

УДК 537.67

СООТНОШЕНИЕ ТЕПЛОВОГО И ДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ В СПИН-ИНЖЕКЦИОННОМ ТГц ИЗЛУЧАТЕЛЕ

© 2022 г. А. И. Панас¹, С. Г. Чигарев^{2, *}, Е. А. Вилков²,
О. А. Бышевский-Конопко², Д. Л. Загорский³, И. М. Долуденко³

¹Акционерное общество “Научно-производственное предприятие “Исток” имени Шокина”, Фрязино, Россия

²Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
“Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук”, Фрязино, Россия

³Федеральное государственное учреждение “Федеральный научно-исследовательский центр
“Кристаллография и фотоника” Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: chig50@mail.ru

Поступила в редакцию 14.02.2022 г.

После доработки 28.02.2022 г.

Принята к публикации 23.03.2022 г.

На примере работы спин-инжекционного ТГц излучателя установлена возможность “конкуренции” теплового и спин-инжекционного (динамического) излучений. Экспериментально показано, что увеличение интенсивности динамического излучения приводит к снижению интенсивности теплового. Это объясняется связью динамического излучения с косыми межзонными спин-флип переходами, сопровождающимися изменением импульса, а следовательно, и поглощением фононов.

DOI: 10.31857/S0367676522070249

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня исследования процессов в устройствах спинтроники, таких, как микро- и нано-гетероструктурах из ферромагнитных (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) металлов (магнитных переходах), представляют интерес в связи с широкими возможностями их применения [1–3]. Так в работах [4–6] показано, что при протекании тока сквозь магнитный переход ФМ–ФМ может возникать ТГц излучение в силу спин-поляризации потока свободных электронов и его разделения по спиновым подзонам, приводящее к спин-флип переходам электронов между подзонами. Практически, на этой основе возможно создание ряда квантовых генераторов с токовой накачкой, что особенно актуально для ТГц диапазона. На сегодня в качестве одного из вариантов реализации этого принципа можно рассматривать ТГц излучатели, использующие механизм спиновой инжекции током в магнитных переходах [7–12].

В экспериментальных исследованиях действующих макетов спин-инжекционных излучателей регистрируемый сигнал наблюдается в диапазоне частот 7–30 ТГц, который частично совпадает с максимумом теплового излучения при температуре нагрева объекта до ~100°C. Так как в рабочем режиме через спин-инжекционный излучатель может протекать ток до 1 А, который нагревает

излучатель до этих температур, то в спектре излучения возможно одновременно регистрировать мощности теплового и динамического излучений. Естественно, что парциальный состав излучаемой мощности зависит от эффективности работы спин-инжекционного излучателя. В некоторых случаях [9], динамическое излучение составляет проценты от общей мощности излучения, в других случаях, при более эффективном источнике, тепловое излучение практически не регистрируется [11].

Некоторое подавление теплового излучения при работе спин-инжекционного излучателя можно объяснить природой динамического излучения, которая, как отмечалось в ряде наших работ [7, 12] определяется как прямыми, так и косыми квантовыми переходами, требующие поглощение фононов. Практически это означает отбор тепла от рабочего тела. Таким образом поглощение фононов может снижать тепловое действие тока, что, по нашему мнению, может снижать интенсивность теплового излучения и, как следствие, может приводить к конкуренции излучательных процессов, обусловленных динамической либо тепловой природой. Но это предположение требует дополнительных, подробных исследований. В данной работе отражены некоторые результаты этих исследований.

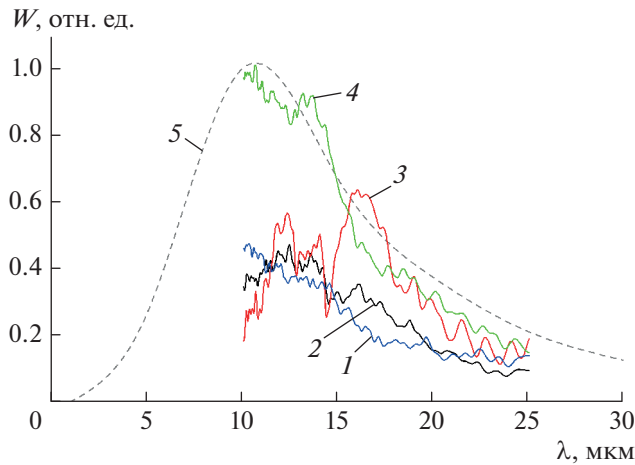


Рис. 1. Спектр регистрируемого сигнала при различных значениях тока. Кривая 1 – $I = 10$ мА, 2 – $I = 50$ мА, 3 – $I = 85$ мА, 4 – $I = 14$ мА (после работы излучателя), 5 – расчетная кривая Планка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ “КОНКУРЕНЦИИ” РЕЖИМОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Экспериментальное наблюдение проводилось на одном из наиболее эффективно работающих спин-инжекционных ТГц излучателей, построенном на базе массива нанопроволок [13]. Измерения проводились на спектро-анализаторе фирмы Bruker “Vertex 80 V”. На рис. 1 представлен спектр регистрируемого сигнала в диапазоне длин волн 10–25 мкм, измеренный при разных значениях тока.

В процессе работы излучателя стабилизируемое напряжение изменялось с шагом 1 В от 0 до 11 В. При напряжении 11 В работа излучателя прерывалась из-за скачкообразного увеличения его сопротивления, связанного с необратимыми структурными изменениями нанопроволок. При этом температура поверхности излучателя была $\sim 80^\circ\text{C}$. Согласно результатам, представленным на рис. 1, характер спектральных кривых имел две разновидности. До значения тока ~ 53 мА, интенсивность сигнала в исследуемом диапазоне длин волн с уменьшением длины волны монотонно нарастала до максимального значения при $\lambda \sim 10$ мкм. Такое поведение спектра соответствует характеру кривой Планка для излучения “горячего” тела. При значениях тока в диапазоне 53 мА (7 В)–85 мА (10 В) мощность излучения на уровне 3 дБ наблюдалась в диапазоне длин волн 15–17 мкм. При этом излучение на длинах волн, соответствующих максимуму теплового излучения на кривой Планка ($\lambda \sim 10$ мкм), имело меньшие значения, чем на $\lambda \sim 16$ мкм (см. кривую 3 на рис. 1). Пороговое значение тока, необходимого для возник-

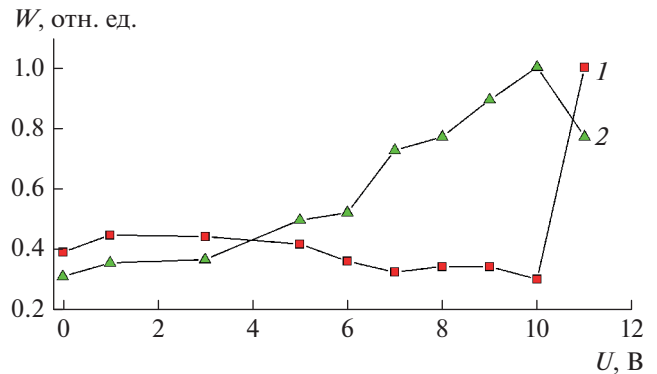


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения в относительных величинах от напряжения на излучателе для разных значений длин волн. Кривая 1 соответствует $\lambda = 10$ мкм (максимум кривой Планка для “горячего” тела), кривая 2 соответствует $\lambda = 16$ мкм (максимум динамического излучения).

новения пиковой концентрации мощности, позволило нам сделать предположение о нетепловой, динамической природе излучения в этом диапазоне λ . В то же время при отсутствии динамического излучения (кривые 1, 2, 4) на $\lambda \sim 10$ мкм наблюдался максимум излучения. После прекращения работы излучателя при напряжении 11 В динамическое излучение исчезало (значение тока 14 мА ниже пускового), и кривая спектра “горячего” излучателя (кривая 4) становится близкой расчетной кривой теплового излучения Планка (штриховая кривая 5 на рис. 1).

Более наглядно конкуренция режимов излучения видна на рис. 2, где представлены зависимости интенсивности излучения от напряжения, регистрируемые на двух различных длинах волн. Кривая 1 соответствует изменению интенсивности регистрируемого излучения на длине волны максимума теплового излучения, совпадающего с максимумом кривой Планка ($\lambda = 10$ мкм), кривая 2 – максимуму динамического излучения ($\lambda = 16$ мкм).

В качестве переменной величины здесь использовано напряжение, так как его значение на каждом шаге стабилизировалось, при этом ток мог изменяться в небольшом диапазоне значений вследствие некоторого разогрева массива нанопроволок. При напряжении 11 В из-за структурных изменений нанопроволок их сопротивление возросло и значение тока упало до 14 мА, при этом напряжение осталось неизменным. Таким образом, выбор напряжения в качестве переменной величины позволил получить сравнительно монотонно изменяющиеся зависимости интенсивности излучения от напряжения.

Анализируя характер изменения кривых интенсивностей теплового (кривая 1) и динамического (кривая 2) излучений, видим, что при включении излучателя ($U = 1$ В) интенсивность излучения на обеих кривых увеличивается, что можно объяснить преобладанием тепловой компоненты, излучаемой на обеих длинах волн. Однако, по мере увеличения напряжения (рабочего тока), примерно со значения напряжения 3 В, интенсивность теплового излучения на $\lambda = 10$ мкм начинает заметно уменьшаться, а динамического – нарастать. При этом отметим наличие двух участков нарастания мощности динамического излучения с ростом напряжения. Первый более пологий от $U = 3$ до 6 В, и далее свыше $U = 6$ В наблюдается более интенсивный рост мощности излучения. На основании этого можно говорить о наличии двух различных механизмов формирования динамического излучения при спиновой инжекции током, отличающихся эффективностью работы излучателя. Это подтверждает и сравнение результатов, представленных на обоих рисунках. Так если в диапазоне напряжений 3–6 В интенсивность динамического излучения мала и тепловое излучение преобладает (кривая 2 рис. 1), то при превышении 6 в (ток 55 мА) интенсивность динамического излучения резко возрастает, превышая интенсивность теплового излучения (кривая 3 рис. 1). Такой скачок динамического излучения, по нашему мнению, связан с возрастанием поглощения фононов. Однако этот феномен требует отдельного более детального исследования. При напряжении 11 В динамическое излучение исчезает (ток 14 мА ниже пускового значения), а тепловое скачком возрастает, приобретая характер близкий тепловой кривой Планка. В целом поведение кривых имеет зеркально противоположный характер: рост динамического излучения соответствует уменьшению теплового и наоборот. Именно такое поведение кривых позволило нам сделать предположение о конкуренции теплового и динамического излучений.

ОБЪЯСНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМОГО ЭФФЕКТА

Для объяснения процесса конкуренции теплового и динамического излучений прежде всего рассмотрим процесс формирования излучения при прохождении тока сквозь магнитный переход спин-инжекционного излучателя в терминах температурного поля. В нашем случае магнитный переход можно представить термодинамической системой с двумя степенями свободы. Одна из них связана со степенью нагретости излучателя и

количественно определяемая соотношением, получаемым из преобразования формулы Планка:

$$T_p = \frac{h\nu_p}{k_B \ln\left(A \frac{h\nu_p}{u} + 1\right)}. \quad (1)$$

Здесь h – постоянная Планка, ν_p – частота теплового излучения, k_B – постоянная Больцмана, $A = 8\pi\nu^2/c^2$, u – излучательная способность абсолютно черного тела. Другая степень свободы связана с парциальной неоднородностью спинового состояния магнитной системы и определяется соотношением для спиновой температуры [7]:

$$T_s = \frac{h\nu_s}{k_B \ln\left(\frac{1-P}{1+P}\right)}. \quad (2)$$

Здесь T_s – спиновая температура, ν_s – частота, определяемая спиновой неоднородностью системы, P – спиновая поляризация.

Сравнивая соотношения (1) и (2), видим их качественную идентичность. В обоих случаях температура пропорциональна излучаемой энергии $h\nu$ и обратно пропорциональна излучающей способности, определяемой в (1) и (2) величиной под натуральным логарифмом. В первом случае она связана с излучательной способностью u нагретого током излучателя, во втором случае – с возникновением спиновой некомпенсированности в магнитном переходе излучателя при спиновой инжекции током, определяемой спиновой поляризацией P . В обоих случаях источником энергии для изменения той или иной температур служит ток, пронизывающий магнитный переход. Единый источник энергии для рассматриваемых процессов порождает идею о возможной их связи при излучении в одном диапазоне частот $\nu_p \sim \nu_s$.

Рассмотрим подробнее, как спиновая поляризация может быть связана с нагревом излучателя. Так как теоретически процесс рассматривается при допущениях существенно упрощающих рассматриваемый процесс инжекции спинов, то приводимые ниже выводы следует считать качественной оценкой реального процесса.

Известно [6], что при пересечении границы слоев магнитного перехода током в рабочем слое на расстоянии спиновой релаксации $l = \sqrt{D\tau} \sim 30$ нм от границы раздела происходит изменение спиновой концентрации P , описываемой уравнением

$$\frac{d^2P}{dx^2} - \frac{j}{j_D l} \frac{dP}{dx} - \frac{P - P_2}{l^2} = 0. \quad (3)$$

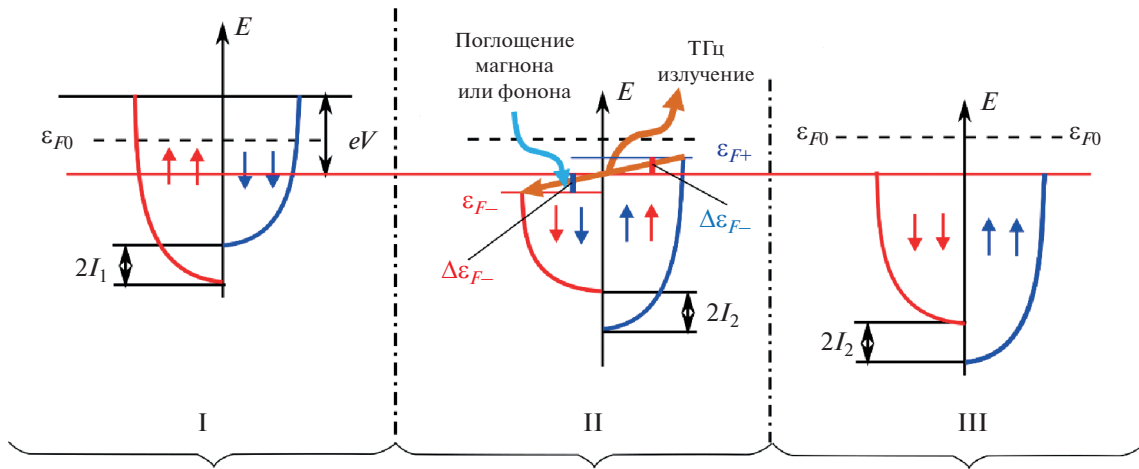


Рис. 3. Схема электронных энергетических зон и квазиуровней Ферми: I – в первом ферромагнетике, II – для неравновесных электронов во втором ферромагнетике, III – для равновесных электронов во втором ферромагнетике вне области инжекции.

Уравнение (3) получено с учетом условия сохранения электрического заряда, $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$ [7], а так же в предположении, что в обоих спиновых подзонах носители тока имеют одинаковые подвижности $\mu_- = \mu_+ = \mu$ и коэффициенты диффузии $D_- = D_+ = D$. Здесь и далее τ – время релаксации спинов, $j_D = enD/l = enl/\tau$ – плотность тока диффузии электронов, n – концентрация электронов в металле, P_2 – равновесная спиновая поляризация рабочей области (ферромагнетик, в который инжектируются спин-поляризованные электроны), P – неравновесная спиновая поляризация рабочей области.

Процесс, описываемый уравнением (3), схематично изображен на рис. 3 для случая с противоположно направленными намагниченностями слоев рассмотренный ранее в [13]. Согласно этому рассмотрению под действием напряжения внешнего источника V , прикладываемого к магнитному переходу, сквозь него протекает спин-поляризованный ток I , приводящий к возникновению излучения. На рис. 3 представлены три зоны: I зона – ферромагнитный инжектор, в котором электроны разделены по спиновым энергетическим подзонам и находятся в состоянии спинового равновесия так, что большая их часть имеет спины, ориентированные параллельно намагниченности инжектора (мажорные электроны), а меньшее часть – антипараллельно (минорные электроны). Подзоны имеют общий равновесный уровень Ферми, а дно подзон раздвинуто по энергии на величину, пропорцио-

нальную обменной энергии $I_1 = \mu_B \alpha_{sd1} M_1$. Зона II – рабочая область, ФМ или АФМ с иными, чем у инжектора, магнитными характеристиками. В этой зоне электроны находятся в неравновесном спиновом состоянии, так как в силу противоположной направленности намагниченности слоев и сохранению спинового состояния системы мажорные электроны инжектора становятся в рабочей области минорными и наоборот. Возникают квазиуровни Ферми $\epsilon_{F\pm}$, а расщепление дна подзон изменяется пропорционально изменению обменной энергии I_2 . Под действием внешних факторов происходят межзонные переходы неравновесных электронов с переворотом спина и возможным излучением кванта энергии. Зона III – область, где после релаксации неравновесных спинов устанавливается равновесное спиновое состояние.

Подробное решение уравнения (3) приведено в [8]. Полученное соотношение определяет отклонение спиновой поляризации от равновесной $\Delta P = P - P_2$, где P при $j/j_D \ll 1$ можно представить в виде:

$$P(x) = P_2 + \frac{P_1 \cos \varphi - P_2}{j_D} j \exp(-x/l). \quad (4)$$

Здесь P_1 – равновесная спиновая поляризация инжектора, φ – угол между намагниченностями слоев, j – плотность тока, x – координата распространения тока.

Это соотношение позволяет описать энергетический процесс в магнитном переходе как [8]:

$$\begin{aligned}
 h\nu &= (\Delta\varepsilon_{F_+} + \Delta\varepsilon_{F_-}) = \\
 &= (\varepsilon_{F_+} - \varepsilon_{0F_+}) - (\varepsilon_{F_-} - \varepsilon_{0F_-}) = \\
 &= \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left(\left(\frac{1-P}{2} \right)^{2/3} - \left(\frac{1+P}{2} \right)^{2/3} - \right. \\
 &\quad \left. - \left(\left(\frac{1-P_2}{2} \right)^{2/3} - \left(\frac{1+P_2}{2} \right)^{2/3} \right) \right) = \\
 &= (\varepsilon_{F_+} - \varepsilon_{F_-}) + 2I_2.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Согласно (5) спин-инжекционный механизм излучения в рамках принимаемого нами параболического приближения $\varepsilon = p^2/2m$ определяется двумя качественно различными процессами. Так, часть электронов изменяет свою энергию с сохранением импульса. При этом межзонный спин-флип переход электронов связан с обменной энергией $2I_2$, т.е. мы имеем прямые квантовые переходы. Другая часть электронов изменяет свою энергию в пределах $(\varepsilon_{F_+} - \varepsilon_{F_-})$ с изменением импульса, то есть имеют место косые квантовые переходы, при которых необходим отбор энергии от среды при поглощении фонона или магнона. Этот процесс может частично поглощать тепло, что отражено на рис. 1 и 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования спин-инжекционного излучателя показали присутствие в спектре его излучения двух компонент, связанных как с нагревом излучателя током (тепловое излучение), так и излучение, имеющее нетепловую природу, связываемую нами со спиновой инжекцией током (динамическое излучение). Так как динамическое излучение частично определяется косыми квантовыми переходами, требующими поглощения третьей частицы, фонона, то оно может приводить к некоторому уменьшению нагрева излучателя током. Тем самым возможно уменьшение интенсивности теплового излучения при работе спин-инжекционного излучателя, что можно представить как конкуренцию двух разновидностей излучения.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-29-03015-мк, № 20-07-00349-а). Частично работа выполнена в рамках темы государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника РАН”, частично – в рамках темы государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baltz V., Manchon A., Tsoi M. et al. // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. No. 1. Art. No. 015005.
2. Dhillon S.S., Vitiello M.S., Linfield E.H. et al. // J. Phys. D. 2017. V. 50. No. 4. Art. No. 043001.
3. Hellman F., Hoffmann A., Tserkovnyak Y. et al. // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89. No. 2. Art. No. 025006.
4. Kadigrobov A., Ivanov Z., Claesson T. et al. // Europhys. Lett. 2004. V. 67. No. 6. P. 948.
5. Kadigrobov A.M., Shekhter R.I., Jonson M. // Low Temp. Phys. 2012. V. 38. No. 12. P. 1133.
6. Kadigrobov A.M., Shekhter R.I., Kulinich S.I. et al. // New J. Phys. 2011. V. 13. No. 2. Art. No. 023007.
7. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., Элюот Р.Д. // Радиотехн. и электрон. 2003. Т. 48. № 9. С. 1030; Gulyaev Yu.V., Zil'berman P.E., Epshtein E.M., Elliott R.J. // J. Commun. Technol. Electron. 2003. V. 48. No. 9. P. 942.
8. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 3. С. 192; Gulyaev Yu.V., Zil'berman P.E., Krikunov A.I. et al. // JETP Lett. 2007. V. 85. No. 3. P. 160.
9. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Чигарёв С.Г., Эпштейн Э.М. // Радиотехн. и электрон. 2010. Т. 55. № 10. С. 1211; Gulayev Yu.V., Zilberman P.E., Chigarev S.G., Epshtein E.M. // J. Commun. Technol. Electron. 2010. V. 55. No. 10. P. 1132.
10. Чигарёв С.Г., Маликов И.В., Михайлов Г.М. // Радиотехн. и электрон. 2013. Т. 58. № 3. С. 270; Chigarev S.G., Malikov I.V., Mikhailov G.M. // J. Commun. Technol. Electron. 2013. V. 58. No. 3. P. 238.
11. Вилков Е.А., Дюжиков И.Н., Зайцев-Зотов С.В. и др. // Радиотехн. и электрон. 2018. Т. 63. № 9. С. 953; Vilkov E.A., Dyuzhikov I.N., Zaitsev-Zotov S.V. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2018. V. 63. No. 9. P. 1015.
12. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Чигарев С.Г. // Радиотехн. и электрон. 2015. Т. 60. № 5. С. 441; Gulyaev Yu.V., Zil'berman P.E., Chigarev S.G. // J. Commun. Technol. Electron. 2015. V. 60. No. 5. P. 411.
13. Вилков Е.А., Михайлов Г.М., Чигарев С.Г. и др. // Радиотехн. и электрон. 2016. Т. 61. № 9. С. 844; Vilkov E.A., Mikhailov G.M., Chigarev S.G. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2016. V. 61. No. 9. P. 995.
14. Гуляев Ю.В., Чигарев С.Г., Панас А.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 6. С. 27; Gulyaev Yu.V., Chigarev S.G., Panas A.I. et al. // Tech. Phys. Lett. 2019. V. 45. No. 3. P. 271.

The ratio of thermal and dynamic radiation in a spin-injection THz emitter

**A. I. Panas^a, S. G. Chigarev^{b,*}, E. A. Vilkov^b, O. A. Byshevski-Konopko^b,
D. L. Zagorskiy^c, I. M. Doludenko^c**

^a *Shokin ISTOK Research and Production Enterprise, Fryazino, 141190 Russia*

^b *Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences,
Fryazino Branch, Fryazino, 141190 Russia*

^c *Federal Research Center "Crystallography and Photonics" of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119333 Russia
e-mail: chig50@mail.ru

The possibility of "competition" of thermal and spin-injection (dynamic) radiation is established by the example of spin-injection THz emitter operation. It is shown experimentally that increasing the intensity of dynamic radiation leads to decreasing the intensity of thermal radiation. This is explained by the connection of dynamic radiation with beveled interband spin-flip transitions, accompanied by a change in momentum, and hence phonons absorption.