

Влияние резонансного взаимодействия поверхностных магнитостатических волн с обменными модами на генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt

© М.Е. Селезнев,^{1,2} Ю.В. Никулин,^{1,2} В.К. Сахаров,¹ Ю.В. Хивинцев,^{1,2} А.В. Кожевников,¹ С.Л. Высоцкий,^{1,2} Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹СФирЭ им. В.А. Котельникова РАН,
410019 Саратов, Россия

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия
e-mail: mixanich94@mail.ru

Поступило в Редакцию 30 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 30 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 30 апреля 2021 г.

Исследованы особенности генерации ЭДС (U) в тонкопленочных структурах Pt/YIG, обусловленные эффектами гибридизации бегущих поверхностных магнитостатических волн с обменными объемными модами пленки YIG. Показано, что на частотах дипольно-обменных резонансов величина ЭДС увеличивается по сравнению с соседними частотными областями. Проведена оценка вольт-ваттной чувствительности для структур Pt/YIG с различными геометриями Pt-микрополосок.

Ключевые слова: спинтроника, спиновые волны, генерация ЭДС, эффект увлечения электронов, дипольно-обменные резонансы.

DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51363.136-21

Введение

Исследование распространения спиновых волн и генерации ЭДС в структурах магнитный диэлектрик–металл представляет интерес для создания энергоэффективной элементной базы на принципах магноники и спинтроники [1–3]. Одной из задач данных направлений является изучение механизмов и улучшение эффективности преобразования спиновых волн в электрический ток на границе феррит–проводник и в объеме проводника. В этой связи наиболее широко исследуются структуры на основе пленки железиттриевого граната (YIG) и платины (Pt) — металла с сильной спин-орбитальной связью. В такого рода структурах электроны проводимости металла чувствительны к намагниченности пленки YIG за счет обменного и спин-орбитального взаимодействий, что приводит к генерации ЭДС при распространении спиновой волны за счет обратного спинового эффекта Холла [4] или эффекта увлечения электронов волной в объеме проводника [5–7]. При этом исследование влияния дипольно-обменных резонансов на генерируемую ЭДС при распространении ПМСВ в структурах Pt/YIG ранее не проводилось.

В настоящей работе исследовались особенности генерации ЭДС (U) в тонкопленочных структурах Pt/YIG для случая, когда в пленке YIG бегущие поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ) гибридизуются с обменными объемными модами пленки YIG.

1. Исследованные структуры и методика эксперимента

Для изготовления структур использовалась пленка YIG толщиной $d \sim 900$ nm с эффективной намагниченностью насыщения $4\pi M^{\text{eff}} \sim 1800$ G и шириной линии ферромагнитного резонанса $2\Delta H \sim 0.6$ Oe, выращенная на подложке гадолиний-галлиевого граната (GGG) (пленка YIG отмечена цифрой 5 рис. 1). На поверхности пленки YIG методом магнетронного распыления была выращена пленка Pt толщиной $t \sim 9$ nm, из которой методами фотолитографии и ионного травления формировались структуры трех типов (1–3, рис. 1). Структура 1 (рис. 1, a) имела на поверхности YIG одиночную микрополоску Pt длиной $L \sim 220$ μm и шириной $W \sim 200$ μm и удельным сопротивлением $\rho \sim 0.41 \cdot 10^{-6}$ $\Omega \cdot \text{m}$ ($R_{\square} \sim 0.41 \cdot 10^2$ $\Omega/\mu\text{m}$). В структуре 2 (рис. 1, b) на поверхности пленки YIG формировалась одиночная микрополоска Pt шириной $W \sim 40$ μm , $L \sim 220$ μm и $\rho \sim 0.324 \cdot 10^{-6}$ $\Omega \cdot \text{m}$ ($R_{\square} \sim 0.41 \cdot 10^2$ $\Omega/\mu\text{m}$). Структура 3 (рис. 1, c) содержала три последовательно соединенных медным проводником микрополоски Pt с $L \sim 220$ μm , $W \sim 40$ μm и $\rho \sim 0.32 \cdot 10^{-6}$ $\Omega \cdot \text{m}$ ($R_{\square} \sim 0.32 \cdot 10^2$ $\Omega/\mu\text{m}$). Микрополоски Pt формировались между интегрированными на поверхности пленки YIG медными микроантеннами (1 и 2), которые располагались на расстоянии 250 μm друг от друга и имели апертуру (длину) $a \sim 250$ μm и ширину $b \sim 4$ μm . Для измерения генерируемой в структурах

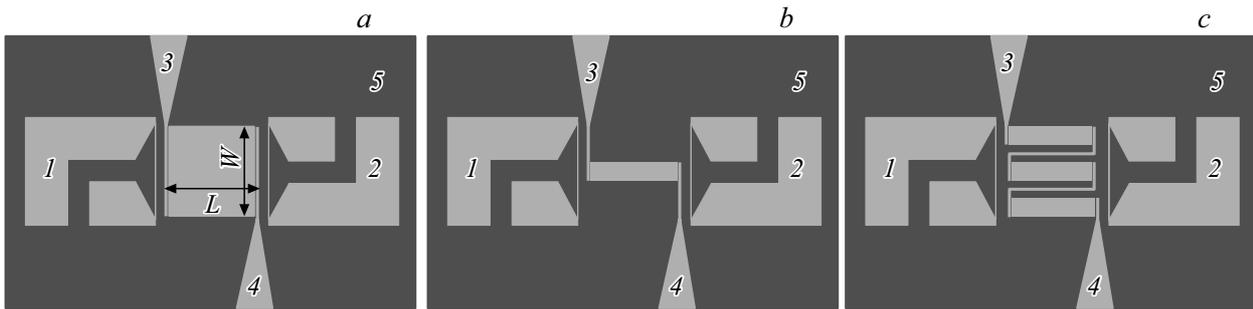


Рис. 1. Микроструктуры Pt/YIG в виде одной Pt микрополоски длиной $L \sim 220 \mu\text{m}$ и шириной $W \sim 200 \mu\text{m}$ (a); одной Pt микрополоски с $L \sim 220 \mu\text{m}$ и $W \sim 40 \mu\text{m}$ (b) и трех последовательно соединенных Pt микрополосок с $L \sim 220 \mu\text{m}$ и $W \sim 40 \mu\text{m}$ каждая (c). 1, 2 — возбуждающие микроантенны; 3, 4 — медные контакты для измерения генерируемого напряжения; 5 — поверхность пленки YIG.

ЭДС на концах Pt микрополосок по всей ширине W формировались медные контакты (3 и 4).

При проведении исследований структуры размещались между полюсами электромагнита таким образом, что магнитное поле $H \sim 939 \text{ Oe}$ было направлено касательно поверхности пленки YIG и перпендикулярно длине L микрополосок, что соответствовало геометрии возбуждения ПМСВ. Измерение частотных зависимостей модуля и фазы коэффициентов прохождения (S_{12}) и отражения (S_{22}) спиновых волн осуществлялось с использованием векторного анализатора цепей, подключенного к интегрированным на поверхности YIG микроантеннам 1 и 2 с помощью СВЧ микрозондов (рис. 1).

Исследование частотной зависимости ЭДС $U(f)$, генерируемой при распространении ПМСВ, производилось с использованием селективного вольтметра, который подключался к контактам 3 и 4 (рис. 1). При этом для обеспечения работы вольтметра на входную антенну подавался СВЧ сигнал с импульсной модуляцией (11.33 kHz), что также способствовало уменьшению влияния нагрева на регистрируемую ЭДС.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 2, a показаны частотные зависимости амплитуды коэффициента прохождения $S_{12}(f)$, полученные при входной мощности $P \sim -20 \text{ dBm}$ для структур 1–3 (кривые 1–3 соответственно) и пленки YIG (кривая 4). Наименьшие значения S_{12} по сравнению с пленкой YIG наблюдались для структуры 3, что можно объяснить не только поглощением ПМСВ полосками Pt, но и влиянием медных контактов к полоскам Pt на эффективность возбуждения ПМСВ и условия распространения. Наибольшие значения S_{12} регистрировались для структуры 2, где как ширина W микрополоски Pt, так и длина медных контактных дорожек к Pt была наименьшей среди структур 1–3.

На рис. 2, b приведены рассчитанные аналогично [8] на основе полученных фазочастотных зависимостей $\varphi(f)$ дисперсионные характеристики $k(f)$, где k — волновое

число ПМСВ. В структуре 2 также наблюдались ПМСВ с наибольшими значениями $k \sim 11000 \text{ cm}^{-1}$, которые были близки к измеренным значениям $k \sim 12000 \text{ cm}^{-1}$ для структуры без платины (кривые 2 и 4 на рис. 2, b). Следует отметить, что построенные дисперсионные характеристики $k(f)$ структур 1–3 в области волновых чисел $k \leq 6000 \text{ cm}^{-1}$ практически не отличаются от расчета для дипольных ПМСВ Деймона–Эшбаха в свободной пленке с выбранными параметрами (кривая 5 на рис. 2, b). Однако для $k > 6000 \text{ cm}^{-1}$ результаты измерений и расчета заметно расходятся. Такое поведение измеренной дисперсии указывает на неоднородность параметров пленки по толщине и может объясняться ростом эффективной намагниченности пленки в приповерхностном слое.

Необходимо отметить наличие частот, на которых уровень S_{12} значительно (на 5–15 dB) уменьшается (см. выделенные звездочками участки характеристики $S_{12}(f)$ на кривой 4 на рис. 2, a). Такие особенности в спектрах прохождения ПМСВ отражают резонансное взаимодействие ПМСВ с обменными объемными модами пленочного волновода и связаны с резонансным ростом потерь ПМСВ [9]. При этом в дисперсионной зависимости $k(f)$ на частотах дипольно-обменных резонансов возникают аномальные участки дисперсии [9], как это показано на вставке к рис. 2, b для резонансной частоты $\sim 4.645 \text{ GHz}$.

На рис. 2, c представлены частотные зависимости генерируемой ЭДС $U(f)$ для исследуемых структур при входной мощности накачки $P_{in} \sim -5 \text{ dBm}$. Можно видеть, что зависимости $U(f)$ для всех исследованных структур демонстрируют резонансный рост сигнала U на частотах, соответствующих частотам дипольно-обменных резонансов. Чтобы проиллюстрировать сказанное, на рис. 3, a, b для узкой полосы частот приведены участки зависимости $S_{12}(f)$ и $U(f)$, содержащие резонансные особенности. Видно также, что на частотах $f > 5 \text{ GHz}$ величина генерируемой ЭДС заметно падает.

Отмеченное снижение U на частотах $f > 5 \text{ GHz}$ можно связать с уменьшением коэффициента преобразова-

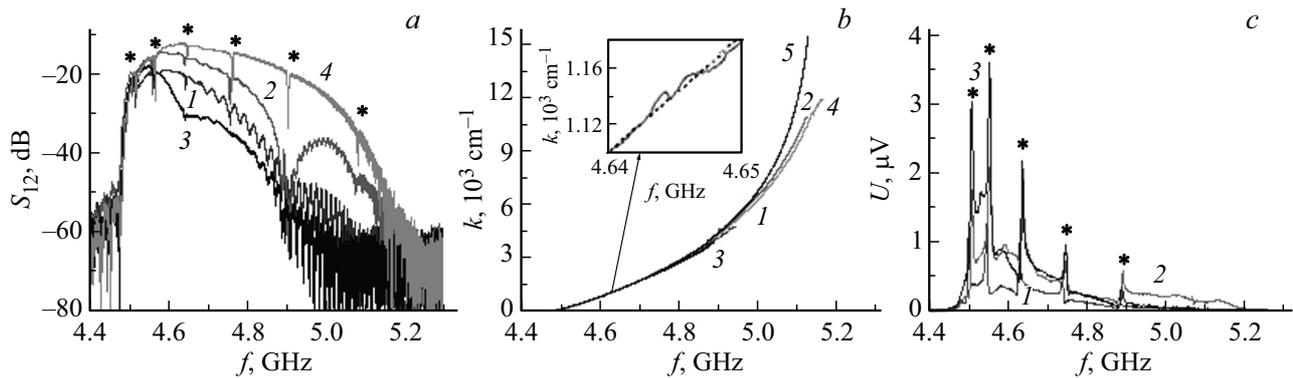


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента прохождения S_{12} (a), волнового числа k ПМСВ (b) и генерируемой ЭДС (c) при поле $H \sim 939$ Ое. 1–3 — результаты для структур 1–3 соответственно; 4 — результаты для пленки YIG; 5 — теоретический расчет дисперсии ПМСВ. На вставке к рис. 2, b показаны дисперсионные зависимости в окрестности частоты ~ 4.645 GHz, измеренные для пленки YIG (сплошная линия) и рассчитанные для дипольной ПМСВ (пунктирная линия).

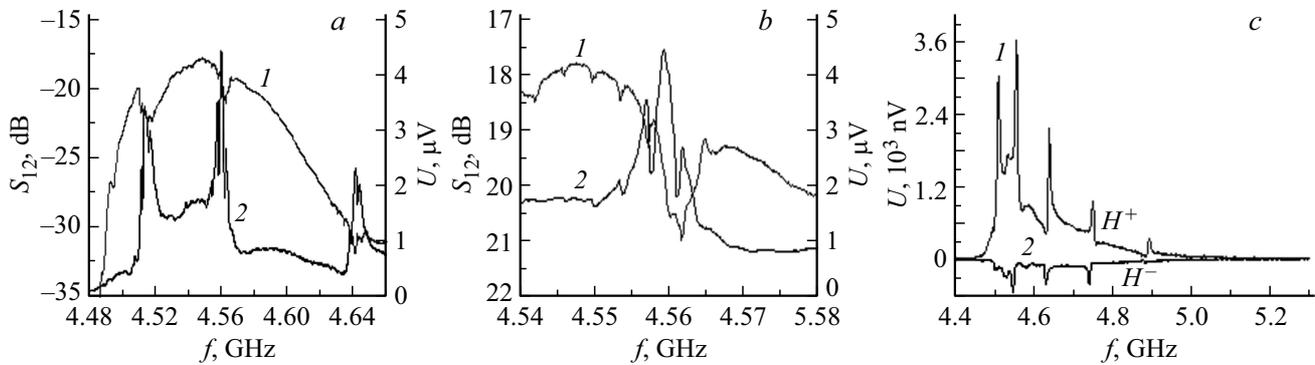


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента прохождения S_{12} (1) и генерируемой ЭДС $U(f)$ (2) структуры 3 на частотном диапазоне вблизи нескольких дипольно-обменных резонансов (a) и в окрестности одного резонанса (b); c — частотные зависимости генерируемой ЭДС $U(f)$ при распространении в одном и том же направлении ПМСВ вдоль границ Pt/YIG (1) и YIG/GGG (2), что достигалось сменой направления подмагничивания H^+ на противоположное H^- . Магнитное поле $H \sim 939$ Ое.

ния $K(f)$ антеннами входной мощности $P_{in}(f)$ в мощность ПМСВ $P(f) = K(f) \cdot P_{in}(f)$ для ПМСВ с длиной волны $\lambda < 2 \cdot b$ ($k > \pi/b \sim 8000 \text{ cm}^{-1}$). Это подтверждается расчетом зависимостей $K(f)$ для структур 1–3 с помощью соотношения

$$K(f) = \frac{P(f)}{P_{in}(f)} = 10^{[S_{22}(f,H)/10]} - 10^{[S_{22}(f,H^*)/10]},$$

где $S_{22}(f, H)$ и $S_{22}(f, H^*)$ — коэффициенты отражения падающей мощности от входной антенны при полях $H \sim 939$ Ое и $H^* \sim 2473$ Ое, при которых антенна возбуждает и не возбуждает ПМСВ на выбранной частоте f соответственно. Из рис. 3, a можно видеть, что значения $K(f)$ заметно снижаются на частотах $f > 5$ GHz, на которых ПМСВ характеризуются волновыми числами $k > \pi/b \sim 8000 \text{ cm}^{-1}$ (рис. 2, b).

Для выяснения механизма генерации ЭДС обратимся к рис. 3, c, где показаны частотные зависимости генерируемой ЭДС $U(f)$ структуры 3 при распространении ПМСВ в одном и том же направлении, но при локализации полей ПМСВ на границах Pt/YIG и YIG/GGG.

Смена поверхности, вдоль которой распространялась ПМСВ, достигалась за счет смены направления внешнего магнитного поля H^+ на противоположное H^- . При этом наблюдалась смена знака генерируемой ЭДС $U(f)$, что может свидетельствовать о том, что основным механизмом генерации ЭДС в структурах Pt/YIG является обратный спин-Холл эффект [3], а не эффект увлечения или термический нагрев структуры [5–7]. Действительно, знак ЭДС, связанный с перечисленными эффектами, не должен меняться при смене направления поля [5]. Таким образом, можно сделать вывод, что увеличение сигнала ЭДС на частотах дипольно-обменных резонансов может быть связано с усилением спинового тока на границе Pt/YIG обменными модами, распространяющимися по толщине пленки YIG.

Обсудим теперь вольт-ваттную чувствительность $S(f) = U(f)/(P_{in} \cdot K(f))$ и связь генерируемого сигнала $U(f)$ от ширины и количества микрополосок платины в рассмотренных структурах (рис. 1). При механизме спиновой накачки величина протекаемого спинового тока j_s через интерфейс Pt/YIG будет определяться погонной

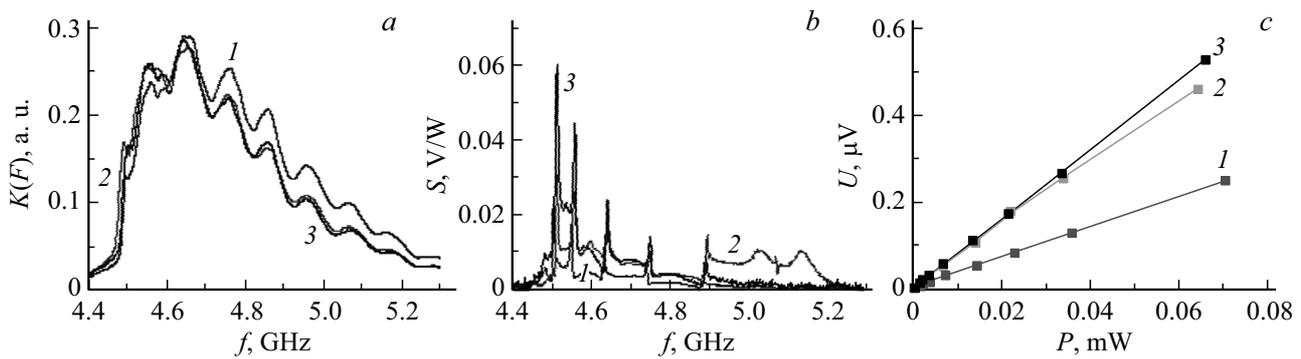


Рис. 4. Рассчитанные частотные зависимости коэффициента преобразования $K(f)$ (a) и чувствительности $S(f)$ (b); c — измеренная зависимость $U(P)$ на частоте 4.7 GHz и поле $H \sim 939$ Oe. 1–3 — результаты для структур 1–3 соответственно.

(по длине a антенны) мощностью ПМСВ $P' = P/a$ и площадью $S = W \cdot L$ контакта Pt/YIG: $j_s \sim P' \cdot S$. Генерируемый за счет обратного спин-Холл эффекта сигнал ЭДС $U \sim j_s$, $R_{Pt} \sim P' \cdot \rho \cdot L^2/t$, где $R_{Pt} = \rho \cdot L/(W \cdot t)$ — сопротивление пленки платины. При этом генерируемая ЭДС не зависит от ширины пленки Pt аналогично тому, как ранее наблюдалось для ЭДС увлечения в структурах InSb/YIG [10]. Применительно к рассматриваемым структурам 1–3 это должно проявляться в одинаковых значениях U для структур 1 и 2 и в три раза большей величине ЭДС для структуры 3.

На рис. 4, b приведены рассчитанные частотные зависимости чувствительности структур $S(f) = U(f)/(P_{in} \cdot K(f))$. Можно видеть, что на частотах $f \sim 4.5–4.55$ GHz чувствительность структуры 3 достигала значений $S \sim 0.023$ V/W, а на частотах дипольно-обменных резонансов $S \sim 0.06$ V/W, в то время как чувствительность структуры 2 на тех же частотах достигала значений $S \sim 0.011$ и 0.03 V/W соответственно, что в среднем в два раза меньше. Чувствительность $S(f)$ структуры 1 практически на всем частотном диапазоне была меньше в 2–3 раза по сравнению с $S(f)$ структур 2 и 3. Однако на частотах $f > 4.55$ GHz наблюдались схожие значения чувствительностей структур 2 и 3.

На рис. 4, c приведены зависимости ЭДС на фиксированной частоте возбуждения ПМСВ $f = 4.7$ GHz. Можно видеть, что значения ЭДС для структур 2 и 3 близки. Одной из причин совпадения зависимостей $S(f)$ для структур 2 и 3 на частотах $f > 4.55$ GHz может быть влияние контактных дорожек из Cu на характер распространения ПМСВ в структуре 3 и распределение погонной мощности P' в плоскости структуры.

Следует отметить, что обсуждаемый здесь эффект обменных осцилляций ЭДС в структуре Pt(9nm)/YIG(900nm) принципиально отличается от обменных осцилляций ЭДС увлечения в структуре InSb/YIG [7]. Действительно, в работе [7] ЭДС в структурах InSb/YIG резонансно уменьшалась на частотах дипольно-обменных резонансов и имела вид аналогичный виду зависимости $S_{12}(f)$, показанный кривой 4 на рис. 2, a или кривыми 1 на рис. 3, a, b. Кроме

того, согласно теории увлечения электронов [5,6], бегущими спиновыми волнами сигнал ЭДС $U(f)$ должен увеличиваться с ростом k . Этот эффект может заметно компенсировать падение коэффициента $K(f)$ в коротковолновой части спектра ПМСВ и позволять детектировать ЭДС вблизи коротковолновой границы спектра ПМСВ [4–7].

Заключение

Исследована генерация ЭДС $U(f)$ в структурах Pt(9 nm)/YIG(900 nm) при распространении в пленке YIG ПМСВ в условиях формирования дипольно-обменных резонансов. Обнаружено, что на частотах дипольно-обменных резонансов ПМСВ генерируемая ЭДС $U(f)$ может увеличиваться в несколько раз. При этом вольт-ваттная чувствительность на частотах дипольно-обменных резонансов в рассмотренном случае достигала значений $S \sim 0.06$ V/W, что почти в три раза выше, чем в соседних частотных областях.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-37-90099, 20-07-00968).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Li, W. Zhang, V. Tyberkevych, W.K. Kwok, A. Hoffmann, V. Novosad. *J. Appl. Phys.*, **128** (13), 130902 (2020).
- [2] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.L. Prejbeanu, B. Diény, P. Pirro, B. Hillebrands. *J. Magn. Magn. Mater.*, **509**, 166711 (2020).
- [3] V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Anane, V. Cros, S.O. Demokritov. *J. Appl. Phys.*, **127** (17), 170901 (2020).

- [4] U.V. Nikulin, M.E. Seleznev, Y.V. Khivintsev, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov, S.L. Vysotskii, A.V. Kozhevnikov, Y.A. Filimonov. *Semiconductors*, **54**, 1721 (2020).
- [5] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.О. Раевский. *ЖЭТФ*, **76**, (5), 1593 (1979).
- [6] А.С. Бугаев, О.Л. Галкин, Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. *Письма в ЖТФ*, **8**, 485 (1982).
- [7] Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов, С.К. Нурджанова, Б.П. Нам, А.С. Хе. *РЭ*, **23** (4), 807 (1988).
- [8] Y. Khivintsev, Y. Filimonov, S. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 052407 (2015).
- [9] Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, П.Е. Зильберман, И.А. Игнатъев, А.Г. Коновалов, А.В. Луговской, А.М. Медников, Б.П. Нам, Е.И. Николаев. *Письма в ЖЭТФ*, **30**, 600 (1979).
- [10] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. *Бюлл. изобр.* **1** (1988).