывает" минорные в рабочей области электроны проводимости на высокоэнергетические уровни выше равновесного уровня Ферми. При увеличении разности потенциалов увеличивается заселенность спиновых подзон выше равновесного уровня Ферми и тем самым число квантовых переходов в единицу времени, а также возрастает энергия излучаемых при этом квантов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты обнаружили влияние на эффективность работы спин-инжекционного

излучателя разности потенциалов, возникающей на границе магнитных слоев. Занимаемые электронами с неравновесными спинами энергетические уровни выше равновесного уровня Ферми определяются этой разностью потенциалов. Чем больше разность потенциалов, тем выше эффективность работы излучателя.

Авторы благодарят В.И. Маликова и А.В. Черных за оказанную помощь в выполнении данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Krivorotov N., Emley N.C., Sankey J.C. et al.* // Science. 2005. V. 307. P. 228.
- 2. *Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T. et al.* // Europhys. Lett. 2004. V. 67. P. 948.
- 3. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Маликов И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. № 5. С. 289; Chigarev S.G., Gulyaev Yu.V., Mikhailov G.M. et al. // JETP Lett. 2011. V. 93. № 5. P. 289.
- Valet T., Fert A. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. № 10. P. 7099.
- Вилков Е.А., Михайлов Г.М., Чигарев С.Г. и др. // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 844; Vilkov E.A., Mikhailov G.M., Chigarev S.G. et al. // J. Commun. Technol. Electronics. 2016. V. 61. № 9. Р. 995.
- 6. Fert A., George J.-M., Jaffrès H. et al. // Europhys. News. 2003. V. 34. № 6. P. 227.
- 7. Berger L. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. Art. № 9353.
- Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Касаткин С.И. и др. // РЭ. 2013. Т. 58. № 7. С. 704; Gulayev Yu.V., Zil'berman P.E., Kasatkin S.I. et al. // J. Commun. Technol. Electronics. 2013. V. 58. № 7. Р. 716.
- 9. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Чигарев С.Г. // РЭ. 2015. Т. 60. № 5. С. 1; Gulayev Yu.V., Zil'berman P.E., Chigarev S.G. // J. Commun. Technol. Electronics. 2015. V. 60. № 5. Р. 411.
- 10. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. и др. Твердотельный источник электромагнитного излучения. Пат. РФ № 2464683, кл. H01S3/16. 2012.
- Гуляев Ю.В., Вилков Е.А., Чигарев С.Г. и др. // РЭ. 2018. Т. 63. № 8. С. 858; Gulyaev Y.V., Vilkov E.A., Chigarev S.G. et al. // J. Commun. Technol. Electronics. 2018. V. 63. № 8. Р. 928.