

ОЦЕНКА ДИАПАЗОНА ГЕНЕРАЦИИ СПИН-ИНЖЕКЦИОННОГО ТГц ГЕНЕРАТОРА

Е. А. Вилков, С. Г. Чигарев

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Статья поступила в редакцию 24 октября 2016 г.

Аннотация. На основании результатов предыдущих работ авторов проводится качественная оценка возможности многочастотного характера генерирования ТГц излучения в магнитном переходе типа стержень-пленка. Определены две возможные области пленки, из которых наблюдается излучение на двух различных частотах. Это область под торцом острия стержня и область по его границе. Результаты численной оценки подтверждены экспериментальными результатами.

Ключевые слова. Инжекция спинов током, терагерцевое излучение, магнитный переход, намагниченность слоя, квазиуровни Ферми, излучательные квантовые переходы.

Abstract. In our previous work devoted to the study of spin-injection mechanism of the THz- generation in magnetic junctions we established the relation between the frequency of generation and the angle between magnetizations of the contacting ferromagnetic, and also the spin polarization of the free electrons in these ferromagnetics. It is shown that the angle between magnetizations can vary from 0 degree to 180 degree. Based on the results of previous work, we make a qualitative assessment of the possibility of multi-frequency nature of THz radiation generation in a magnetic junction of the film-rod type. In a film-rod magnetic junction there are two possible areas of the film, in which there is radiation at two different frequencies. These are the area under the end face of the rod's tip, where unidirectional magnetizations have different magnitudes and the area on the boundary of the rod, where multidirectional magnetizations have also different magnitudes. We make numerical assessment based on the simplified formula of the relation of radiation

frequency to the directions and magnitude of magnetizations of layers. Numerical estimations are confirmed by experimental results.

Keywords: The injection of the spin via current, terahertz radiation, magnetic transition, layer magnetization, quasi-Fermi levels, radiative quantum transitions.

В предыдущих работах по исследованию спин-инжекционного генератора с магнитным переходом типа стержень-пленка (см.рис.1) [1] рассматривалось излучение электромагнитных волн из области, расположенной в толще ферромагнитной пленки по границе острия стержня (рабочая область).

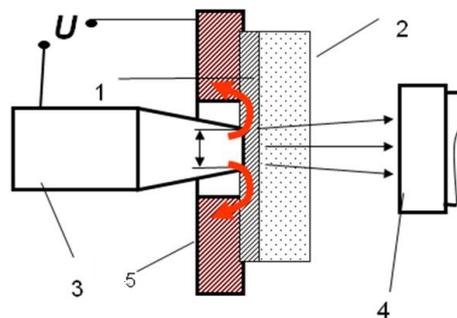


Рис.1. Спин-инжекционный излучатель с использованием магнитного перехода типа «стержень-пленка». 1 – ферромагнитная или антиферромагнитная пленка, 2 – подложка, прозрачная для ТГц излучения, 3 – ферромагнитный стержень с заострением, 4 – регистратор излучения, 5 – коллектор отработанных электронов. U – напряжение, подаваемое на магнитный переход, тонкие стрелки – направление излучения, жирные кривые стрелки – направление распространения тока в магнитном переходе.

В рабочей области, согласно нашим представлениям, достигается наибольшая плотность тока [2], а также наиболее оптимальное, антипараллельное [3] направление намагниченности пленки и спинов спин-поляризованного потока электронов. Тем не менее, приближенность решения магнитостатической задачи в [3] оставляет открытым вопрос о влиянии ориентации спинов электронного потока относительно намагниченности в

рабочей области на частоту генерируемых колебаний. В работе [4] теоретически показана возможность достижения неравновесной спиновой поляризации, определяющей частоту генерации спин-инжекционного генератора, при пересечении спин-поляризованным потоком границы раздела двух слоев магнитного перехода, имеющих произвольно разные намагниченности, то есть имеющих не только разные величины, но и разные взаимные направления, а так же различные значения равновесной спиновой поляризации сред. В этой связи возникает интерес определить возможные области излучения ТГц сигнала в спин-инжекционном генераторе. Решение этого вопроса имеет особое значение при создании спин-инжекционного лазера ТГц диапазона (тазера).

Общие представления

Как показано в [4], нарушение равновесного спинового состояния в потоке свободных электронов, пересекающих границу двух магнитных сред, возможно при любом угле φ между направлениями их намагниченностей. Они могут быть однонаправлены, но не обязательно параллельны, либо разнонаправлены, но не обязательно антипараллельны (см. рис. 2). Учитывая это, оценку проведем для двух крайних случаев: параллельной направленности намагниченностей ($\varphi=0^0$) и антипараллельной ($\varphi=180^0$). Отдельно такие варианты описаны при рассмотрении, во-первых, магнитного перехода ферромагнетик-ферромагнетик, когда предполагалось ($\varphi=180^0$) [5], во-вторых, случай ($\varphi=0^0$) предполагался в магнитном переходе ферромагнетик – антиферромагнетик [6]. В предлагаемой работе рассматривается возможность одновременного наблюдения спин-инжекционного излучения, связанного как с той, так и с другой относительной ориентацией намагниченностей в одном магнитном переходе ферромагнетик-ферромагнетик. Такая ситуация возможна, например, в магнитном переходе типа «стержень-пленка», где вариант параллельной ориентации ($\varphi=0^0$) возможен под торцем стержня, а антипараллельный случай, согласно [3] ($\varphi=180^0$), возможен в толще магнитной пленки по границе острия стержня.

Для качественной оценки возможности генерации в двух различных областях магнитного перехода перейдем от соотношения, определяющего частоту излучения по раздвижке квазиуровней ферми (см. соотношение 10 в [4]), к соотношению, определяющему частоту генерации различием намагниченностей контактирующих магнитных сред. Правомерность такого перехода для качественной оценки иллюстрирует рис. 2.

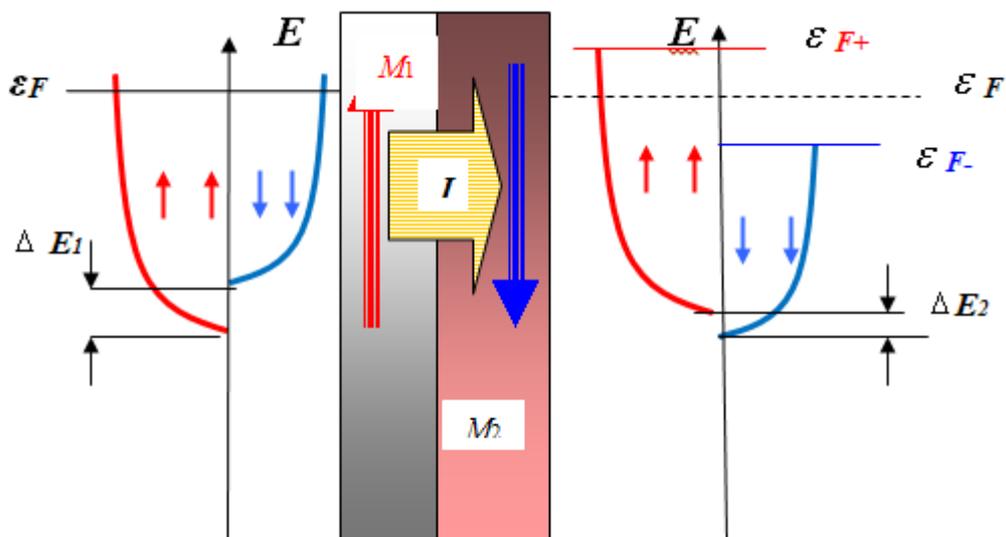


Рис.2. Магнитный переход, образованный слоями с намагниченностями M_1 и M_2 , через который протекает ток I (желтая жирная стрелка). Слева и справа от перехода представлены спин-энергетические подзоны, изображенные в параболическом приближении. Здесь ΔE_1 и ΔE_2 – раздвижка дна подзон в первом и втором магнитном слое соответственно, ε_F – энергия Ферми, общая в первом слое, ε_{F+} ε_{F-} – квазиуровни Ферми по подзонам для спинов вверх и спинов вниз соответственно во втором слое. Жирные стрелки направления намагниченностей в слоях, тонкие стрелки – направление спинов в подзонах.

Свободные электроны в первом слое (правая часть рисунка) под действием намагниченности M_1 распределены по энергетическим подзонам так, что большее количество электронов, имеющих параллельную направленность относительно намагниченности слоя, занимают нижнюю энергетическую подзону, а меньшее количество электронов с антипараллельной

направленностью спинов – верхнюю. При этом подзоны имеют общий уровень Ферми ε_F , но их донья раздвинуты на величину энергии

$$\Delta E_1 = 2I_1 = 2\mu_B \alpha M_1 \quad (1)$$

где I_1 - энергия обменного взаимодействия, μ_B - магнетон Бора, α – постоянная обменного взаимодействия.

После пересечения током границы раздела двух слоев, раздвижка дна подзон изменяется, приобретая вид

$$\Delta E_2 = 2I_2 = 2\mu_B \alpha M_2 \quad (2)$$

В силу того, что изменение энергии и импульса электрона происходит быстрее изменения его спинового состояния в подзонах на протяжении времени спиновой релаксации $\tau \sim 10^{-12}$ сек, в подзонах возникают квазиуровни Ферми ε_{F+} , ε_{F-} , разнесенные по энергии на величину пропорциональную изменению раздвижки дна подзон

$$\Delta E_{12} = \Delta E_1 - \Delta E_2 = 2\alpha\mu_B | \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 | \quad (3)$$

Рассмотрим процесс излучения в структуре стержень-пленка подробнее. Радиус острия стержня (десятки микрон) много больше длины спиновой релаксации (десятки нанометров), так что электроны, двигаясь под стержнем от его центра к границе, успевают под действием внешних причин перейти в состояние равновесия с излучением кванта энергии на частоте

$$\nu_1 \sim \frac{2\mu_B \alpha (M_1 - M_2)}{\hbar} \quad (4)$$

Далее, электроны, двигаясь в объеме пленки от центра стержня, после излучательных переходов подходят к границе его торца в равновесном состоянии (аналогичному изображенному справа рис.2), но расщепленные по энергетическим подзонам, определяемым намагниченностью M_2 . Пересекая в

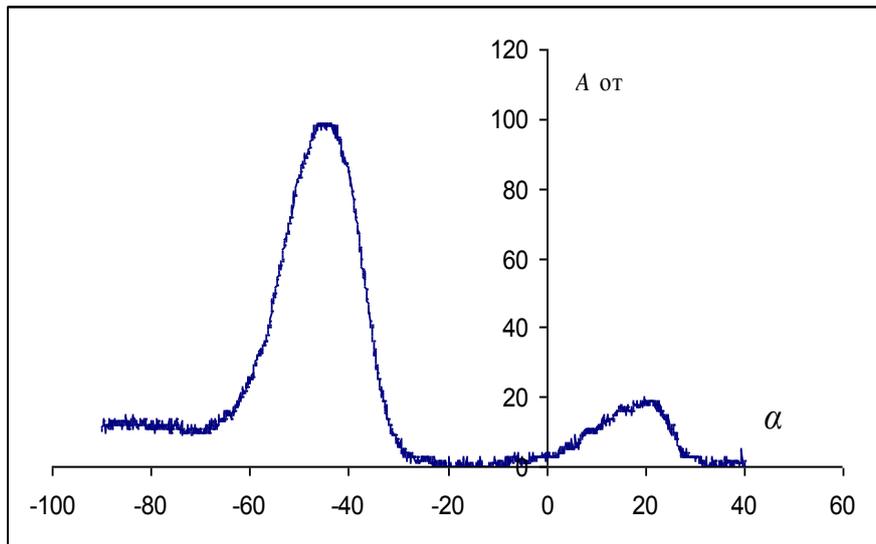
пленке границу стержня, электроны на длине спиновой релаксации вновь оказываются в иной магнитной среде с намагниченностью M_3 , имеющей иную чем, M_2 , величину и направление. С учетом разнонаправленности векторов намагниченности областей до границы и после нее, энергия расщепления дна подзон (эквивалентно расщеплению квазиуровней ферми) в этой области равняется $\Delta E_{23} = \Delta E_2 + \Delta E_3 = \mu_B \alpha (M_2 + M_3)$. Здесь опять, под действием внешних причин, электрон может перейти из энергетически возбужденного состояния в равновесное состояние с излучением кванта энергии

$$\nu_2 \sim \frac{2\mu_B \alpha (M_2 + M_3)}{h} \quad (5)$$

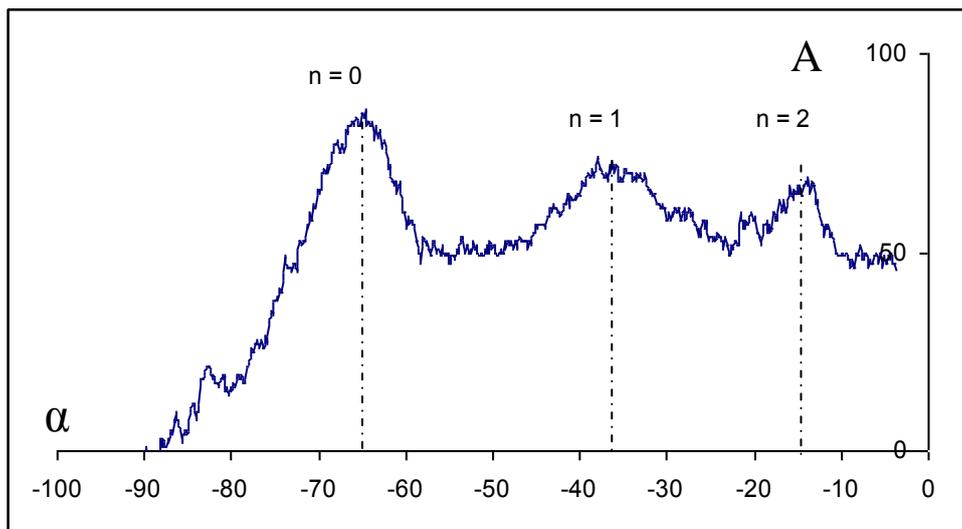
Таким образом, зная величины M_1 , M_2 и M_3 , можно определить частоты ν_1 , ν_2 . Оценим эти частоты, используя результаты численной оценки в [3]. Согласно им, остаточная намагниченность насыщения стального стержня $M_1 = 1700$ Гс, намагниченность пленки под стержнем $M_2 = 1300$ Гс, а намагниченность в рабочей области $M_3 = -200$ Гс. Подставляя эти значения в (4) и (5) соответственно, получаем для области под стержнем частоту излучения $\nu_1 = 12$ ТГц, а для рабочей области за границей острия стержня $\nu_2 = 45$ ТГц. В экспериментах (см. рис.3) были измерены две частоты: 9,4 ТГц и 31,3 ТГц. На рис.3 представлены результаты измерения частоты излучения с использованием прозрачной дифракционной решетки с периодом 30 мкм.

Экспериментальное подтверждение

Для экспериментальной проверка возможности одновременной генерации двух частот в магнитном переходе типа стержень-пленка были измерены частоты генерации с помощью дифракционной решетки по методике и на установке, описанной в [7].



а) Период ДР $l = 30$ мкм , угол регистрации $\beta = 45^\circ$, нулевая гармоника $n = 0$
 $\alpha = -45$, первая гармоника $n = 1$ $\alpha = 22$, соответственно дифракционный
 параметр $a_1 = 1,07$, $\lambda = 32$ мкм, $f = 9,4$ ТГц



б) Период ДР $l = 30$ мкм , угол регистрации $\beta = 65^\circ$, нулевая гармоника $n = 0$
 $\alpha = -65$, первая гармоника $n = 1$ $\alpha = -36^\circ$, соответственно дифракционный
 параметр $a_1 = 0,32$, вторая гармоника $n = 2$ $\alpha = -14^\circ$, соответственно
 дифракционный параметр $a_2 = 0,66$, $\lambda = 9,6$ мкм, $f = 31,3$ ТГц

Рис.3

На рис. 3 а) представлены результаты, полученные с использованием высокочастотного фильтра из композитного полимера фирмы «ТИДЕКС», не

пропускающего частоты выше 12 ТГц. Здесь видно 0-гармонику, наблюдаемую под углом -45° , углом, равный углу регистрации с обратным знаком, измеряемого между осью объектива ОАП и нормалью к поверхности дифракционной решетки. Первая гармоника наблюдалась под углом 22° . По методике, описанной в [7], частота излучения в этом случае равна 9,4 ТГц. На рис.3б) представлены результаты измерения, проведенные без высокочастотного фильтра. Отсутствие фильтра привело к наблюдению фона теплового излучения, на котором видны дифракционные пики, соответствующие дифракционным гармоникам падающего на дифракционную решетку сигнала, с индексами 0, 1 и 2. Гармоники видны под углами -65° , -36° и -14° соответственно. На основании этих результатов в соответствии с [3] определена частота излучения 31,3 ТГц. Некоторое отличие результатов расчета и эксперимента можно объяснить тем, что при оценочных расчетах берется строго параллельное или антипараллельное направление намагниченности пленки (рабочей области) относительно намагниченности стержня (инжектора), и отклонение от этого на угол φ не учитывается. Не учитывается отклонение направления намагниченностей и по толщине пленки. Все это, согласно [4], может несколько уменьшить расщепление квазиуровней Ферми, то есть уменьшить частоту излучения.

Выводы

Установлено, что в структуре стержень-пленка ТГц излучение возможно одновременно на двух частотах из двух областей ферромагнитной пленки: области под торцем стержня и области по границе стержня. Сравнение экспериментально определенных частот излучения с частотами, рассчитанными по приближенным формулам (4) и (5), показывают правомерность их использования для качественной оценки частот генерации спин-инжекционного генератора. Однако для более точного определения частот следует пользоваться соотношениями, полученными в работе [4].

Литература

1. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, С. Г. Чигарев. Спин-инжекционные генераторы терагерцевых волна основе металлических магнитных структур. // РЭ, 2015, том 60, № 5, с. 1–27.
2. С.Г.Чигарев, А.И.Крикунов, П.Е.Зильберман и др. Ток в системе зонд-тонкопленочная слоистая структура. // РЭ, 2009, том 54, № 6, с. 742-746.
3. Е.А.Вилков, П.Е.Зильберман, С.Г.М.Моисеев, С.Г.Чигарев. Магнитостатическое поле в ТГц структуре стержень-пленка // РЭ, 2014, том 59, № 11, с. 1138.
4. Е.А. Вилков, Г. М. Михайлов, С.Г. Чигарев, Ю.В. Гуляев, В. Н. Коренивский, С.А.Никитов, А.Н.Славин. Перестройка частоты спин-инжекционного излучения в магнитном контактном переходе // РЭ, 2016, том 61, №9, с.844-851.
5. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, И.А. Маликов, Г.М. Михайлов, А.И. Панас, С.Г. Чигарёв, Э.М. Эпштейн. Спин-инжекционное терагерцевое излучение в магнитных переходах. // Письма в ЖЭТФ, 2011, том 93, № 5, с. 289 – 292.
6. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., С.И.Касаткин, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев. Наблюдение терагерцевого излучения в структуре ферромагнетик-антиферромагнетик. // РЭ, 2013, том 58, № 7, с. 704.
7. С. Г. Чигарёв, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов. Исследование частотных характеристик спин-инжекционного излучателя в терагерцевом диапазоне с помощью дифракционной решетки. // РЭ, 2013, том 58, №3, с. 1-6.