

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ТОКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУХ СВЯЗАННЫХ ПО ФАЗЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОЛЕЦ

В. Л. Гуртовой^{a*}, *А. А. Бурлаков*^a, *А. В. Нижулов*^a, *В. А. Тулин*^a,
А. А. Фирсов^a, *В. Н. Антонов*^{b**}, *Р. Дэвис*^{b***}, *С. Пеллинг*^{b****}

^a *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Physics Department, Royal Holloway University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, UK*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.
после переработки 11 мая 2011 г.

Исследованы состояния двух связанных по фазе сверхпроводящих колец. В зависимости критического тока от магнитного поля обнаружены множественные токовые состояния. Проведены расчеты критических токов и энергетических состояний в магнитном поле, которые позволяют интерпретировать эксперимент как измерение энергетических состояний, в которые система попадает с разной вероятностью из-за равновесных и неравновесных шумов при переходе из резистивного в сверхпроводящее состояние.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводящее кольцо является фундаментальным квантовым объектом аналогичным атому ввиду квантования момента импульса в контуре кольца всех сверхпроводящих пар, находящихся в одном состоянии. Следует отметить, что, в отличие от атома, кольцо является макроскопическим объектом. Из условия квантования Бора для момента импульса частицы $mvr = n\hbar$ следует, что разность энергий между разрешенными уровнями

$$\Delta E_{n+1,n} = \frac{mv_{n+1}^2}{2} - \frac{mv_n^2}{2} \approx \frac{\hbar^2}{2mr^2} \quad (1)$$

уменьшается с увеличением радиуса r орбиты или кольца (v — скорость). При радиусе $r \approx 1$ мкм и массе m , равной массе электрона, $\Delta E_{n+1,n}$ соответствует температуре $T \approx 0.001$ К. Поэтому в одномерных не сверхпроводящих кольцах с $r \approx 1$ мкм из полупроводника [1] или нормального металла [2] устойчивый ток I_p — мезоскопическое явление, которое обусловлено квантованием Бора и наблюдается

только при очень низких температурах. В сверхпроводящих кольцах это явление наблюдается не только в кольцах с большим радиусом, но и при значительно более высоких температурах, достигающих критических температур T_c данного сверхпроводника. Это обусловлено тем, что квантовое число n каждой из сверхпроводящих пар не может изменяться индивидуально и поэтому разность энергий (1) умножается на число пар N_s в кольце [3]. Так как это число $N_s(T) = Vn_s = 2\pi rsn_s(T) = 10^5$ – 10^6 (s — площадь поперечного сечения проводников кольца) велико при типичных размерах колец и температурах, разность энергий между уровнями

$$E_{n+1} - E_n \approx N_s \frac{\hbar^2}{2mr^2} = n_s(T) \frac{\pi s}{r} \frac{\hbar^2}{m} \quad (2)$$

будет порядка 100 К, что много больше тепловой энергии $k_B T$ и поэтому с подавляющей вероятностью $P_n \propto \exp(-E_n/k_B T)$ система занимает состояние с наименьшей энергией при всех температурах ниже T_c . Квантовый незатухающий кольцевой ток в сверхпроводящем кольце может достигать десятков мкА при температуре $0.95T_c$. Более того, осцилляции среднего устойчивого тока в магнитном поле наблюдаются даже во флуктуационной области при $T \geq T_c$ [4, 5].

*E-mail: gurtovoi@ipmt-hpm.ac.ru

**V. N. Antonov

***R. Davis

****S. Pelling

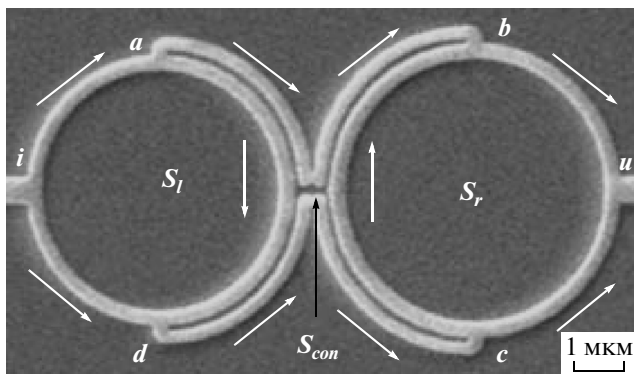


Рис. 1. Исследуемая алюминиевая структура из двух колец. Диаметр колец $2r_l \approx 4.2$ мкм и $2r_r \approx 4.6$ мкм. Ширина колец $w_r \approx 0.4$ мкм, ширина линий, соединяющих кольца, $w \approx 0.3$ мкм, толщина пленки $d = 30$ нм. Стрелками показаны направления тока и скорости пар, принятые за положительные. Там, где протекает внешний ток I_B , за положительное принято направление слева направо. В половинках колец, в которых внешний ток не протекает, за положительное выбрано направление по часовой стрелке

За редким исключением [6], при измерениях зависимости критического тока от магнитного поля сверхпроводящих колец и систем колец в случае слабого экранирования ($s \ll \lambda^2$ и ξ^2 , $LI_p \ll \Phi_0 = \pi\hbar/e$, где Φ_0 — квант магнитного потока, λ — глубина проникновения магнитного поля, ξ — длина когерентности, L — индуктивность кольца) наблюдается только одно состояние [7, 8]. Тем не менее в кольцах с вырезами [6] или структуре, представленной на рис. 1, разность энергий может быть не столь большой как в случае одиночного кольца, что позволяет исследовать ближние к основному состоянию энергетические уровни. Данная работа посвящена изучению энергетических состояний двухкольцевой структуры в магнитном поле путем измерения ее критического тока.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемая структура (рис. 1) состояла из двух колец разного диаметра 4.2 мкм и 4.6 мкм (площади соответственно S_l и S_r) и проводников $a-b$ и $c-d$, связывающих фазы колец и формирующих контур квантования с площадью $S_{con} \ll S_l, S_r$. В се-

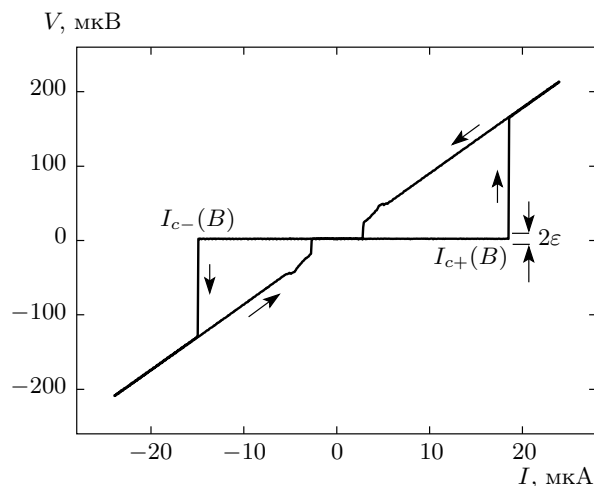


Рис. 2. Типичная вольт-амперная характеристика, используемая для измерения зависимостей $I_c(B)$

редине проводников были изготовлены микросужения, которые определяли критический ток структуры. Ширина колец составляла $w_r \approx 0.4$ мкм, а ширина проводников $a-b$ и $c-d$, соединяющих кольца, $w \approx 0.3$ мкм.

Структуры изготавливались методом взрывной электронно-лучевой литографии пленки алюминия толщиной $d = 30$ нм, термически напыленного на кремниевую подложку. Литография проводилась с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL-840A, преобразованного в электронный литограф пакетом программ «NANOMAKER».

Измерения проводились четырехконтактным методом на двух установках: 1) в стеклянном гелиевом криостате (He^4), где откачка паров гелия позволяла понижать температуру до 1.17 К и 2) в He^3 -криостате с предельной температурой 0.3 К. Зависимость критического тока структуры I_c от магнитного поля измерялась из периодически повторяющихся с частотой 5–10 Гц вольт-амперных характеристик (ВАХ) в медленноменяющемся магнитном поле (~ 0.01 Гц). Типичная ВАХ представлена на рис. 2. При температурах ниже $0.99T_c$ ВАХ имеет сильный гистерезис, т.е. токи, при которых структура переходит из сверхпроводящего состояния в резистивное ($I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$) и обратно, существенно различаются. Следует отметить, что $I_{c+}(B)$ не равно $I_{c-}(B)$ из-за кольцевых устойчивых токов в разных контурах квантования. Переход в резистивное состояние осуществляется скачком, что позво-

ляет измерять критические токи с высокой точностью. Ниже представлен алгоритм определения критических токов. Три канала 24-разрядного аналогово-цифрового преобразователя с частотой 100 кГц синхронно измеряют магнитное поле, напряжение и ток структуры. Сначала проверяется условие, что напряжение $|V|$ меньше ε (рис. 2), что соответствует пребыванию структуры в сверхпроводящем состоянии. Величина ε от 2 до 5 раз превышает шумы, чтобы исключить ложные измерения критического тока. При выполнении условия $|V| > \varepsilon$, соответствующего скачкообразному переходу в резистивное состояние, в файл записывается измеренное в этот момент по другим каналам значение магнитного поля и критического тока. Затем процедура повторяется. Таким образом, последовательно измерялись положительный $I_{c+}(B)$ и отрицательный $I_{c-}(B)$ критические токи из ВАХ с противоположным направлением тока. Для измерения одной зависимости $I_c(B)$, содержащей 1000 точек, требовалось около 100 с.

Для уменьшения магнитного поля Земли область криостата, в которой находился образец, экранировалась цилиндром из пермаллоя. Остаточное магнитное поле составляло 0.15 Гс, а положение «нуля» магнитного поля было известно с точностью 0.03 Гс или примерно $0.03\Phi_0$ для кольца с большим диаметром. Хорошо известно, что для поддержания в термодинамическом равновесии наноструктур при низких температурах требуется специальная электрическая фильтрация проводов [9, 10] в случае, когда имеется гальваническая связь образца с измерительной системой, находящейся при более высокой температуре. В данной работе, чтобы уменьшить наводки и термализовать образцы при низких температурах, использовалась система фильтрации, состоящая из низкотемпературных π -фильтров и коаксиальных резистивных витых пар с затуханием на высоких частотах. Благодаря фильтрации, полоса пропускания каждого проводника, ведущего к образцу, составляла 30 кГц, а на частотах, в диапазоне 100 МГц–10 ГГц достигалось подавление 70–80 дБ. Тем не менее, ввиду гальванической связи образца с температурой около 1 К и измерительных цепей при $T = 300$ К, к образцу по проводам направлен как тепловой поток, так и электромагнитное излучение, выводящие электронную подсистему наноструктур из состояния равновесия. Отклонение электронной подсистемы от равновесия из-за неравновесного электромагнитного окружения можно отождествить с неравновесным тепловым шумом с эффективной температурой, превышающей равновесную температуру образца [9].

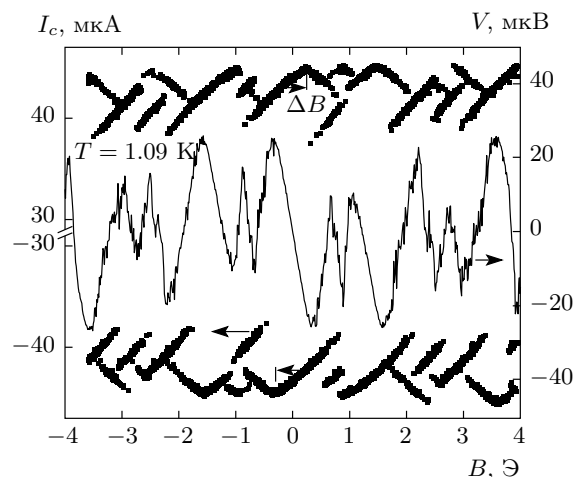


Рис. 3. Зависимость критического тока и выпрямленного напряжения от магнитного поля при $T = 1.09$ К

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измеренная зависимость критического тока от магнитного поля является, с одной стороны, аперiodической, вследствие наличия в структуре трех независимых контуров квантования с разной площадью, а с другой стороны, — многозначной для противоположных направлений тока (рис. 3). Наблюдаются одиночные, двойные и тройные состояния критического тока при одной и той же величине магнитного поля, что выявляет токовые состояния с разной энергией. Ввиду того, что квантовый устойчивый ток колец понижает общий критический ток структуры, максимальному критическому току соответствует основное состояние, а состояниям с большей энергией — меньший ток. Несмотря на то что структура изготавливалась как симметричная, наблюдаются характерные для асимметричных структур осцилляции выпрямленного напряжения в магнитном поле (рис. 3), которые возникают при подаче синусоидального тока с амплитудой близкой к критическому току [8], равной в данном случае 42.5 мкА. Кроме того, максимумы критического тока находятся не при $B = 0$, а сдвинуты в противоположные направления на величину $\Delta B = 0.25$ Гс, что составляет для кольца диаметром 4.6 мкм величину потока магнитного поля около $0.25\Phi_0$, и также является следствием скрытой асимметрии структуры. Поскольку при всех рабочих температурах реализуется режим слабого экранирования, токи, текущие через структуру, создают магнитный поток менее $0.05\Delta B$ и не могут

быть причиной сдвига. Данный эффект сдвига экстремумов критического тока регулярно наблюдается в асимметричных кольцевых структурах, но пока не находит теоретического объяснения [7, 8].

Поскольку из-за сдвига ΔB вычислить критический ток структуры напрямую не удается, для качественного сравнения результатов расчета критического тока с экспериментом экспериментальные данные симметризовались, т. е. сдвиг ΔB вычитался, а для сравнения использовалась величина $(I_{c+}(B - \Delta B) - I_{c-}(B + \Delta B))$ (следует отметить, что I_{c-} имеет отрицательный знак).

Ближайшие энергетические состояния определялись минимизацией энергии структуры по разным числам квантования (n) в кольцах и контуре с площадью S_{con} . Результаты расчетов можно качественно объяснить следующим образом. Поскольку $S_{con} \ll S_l, S_r$, состоянию с минимальной энергией соответствует фиксированное $n_{con} = 0$ и различные числа n для колец, обусловленные значением магнитного потока. Следующий по энергии уровень характеризуется $n_{con} = 1$ при $B > 0$ и $n_{con} = -1$ при $B < 0$, тогда как значения n в кольцах определяются магнитным потоком.

Теоретическая модель для исследуемой структуры представлена ниже. Переход в резистивное состояние происходит, когда скорость сверхпроводящих пар достигает скорости распаривания $v_c = \hbar/m\sqrt{3}\xi(T)$ хотя бы в одном из микросужений проводников $a-b$ или $c-d$, поскольку микросужения имеют минимальную ширину в сравнении с остальными сегментами структуры [8]. Скорости на этих участках $v_{ab} = I_{ab}/s2en_s$ и $v_{dc} = I_{dc}/s2en_s$ определяются как величиной внешнего тока $I_B = I_{ab} + I_{dc}$, так и условием квантования скорости (см. формулу (1) в работе [8]) в контуре $a-b-c-d-a$ с малой площадью S_{con} :

$$v_{ab}l_{ab} - v_{cb}l_{cb} - v_{dc}l_{dc} - v_{ad}l_{ad} = \frac{2\pi\hbar}{m} \left(n_{con} - \frac{\Phi_{con}}{\Phi_0} \right).$$

В то же время, скорости v_{ad} и v_{cb} можно вычислить из условий квантования в кольцах

$$v_{ia}l_{ia} + v_{ad}l_{ad} - v_{id}l_{id} = \frac{2\pi\hbar}{m} \left(n_l - \frac{\Phi_l}{\Phi_0} \right),$$

$$v_{bu}l_{bu} - v_{uc}l_{uc} + v_{cb}l_{cb} = \frac{2\pi\hbar}{m} \left(n_r - \frac{\Phi_r}{\Phi_0} \right)$$

и баланса токов (закон Кирхгофа) для узлов a, b, c и d :

$$I_{ia} - I_{ab} - I_{ad} = 0, \quad I_{cb} + I_{ab} - I_{bi} = 0,$$

$$I_{dc} - I_{cb} - I_{cu} = 0, \quad I_{id} + I_{ad} - I_{dc} = 0.$$

Все приведенные выше уравнения позволяют однозначно определить

$$v_{ab} = \frac{I_B}{2s2en_s} + v_q, \quad (3a)$$

$$v_{dc} = \frac{I_B}{2s2en_s} - v_q \quad (3b)$$

при данных значениях внешнего тока I_B , квантовых чисел n_l, n_{con}, n_r , магнитных потоков внутри контуров $\Phi_l = BS_l, \Phi_{con} = BS_{con}, \Phi_r = BS_r$ и одинаковой плотности пар n_s во всех элементах структуры, где

$$v_q = \frac{2\pi\hbar}{m} \times \frac{(n_l + 2n_{con} + n_r) - B(S_l + 2S_{con} + S_r)/\Phi_0}{2(l_{ab} + l_{dc}) + (s/s_r)\pi(r_l + r_r)} \quad (4)$$

— круговая скорость в контуре $a-b-c-d-a$, определяемая только условиями квантования при $I_B = 0$. Учтено различие в сечении колец и соединительных проводников $s/s_r = wd/w_r d = w/w_r \approx 0.3/0.4 = 0.75$. В разных магнитных полях при увеличении внешнего тока критический ток и переход в резистивное состояние достигаются в том микросужении, где внешний и кольцевой токи суммируются (в другом эти токи вычитаются и в нем переход в резистивное состояние не происходит). Тем не менее из-за большой величины длины когерентности ξ вся структура скачком переходит в резистивное состояние (рис. 2). Общим условием достижения внешним током критического значения является выражение

$$I_B = I_c = s2en_s(v_c - |v_q|). \quad (5)$$

Теоретические зависимости критического тока от магнитного поля вычислялись по формулам (4) и (5) для минимизирующих энергию структуры при данном магнитном поле наборов квантовых чисел (n_l, n_{con}, n_r) , которые определялись простым перебором всех чисел (от 0 до 5) с вычислением энергии для каждого возможного набора.

Кинетическая энергия как функция магнитного поля рассчитывалась суммированием вкладов по всем сегментам структуры при скоростях и токах в них однозначно определяемых значениями квантовых чисел n_l, n_{con}, n_r и магнитного поля.

На рис. 4 представлено сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей критического тока от магнитного поля. Состояниям с максимальным током (минимальной энергией) соответствует $n_{con} = 0$, а $n_{con} = \pm 1$ определяет состояния с меньшим током (большей энергией). Несмотря на то что

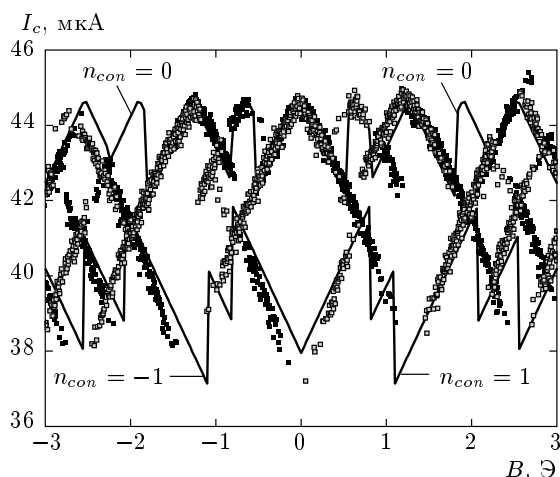


Рис. 4. Зависимость критического тока от магнитного поля системы из двух колец. Точки — результаты измерений ($T = 1.09$ К), линии — теория

не удалось точно воспроизвести некоторые детали эксперимента из-за сложности структуры, общие закономерности достаточно хорошо описываются теорией.

Следует отметить еще одну особенность поведения критического тока. На рис. 3 можно видеть разрывы критического тока, которые ранее никогда не наблюдались ни в симметричных, ни в асимметричных кольцах [7, 8]. По-видимому, данные разрывы обусловлены изменением квантового числа в кольцах при изменении магнитного поля. Поэтому структуры из двух колец с фазовой связью могут быть использованы в качестве детекторов собственных квантовых состояний в отличие от одиночных асимметричных колец, где возможность самодетектирования таких состояний предсказывалась теоретически, но экспериментально не наблюдалась [7, 8].

На рис. 5 показаны результаты расчетов двух нижних энергетических состояний структуры и разности энергий ΔE между ними как функция магнитного поля. Разность энергий состояний ΔE невелика и меняется в диапазоне от 3 до 40 К. Наблюдение разных состояний на рис. 4 при $T \approx 1$ К объясняется тем, что переход из резистивного состояния (рис. 2), в котором квантовые энергетические уровни отсутствуют, в сверхпроводящее состояние, где эти энергетические состояния формируются, осуществляется при наличии равновесных и неравновесных шумов. Ввиду этого система с разной вероятностью «выбирает» одно из двух близлежащих энергетических состояний, которые впоследствии реги-

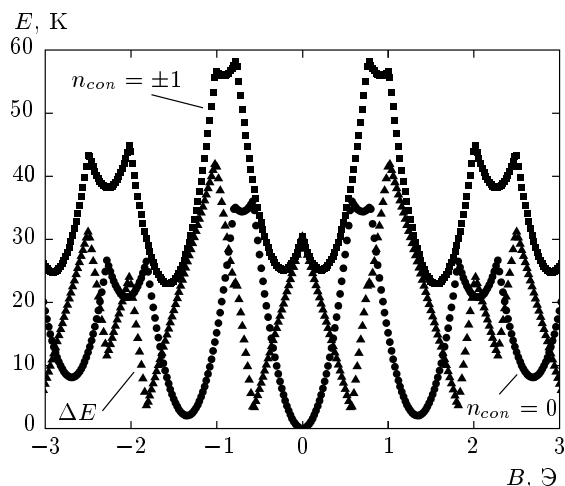


Рис. 5. Расчет зависимости энергии двух ближайших состояний структуры и разности ΔE от магнитного поля для экспериментальных условий рис. 3

стрируются при многократном измерении критического тока из вольт-амперных характеристик. При $B = 0$, разность энергий $\Delta E = 30$ К, поэтому в основном регистрируется состояние с минимальной энергией (рис. 4). Увеличение B до 0.6 Гс сопровождается уменьшением ΔE до 3 К и, как следствие, становится возможным детектирование системы и в состояниях с большей энергией. Вероятность выбора одного из состояний характеризуется плотностью точек критического тока (рис. 4).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были изготовлены структуры из двух связанных по фазе сверхпроводящих колец и исследованы их энергетические состояния в магнитных полях. В зависимости критического тока от магнитного поля обнаружены множественные токовые состояния, которые были отождествлены с близкими энергетическими уровнями. Проведены расчеты критических токов и энергетических состояний в магнитном поле, что позволило интерпретировать эксперимент как измерение энергетических состояний, в которые система попадает с разной вероятностью из-за равновесных и неравновесных шумов при переходе из резистивного в сверхпроводящее состояние. Впервые наблюдались разрывы критического тока в кольцевых структурах без джозефсоновских переходов, что позволяет использовать данный вид структур в качестве детектора квантовых состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-99042-р-офи), а также в рамках программы ОНИТ РАН (проект «Квантовый бит на основе микро- и наноструктур с металлической проводимостью»).

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Rabaud, L. Saminadayar, D. Mailly et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3124 (2001).
2. E. M. Q. Jariwala, P. Mohanty, M. B. Ketchen et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1594 (2001).
3. Дж. Гринштейн, А. Зайонц, *Квантовый вызов. Современные исследования оснований квантовой механики*, ИД «Интеллект», Долгопрудный (2008).
4. N. C. Koshnick, H. Bluhm, M. E. Huber et al., Science **318**, 1440 (2007).
5. А. А. Бурлаков, В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 589 (2007).
6. В. Л. Гуртовой и др., Труды НТ-34, Изд-во РГПУ, Ростов-на-Дону, Т. 2 (2006), с. 237.
7. В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, С. В. Карпий и др., ЖЭТФ **132**, 297 (2007).
8. В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, А. В. Никулов и др., ЖЭТФ **132**, 1320 (2007).
9. А. В. Zorin, Rev. Sci. Instrum. **66**, 4296 (1995).
10. K. Bladh, D. Gunnarsson, E. Hufeld et al., Rev. Sci. Instrum. **74**, 1323 (2003).