

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 537.67

ТЕПЛОВОЕ И ДИНАМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ПРИ СПИНОВОЙ ИНЖЕКЦИИ ТОКОМ В МАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ

А. И. Панас¹, С. Г. Чигарев², Е. А. Вилков², О. А. Бышевский-Конопко²,
Д. Л. Загорский³, И. М. Долуденко³, Л. А. Фомин⁴

¹АО «НПП «Исток» им. Шокина», г. Фрязино

²Фрязинский филиал ФГБУН Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

³ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, г. Москва

⁴ИПТМ РАН, г. Черноголовка

Рассмотрен вопрос распределения энергии электронного потока, пронизывающего магнитный переход, между тепловым и динамическим компонентами излучения в терагерцовом диапазоне. Сделано и обосновано предположение о «конкуренции» этих видов излучения. Приведены экспериментальные результаты, полученные при работе спин-инжекционного излучателя, реализованного на базе массива гетерогенных магнитных нанопроволок, которые подтвердили такую возможность.

КС: тепловое излучение, динамическое излучение, терагерцовый диапазон, спиновая инжекция током, магнитный переход

THERMAL AND DYNAMIC RADIATION IN TERAHERTZ RANGE DURING SPIN CURRENT INJECTION IN MAGNETIC TRANSITIONS

A. I. Panas¹, S. G. Chigarev², E. A. Vilkov², O. A. Byshevskiy-Konopko²,
D. L. Zagorskiy³, I. M. Doludenko³, L. A. Fomin⁴

¹JSC «RPC «Istok» named after Shokin», Fryazino

²FIRE named after V.A. Kotelnikov RAS, Fryazino

³FSRC «Crystallography and Photonics» RAS, Moscow

⁴IMTP, RAS, Chernogolovka

The problem of distributing the electron beam energy penetrating a magnetic transition between the thermal and dynamic components by radiation in terahertz range is considered. An assumption about the «competition» of these types of radiation is made and substantiated. Experimental results obtained during the operation of a spin-injection emitter based on an array of heterogeneous magnetic nanowires are presented, which confirmed this possibility.

Keywords: thermal radiation, dynamic radiation, terahertz range, spin current injection, magnetic transition

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается повышенный интерес к освоению ТГц-диапазона, охватывающего частоты от единиц до десятков терагерц [1–3]. Однако его широкому применению во многих областях науки и техники препятствует отсутствие общедоступных, надежных в работе, обеспечивающих стабильные рабочие характеристики и устойчиво работающих в широком температурном диапазоне, включая комнатные температуры, источников и приемников ТГц-диапазона. Поэтому остается актуальным поиск принципиально новых подходов к построению таких устройств. Наиболее перспективными в этом направлении являются работы в области спинтроники – сравнительно нового направления электроники, где электронно-волновое взаимодействие рассматривается с учетом собственного магнитного поля электронов [4–6]. На этой основе возможно создание ряда квантовых генераторов с токовой накачкой, что особенно актуально для ТГц-диапазона. На сегодня в качестве одного из возможных вариантов реализации этого принципа можно рассматривать ТГц-излучатели, использующие механизм спиновой инжекции током в магнитных переходах [7–12].

В экспериментальных исследованиях макетов спин-инжекционных излучателей регистрируемый сигнал фиксируется в диапазоне частот 7...30 ТГц, который частично совпадает с максимумом теплового излучения объекта при температуре его нагрева до ~100 °С. Так как в рабочем режиме через спин-инжекционный излучатель протекает ток до 1 А, который может нагревать излучатель до указанных температур, то в спектре наблюдаемого излучения возможно одновременно регистрировать мощность как теплового, так и динамического излучений. Естественно, что конкретное распределение компонентов излучаемой мощности зависит от эффективности работы спин-инжекционного излучателя. В некоторых случаях [9] динамическое излучение составляет лишь 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 работ [7, 12], определяется как прямыми, так и косыми квантовыми переходами с поглощением фононов. Практически это означает отбор тепла от рабочего тела. Таким образом, поглощение фононов может снижать тепловое действие тока, что в свою очередь может снижать интенсивность теплового излучения и, как следствие, приводить к конкуренции излучательных процессов, обусловленных динамической либо тепловой природой. В данной работе отражены некоторые результаты исследований этих процессов.

2. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Известно [6], что при прохождении тока в магнитном переходе, образованном, как минимум, двумя магнитными слоями наноразмерной толщины, один из которых представляет собой инжектор спин-поляризованного тока, а другой – рабочую область, в которую инжектируются спин-поляризованные электроны, в рабочей области, на расстоянии спиновой релаксации $l = \sqrt{D\tau} \sim 30$ нм от границы раздела слоев, происходит нарушение равновесной спиновой концентрации P , описываемой уравнением

$$\frac{d^2 P}{dx^2} - \frac{j}{j_D l} \frac{dP}{dx} - \frac{P - P_2}{l^2} = 0. \quad (1)$$

Уравнение (1) получено с учетом условия сохранения электрического заряда, $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$ [7], а также в предположении, что в обеих спиновых подзонах носители тока имеют одинаковые подвижности $\mu_- = \mu_+ = \mu$ и коэффициенты диффузии $D_- = D_+ = D$. Здесь $j_D = enD/l = enl/\tau$ – плотность тока диффузии электронов; τ – время релаксации спинов; n – концентрация электронов в металле; P_2 – равновесная спиновая поляризация рабочей области.

Процесс, описываемый уравнением (1), схематично изображен на рис. 1 [13]. Здесь под действием напряжения внешнего источника V , прикладываемого к магнитному переходу, сквозь него протекает спин-поляризованный ток I , приводящий к нарушению спинового равновесия и, как следствие, к возникновению излучения. На рисунке представлены три зоны: зона I – 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 меньшая часть – антипараллельно (минорные электроны). Подзоны имеют общий равновесный уровень Ферми, а дно подзон раздвинуто по энергии на величину, пропорциональную обменной энергии I_1 . Зона II – рабочая область, с иными, чем у инжектора, магнитными характеристиками. Вследствие этого, здесь часть электронов оказывается в энергетически возбужденном, неравновесном спиновом состоянии. Возникают квазиуровни Ферми $\varepsilon_{F\pm}$, а расщепление дна подзон изменяется пропорционально изменению обменной энергии I_2 . Под действием внешних факторов происходят межзонные переходы спин-флип неравновесных электронов с переворотом спина и возможным излучением кванта энергии $h\nu$. Зона III – область, где после релаксации неуравновешенных спинов устанавливается равновесное спиновое состояние.

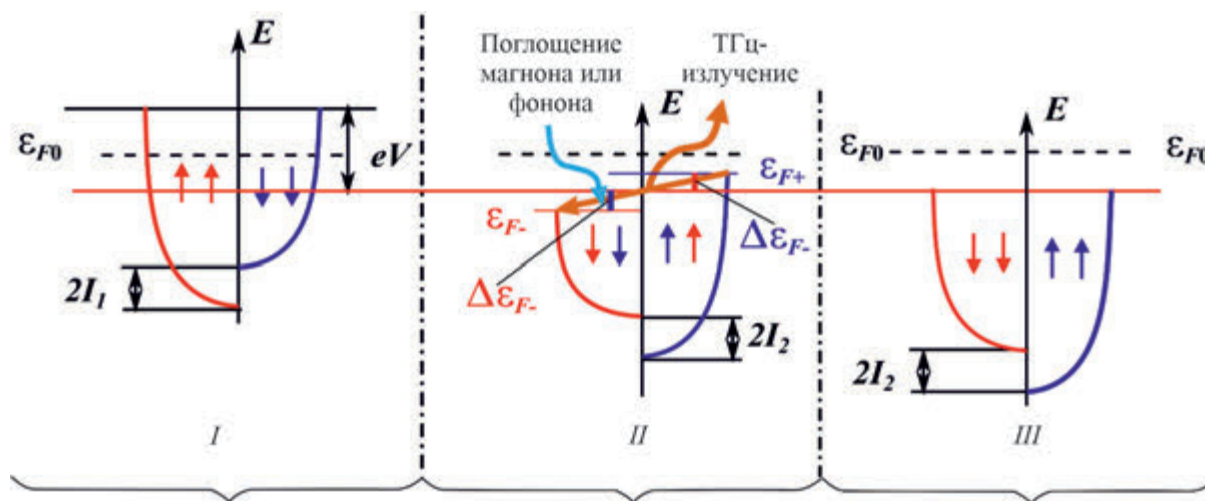


Рис.1. Схема электронных энергетических зон и квазиуровней Ферми:

I – в первом ферромагнетике; II – для неравновесных электронов во втором ферромагнетике;

III – для равновесных электронов во втором ферромагнетике вне области инжекции

Решение уравнения (1) определяет отклонение спиновой поляризации от равновесного состояния $\Delta P = P - P_2$, где P при $j/j_D \ll 1$ можно представить в виде [8]:

$$P(x) = P_2 + \frac{P_1 \cos \varphi - P_2}{j_D} j \exp(-x/l). \quad (2)$$

Здесь P_1 – равновесная спиновая поляризация инжектора; φ – угол между намагниченностями слоев; j – плотность тока; x – координата распространения тока. Соотношение (2) позволяет описать энергетический процесс в магнитном переходе следующим образом [8]:

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

Согласно (3), 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 $2I_2$, то есть имеют место прямые квантовые переходы. Другая часть электронов изменяет свою энергию в пределах от ε_{F_+} до ε_{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.

Для более глубокого понимания «конкуренции» динамического и теплового излучений рассмотрим процесс формирования излучения при спиновой инжекции током в терминах температурного поля. В этом случае магнитный переход можно представить термодинамической системой с двумя степенями свободы. Одна из них связана с нагревом излучателя и количественно определяется соотношением, получаемым из преобразования формулы Планка:

$$T_p = \frac{h\nu_p}{k_B} \frac{1}{\ln\left(A \frac{h\nu_p}{u} + 1\right)}. \quad (4)$$

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

$$T_s = \frac{h\nu_s}{k_B} \frac{1}{\ln\left(\frac{1-P}{1+P}\right)}. \quad (5)$$

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

При сравнении соотношений (4) и (5) можно увидеть их качественную идентичность. В обоих случаях температура прямо пропорциональна связанной с излучаемой энергией $h\nu$ и обратно пропорциональна излучающей способности, определяемой в (4) и (5) натуральным логарифмом. В первом случае она связана с излучательной способностью u нагретого током излучателя, а во втором случае – с возникновением спиновой нескомпенсированности 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 служит основанием для идеи о возможной их связи при излучении в одном диапазоне частот $\nu_p \sim \nu_s$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ «КОНКУРЕНЦИИ» ТЕПЛОВОГО И ДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Эксперименты проводились на макетах спин-инжекционных ТГц-излучателей, реализованных на базе массива нанопроволок (НП) [13], схема которых представлена на рис. 2.

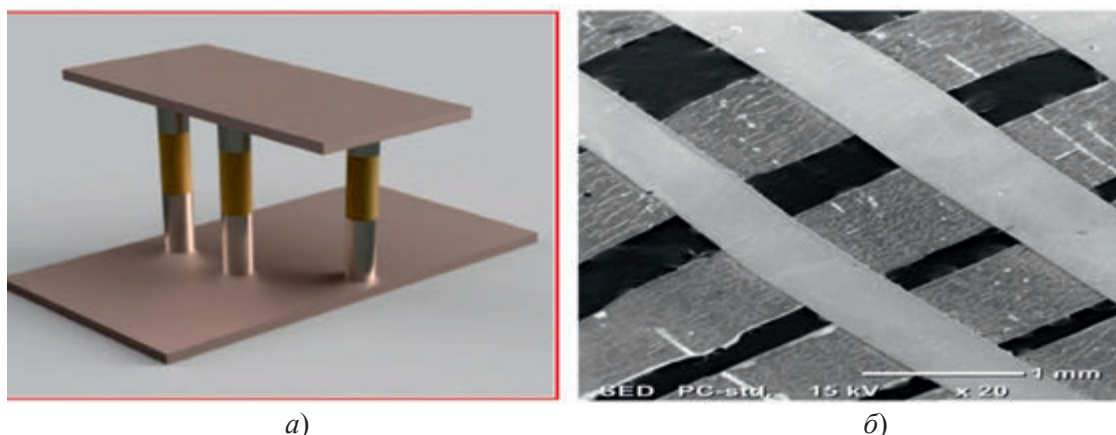


Рис. 2. Схематическое изображение НП с тремя слоями различных металлов между контактными полосками (а); СЭМ-изображение системы контактных полосок (на снимке матрица НП удалена) (б)

Излучатель представлял собой массив многослойных магнитных нанопроволок, образованных слоями Ni/Co или Ni/Fe, выращенных методом матричного синтеза в трековой мембране. Для образования электрической цепи, включающей часть нанопроволок, на поверхности трековой мембраны с обеих сторон наносились медные полосы с периодом ~ 1 мм, ориентированные под углом 90 град, как показано на рис. 2. Собственно излучатель представлял собой полоску шириной, равной указанному периоду (1 мм), вырезанную из общего массива образца. На концах вырезанной полоски наносились контактные площадки, к которым прикладывалось напряжение от источника питания.

Измерения проводились на спектре-анализаторе фирмы Bruker «Vertex 80 V» в диапазоне длин волн 10...25 мкм при разных значениях напряжения (тока). В процессе работы излучателя стабилизируемое напряжение, подаваемое на излучатель, изменялось от 0 до 11 В с шагом 1 В. При напряжении 11 В и более излучатель прекращал работу из-за резкого уменьшения тока ниже стартового значения. При этом температура поверхности излучателя достигала ~ 80 °С.

Результаты измерений показали, что спектры, измеренные при разных напряжениях (токах), имели две разновидности. Так, при значениях напряжений, не превышающих 7 В, и при 11 В 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 напряжениях в диапазоне 7...10 В наблюдалась концентрация мощности 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. Пороговое значение напряжения (тока), необходимого для возникновения пиковой концентрации мощности, позволило сделать предположение о нетепловой, динамической природе излучения в этом диапазоне λ . В то же время при отсутствии динамического излучения на $\lambda \sim 10$ мкм наблюдался максимум излучения.

Для наглядного наблюдения конкуренции режимов излучения были рассмотрены зависимости интенсивности излучения от напряжения, регистрируемые на двух различных длинах волн (рис. 3).

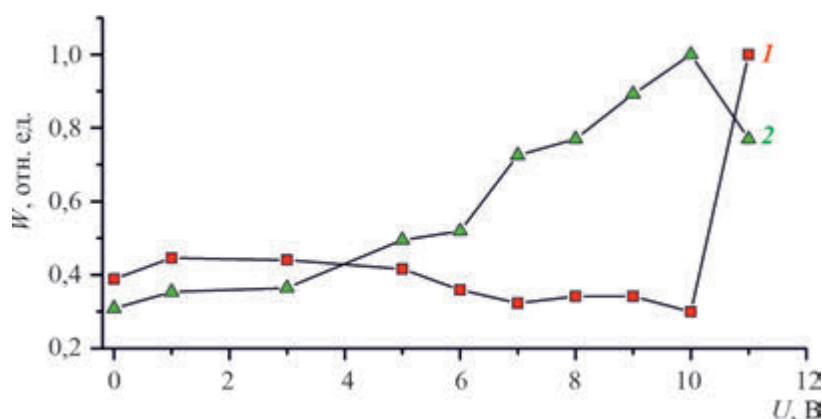


Рис. 3. Зависимости интенсивности излучения от напряжения на излучателе для разных значений длин волн. Кривая 1 соответствует $\lambda = 10$ мкм (максимум кривой Планка для «горячего» тела), кривая 2 соответствует $\lambda = 16$ мкм (максимум динамического излучения)

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 изменения сопротивления из-за разогрева массива нанопроволок. При напряжении 11 В из-за структурных изменений нанопроволок их сопротивление росло и значение тока падало 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.

Характер изменения интенсивностей теплового (кривая 1) и динамического (кривая 2) излучений показывает, что при изменении напряжения излучателя от 1 до 3 В для обеих длин волн зависимости мощности от напряжения идентичны. Они монотонно растут с ростом напряжения (тока). Однако при превышении напряжения 3 В интенсивность теплового излучения ($\lambda = 10$ мкм) начинает заметно уменьшаться, а динамического — нарастать. При напряжении 11 В динамическое излучение исчезает (ток 14 мА ниже пускового значения), а тепловое — скачком возрастает, приобретая характер, близкий к тепловой кривой Планка. В целом поведение кривых, представленных на рис. 3, имеет зеркально противоположный характер: рост динамического излучения соответствует уменьшению теплового и наоборот. Именно такое поведение кривых и позволяет сделать предположение о конкуренции теплового и динамического излучений.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали присутствие в спектре излучателя двух компонентов, связанных с нагревом излучателя током (тепловое излучение) и со спиновой инжекцией током (динамическое излучение). Так как динамическое излучение требует поглощения третьей частицы — фонона, то оно может приводить к некоторому уменьшению нагрева излучателя током. Это можно представить как конкуренцию двух разновидностей излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-03015мк, проект № 20-07-00349 А). Часть работы проведена в рамках Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Часть работы выполнена в рамках Госзадания ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

ЛИТЕРАТУРА

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

Статья поступила 17 мая 2022 г.