

01,02

Измерение параметров сверхпроводникового потокового кубита в квазидисперсионном режиме

© И.Л. Новиков¹, Б.И. Иванов^{¶1}, А.Н. Султанов¹, Я.С. Гринберг¹, Е.В. Ильичев^{1,2}

¹Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

²Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany

[¶]E-mail: b.ivanov@corp.nstu.ru

Сообщается о результатах исследования сверхпроводникового потокового кубита (кубита) в квазидисперсионном режиме, когда частота пробного сигнала меньше, но тем не менее близка к частоте возбуждения кубита. В этом режиме, в отличие от известных экспериментов, взаимодействие кубита с волноводом приводит не только к смещению резонансной частоты, что характерно для дисперсионного режима, но также к заметному уширению резонансной линии, обусловленному спонтанным излучением кубита. Это позволяет на основе анализа амплитудно-частотной характеристики сигнала прохождения определить при одночастотном возбуждении характерные параметры кубита, индуктивно связанного с копланарным резонатором.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 16-19-10069.

1. Введение

В настоящее время, благодаря развитию тонкопленочных технологий, достигнут существенный прогресс в создании широкого класса твердотельных гибридных структур, содержащих на одном чипе одну или несколько макроскопических двухуровневых систем, встроенных в высокочастотный микроволновый резонатор [1]. Такие системы получили в литературе название искусственных атомов, или кубитов, поскольку при определенных условиях они проявляют квантовые свойства, присущие обычным атомам [2].

Настоящая работа посвящена исследованию одного класса таких искусственных атомов — сверхпроводниковому потоковому кубиту (СПК) [3]. Такой кубит представляет собой сверхпроводниковую петлю, замкнутую тремя или четырьмя джозефсоновскими контактами, критический ток одного из которых примерно на 20% меньше критического тока остальных контактов. Это приводит к образованию двухуровневой системы с энергетической щелью, лежащей в гигагерцовой области частот. На данном этапе СПК является наиболее перспективным кандидатом в качестве элементной базы твердотельного квантового процессора. Здесь важно отметить, что, в отличие от обычных атомов, величиной энергетической щели СПК сравнительно легко управлять с помощью внешнего магнитного поля, приложенного к петле кубита. Другой важной особенностью, которая отличает СПК от обычных атомов, является то, что, вследствие технологического разброса параметров, СПК в принципе не идентичны, что следует учитывать при создании на их основе квантовых твердотельных метаматериалов [4].

2. Описание эксперимента

Сверхпроводниковый резонатор и сверхпроводниковый потоковый кубит были изготовлены в два техно-

логических цикла в чистой комнате Лейбниц института фотонных технологий города Йена (Германия) технологией вакуумного напыления и технологией теневого напыления, соответственно. Толщина пленки резонатора материала Nb составила 200 nm. Вся структура размещается на слаболегированной высокоомной кремниевой подложке и представляла собой резонатор в виде копланарной линии передачи [5], согласованной с волновым сопротивлением подводящих трактов 50 Ω. Три Al туннельных контакта Джозефсона, включенные в сверхпроводниковую петлю, формируют потоковый кубит, гальванически изолированный от сигнальных цепей копланарного резонатора. Структура кубита расположена в центральной зауженной части резонатора, где переменное электромагнитное поле имеет максимальную амплитуду магнитной составляющей (см. рис. 1 в [5]), что обеспечивает максимальную энергию взаимодействия кубита и резонатора.

Резонансная частота резонатора $f_c = 2.59$ GHz выбрана из условия $f_c < \Delta$, где Δ — минимальная энергия щели кубита, соответствующая нулевой отстройке кубита (точке, при которой отсутствует сигнальный магнитный поток). Ширина ненагруженной кубитом резонансной линии оказалась равной 25 kHz, что соответствует добротности $Q \approx 10^5$. Длина резонатора, равная половине длины волны, составляла 23 mm, ширина центрального волновода 50 μm, и зазор между заземлением и центральным проводником 30 μm.

Экспериментальное исследование сверхпроводниковой структуры резонатор–кубит осуществлялось в рефрижераторе растворения BF-LD400 при номинальной температуре 10 mK. Для уменьшения воздействия внешних электромагнитных помех использовался магнитный экран с коэффициентом подавления 100 для постоянного магнитного поля и более 8000 для переменного электромагнитного поля от частоты 10 Hz и выше.

Во всех проведенных экспериментах использовался передаточный метод измерения. В узком спектре частот относительно ω_C в режиме малой мощности происходит измерение коэффициента передачи сверхпроводниковой цепи от частоты векторным анализатором цепей (ВАЦ). Из анализа комплексного коэффициента передачи были получены амплитуда и фаза выходного сигнала в зависимости от внешнего постоянного магнитного поля, прикладываемого через внешнюю катушку индуктивности, величиной порядка 1 мН. Для измерений кубита использовался уровень малой мощности сигнала накачки резонатора порядка -140 dBm (10^{-17} W). Сигнал малой мощности на выходе резонатора был усилен маломощным криогенным усилителем.

3. Методика определения параметров кубита

СПК характеризуется четырьмя параметрами: энергетической щелью Δ , незатухающим током в кольце интерферометра I_q , параметром релаксации γ и энергией взаимодействия кубита с микроволновым трактом g . (Здесь и далее энергетические характеристики кубита Δ , g , γ приводятся в частотных единицах). Первые два параметра можно определить либо в дисперсионном режиме, когда резонансная частота сверхпроводникового резонатора $f_C = \omega_C/2\pi$ много меньше щели ($f_C \ll \Delta$) [6–8], либо методом двухчастотной спектроскопии, когда в дополнение к пробному сигналу кубит возбуждается высокой частотой, близкой к расстоянию между энергетическими уровнями кубита [5]. Что касается двух других параметров, то g обычно рассчитывается численно, исходя из дизайна структуры кубит–резонатор, а γ определяется как подгоночный параметр для характерного провала в зависимости коэффициента прохождения от смещения кубита на фиксированной частоте [5].

Экспериментальное исследование свойств СПК, встроенного в микроволновой резонатор, производится путем измерения коэффициентов прохождения и/или отражения микроволнового сигнала, проходящего через такую структуру. Измеряя амплитуду и фазу проходящего сигнала $t = |t| \exp(i\varphi)$, мы определили параметры кубита и состояния, в которых он находится.

Аналитическое выражение для коэффициента прохождения микроволнового сигнала через копланарную линию, взаимодействующую посредством индуктивной связи со встроенным СПК, имеет следующий вид:

$$t = \frac{-i\Gamma(\omega - \Omega + i\gamma)}{(\omega - \Omega + i\gamma)(\omega - \omega_C + i\Gamma) - \lambda^2}, \quad (1)$$

где ω — частота входного пробного сигнала, Γ — полуширина резонансной линии микроволнового резонатора, γ — диссипативные потери кубита, не связанные с излучением фотонов; ω_C — резонансная частота резонатора, Ω — энергия возбуждения кубита, $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \varepsilon^2}$, $\varepsilon = 2I_q \delta\Phi_{ext}/\hbar$, $\delta\Phi_{ext} = \Phi_x - (n + 1/2)\Phi_0$, ($n=0, 1, 2, \dots$),

I_q — незатухающий ток в кольце интерферометра, $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока, Φ_x — внешний магнитный поток, который представляет собой сумму паразитного захваченного потока Φ_t и потока Φ_s , приложенного к интерферометру со стороны сигнальной катушки, $\Phi_s = MI_s$, где M — взаимная индуктивность между кубитом и сигнальной катушкой, I_s — ток в сигнальной катушке. Затухание населенности кубита в (1) описывается параметром $\gamma = \gamma_1/2 + \gamma_\varphi$, который включает в себя как чистую релаксацию γ_1 , так и потери, связанные с декогерентностью γ_φ . Связь кубита с резонатором определяется параметром $\lambda = g\Delta/\Omega$, где g — энергия взаимодействия кубита с основной модой резонатора.

Формула (1) впервые была получена в [9] при исследовании прохождения оптического излучения по оптоволокну, содержащему один двухуровневый атом, и независимо, и другим способом, была выведена в [10] применительно к распространению микроволнового сигнала в резонаторе, содержащем СПК. Впоследствии эта формула применялась в экспериментальной работе [5] для характеристики кубита при $\omega_C > \Delta$.

Выражение (1) справедливо в одномодовом и однофотонном приближениях: взаимодействие кубита с другими модами резонатора не учитывается, и в резонаторе не может быть больше одного фотона. Практически это означает, что среднее число фотонов в резонаторе должно быть меньше единицы. В нашем случае для среднего числа фотонов в резонаторе, соответствующего мощности пробного сигнала $P_{in} = 10^{-17}$ W, получим оценку $\langle N \rangle \approx 0.2$ (детали этого расчета приведены в приложении). Эту оценку следует сравнить со средним числом тепловых фотонов $\langle N \rangle \approx \exp(-hf_C/k_B T)$, которое для наших параметров $f_C = 2.59$ GHz, $T = 10$ mK составляет величину порядка 10^{-6} .

Зависимость амплитуды коэффициента прохождения $|t|$ от смещения ε имеет характерный провал вблизи точки вырождения ($\varepsilon = 0$) [5]. Благодаря свойству периодичности состояний кубита во внешнем магнитном поле, этот провал повторяется при сдвиге внешнего магнитного потока Φ_x на целое число квантов магнитного потока Φ_0 : ($\varepsilon = 0$ при $\Phi_x = (n + 1/2)\Phi_0$). Это обстоятельство позволяет исключить паразитный магнитный поток Φ_t и определить взаимную индуктивность M . В нашем случае расстояние по сигнальному току ΔI_S между соседними провалами составило 1.54 mA, откуда $M = \Phi_0/\Delta I_S = 1.342$ pH. Характерная форма такого провала показана на рис. 1. Каждая экспериментальная точка на этом графике соответствует точке на амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) на частоте f_C . Для каждой такой точки экспериментально получены соответствующие АЧХ коэффициента прохождения пробного сигнала.

На рис. 2 показаны две АЧХ, снятые для двух сигнальных токов, которым соответствуют точки А и В на рис. 1. Точка А соответствует току в сигнальной катушке $I_s = 0.801$ mA. В этой точке влияние кубита минимально

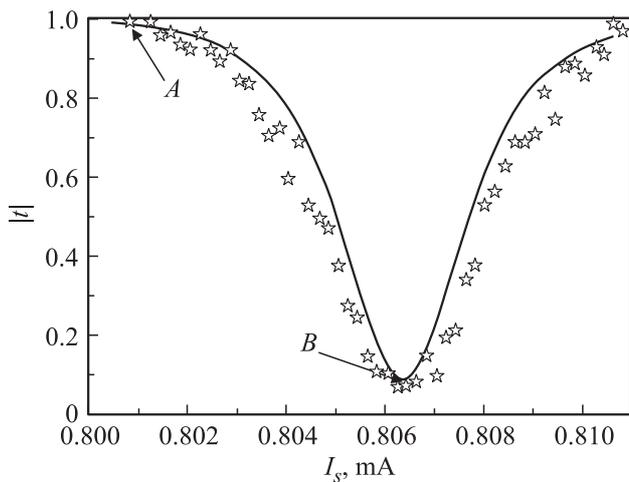


Рис. 1. Зависимость нормированной амплитуды коэффициента прохождения микроволнового сигнала на частоте резонанса $f_C = 2.59$ GHz от тока смещения I_s в сигнальной катушке. Экспериментальные точки, каждая из которых соответствует точке на АЧХ на частоте f_C , обозначены звездочками. Точки *A* и *B*, АЧХ для которых представлены на рис. 2, соответствуют токам 0.801 mA и 0.8064 mA соответственно. Точка вырождения ($\epsilon = 0$) соответствует сигнальному току $I_s = 0.8064$ mA. Сплошная кривая рассчитана по формуле (1) для параметров, определенных из анализа частотного сдвига АЧХ и ее ширины: $\Delta = 2.615$ GHz, $I_q = 180$ nA, $g = 2.63$ MHz, $\gamma = 4.73$ MHz.

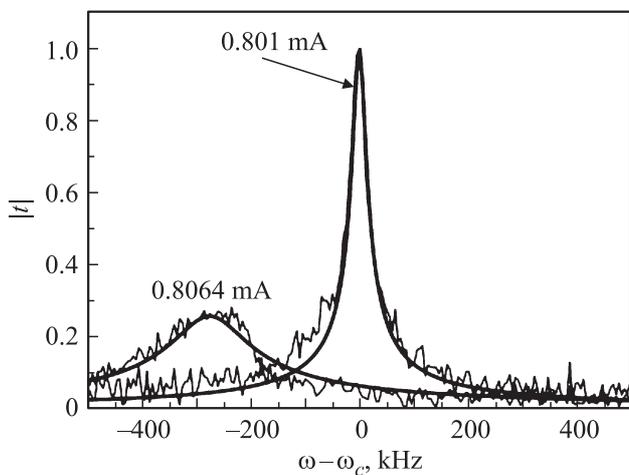


Рис. 2. Зависимость нормированного амплитудного значения коэффициента прохождения от частотной отстройки для двух значений сигнального тока. АЧХ для токов 0.801 mA и 0.8064 mA соответствуют точки *A* и *B* на рис. 1 соответственно. Сплошные линии рассчитаны по формуле (1) для параметров, определенных из анализа частотного сдвига АЧХ и ее ширины: $\Delta = 2.615$ GHz, $I_q = 180$ nA, $g = 2.63$ MHz, $\gamma = 4.73$ MHz.

и АЧХ практически совпадает с резонансной кривой резонатора. Точка *B*, для тока $I_s = 0.8064$ mA, соответствует точке вырождения, в которой энергия возбуждения кубита минимальна. Вследствие влияния кубита, эта АЧХ смещена относительно фундаментальной частоты

резонатора и существенно уширена. Как видно из рис. 2, добротность сигнала в точке вырождения заметно ниже, что объясняется перекачиванием электромагнитной энергии возбужденным кубитом в моды, не связанные с основной модой резонатора.

Поскольку значения АЧХ в точках, лежащих на кривой провала (экспериментальные точки, показанные звездочками на рис. 1), значительно зашумлены, то использование для определения параметров кубита значения экспериментального коэффициента прохождения в этих точках довольно затруднительно. Поэтому в настоящей работе предлагается определять параметры кубита не по значениям амплитуды или фазы коэффициента прохождения на частоте f_C , а по величине смещения резонансной частоты АЧХ и ее ширине.

Взаимодействие кубита с резонатором приводит, во-первых, к сдвигу резонансной частоты АЧХ, и, во-вторых, — к ее уширению (см. рис. 2). Положение резонансов в комплексной плоскости частоты ω_c определяется комплексными корнями знаменателя в (1). В случае, когда резонансная частота ω_c значительно отличается от энергии кубита Ω ($|\omega_c - \Omega| \gg \Gamma, \gamma, g$), положения этих корней с точностью до g^2 определяются следующими простыми выражениями:

$$\omega_+ = \omega_c + \frac{\lambda^2}{\omega_c - \Omega} - i \left(\Gamma + \frac{\lambda^2 \gamma}{(\omega_c - \Omega)^2} \right), \quad (2)$$

$$\omega_- = \Omega - \frac{\lambda^2}{\omega_c - \Omega} - i \left(\gamma - \frac{\lambda^2 \gamma}{(\omega_c - \Omega)^2} \right). \quad (3)$$

Таким образом, при этих условиях смещение максимума АЧХ по частоте равно $\lambda^2/(\omega_c - \Omega)$, а дополнительное уширение АЧХ, связанное со взаимодействием кубита с резонатором, равно $\lambda^2 \gamma/(\omega_c - \Omega)^2$. Положением резонанса и его шириной можно управлять, изменяя с помощью сигнального тока I_s энергетическую щель кубита, которая определяется параметром Ω . В точке вырождения (при $\epsilon = 0$) этот параметр принимает минимальное значение ($\Omega = \Delta$).

В экспериментах регистрировались АЧХ на выходе сверхпроводящего резонатора вблизи его фундаментальной частоты. Анализ АЧХ проводился с помощью выражения (1) для коэффициента прохождения пробного сигнала. Из измерения смещения резонанса и ширины этих АЧХ были на основе выражений (2) и (3) определены такие параметры кубита, как его энергетическая щель, незатухающий ток в петле интерферометра, энергия связи кубита с резонатором, скорость его релаксации.

На рис. 3 и рис. 4 показаны зависимости частотного сдвига и ширины АЧХ от тока смещения в сигнальной катушке. Теоретические зависимости, рассчитанные по формуле (2), показаны сплошной линией. Наилучшее совпадение с экспериментально определенными значениями частотных сдвигов и ширины АЧХ, достигается при следующих параметрах кубита: $\gamma = 4.73$ MHz, $g = 2.63$ MHz, $\Delta = 2.615$ GHz, $I_q = 180$ nA.

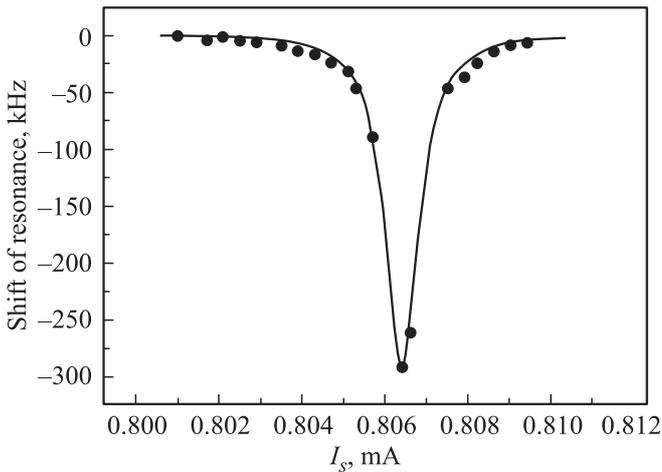


Рис. 3. Зависимость сдвига резонансной частоты АЧХ ($\omega - \omega_c$) от тока в сигнальной катушке. Экспериментальные точки отмечены черными кружками. Сплошная линия представляет собой теоретическое смещение частоты $\lambda^2/(\omega_c - \Omega)$.

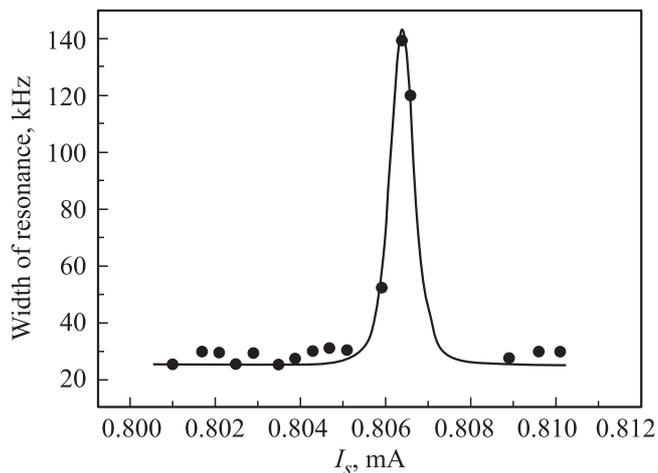


Рис. 4. Зависимость ширины АЧХ от тока в сигнальной катушке. Экспериментальные точки отмечены черными кружками. Сплошная линия представляет собой теоретическое значение ширины $2(\Gamma + \lambda^2\gamma/(\omega_c - \Omega)^2)$.

С помощью теоретических зависимостей для Δ и I_q [11] мы нашли, что вышеуказанным значениям этих параметров соответствуют параметр несимметрии кубита $\alpha = 0.678$ и отношение джозефсоновской и кулоновской энергий $E_J/E_C = 57$.

4. Заключение

В работе описана новая экспериментальная методика определения параметров сверхпроводникового потокового кубита в квазидисперсионном режиме, когда частота микроволнового сигнала незначительно отличается от частоты возбуждения кубита. Методика не требует двухчастотного возбуждения кубита и основана на сравнении

измеренных значений ширины и частотного смещения АЧХ с выражением (2), которое следует из теоретической формулы (1) для коэффициента прохождения.

Приложение. Оценка среднего равновесного числа инжектируемых фотонов в резонаторе

Среднее число фотонов накачки в резонаторе связано с мнимой частью коэффициента прохождения [12] $\langle N \rangle = \Omega^2 \text{Im} t / \Delta f^2$, где Ω — энергия сигнала накачки в частотных единицах, Δf — ширина полосы резонатора. В точке резонанса и при $\gamma \approx g \gg \Gamma$, что имеет место в нашем случае, выражение для среднего числа фотонов накачки можно привести к следующему виду $\langle N \rangle = \pi \Omega^2 Q / \gamma \omega_c$, где Q — добротность резонатора. Величина Ω зависит от конструктивных особенностей сверхпроводникового резонатора. Для используемой в данной работе структуры резонатора выражение для Ω имеет следующий вид [8]: $\Omega = C_k V_{in} V_r / h$, где C_k — эквивалентная емкость зазора между входной частью копланарной линии передачи и центральным проводником, V_{in} — амплитуда напряжения на входе резонатора $V_{in}(t) = V_{in} \cos(2\pi f t)$, которая связана со входной мощностью $P_{in} = V_{in}^2 / Z$, где в нашем случае $Z = 50 \Omega$; V_r — амплитуда напряжения сигнала внутри резонатора, $V_r = (h\omega_c / 2\pi C_r)^{1/2}$, где C_r — эквивалентная емкость резонатора. Таким образом, величины Ω и $\langle N \rangle$ можно записать через эти параметры следующим образом:

$$\Omega = C_k \sqrt{Z P_{in} \omega_c} / 2\pi h C_r,$$

$$\langle N \rangle = C_k^2 Z P_{in} Q / 2\gamma h C_r.$$

Для оценки мы взяли емкостной параметр $C_k = 6 \text{ fF}$ из работы [5], где использовалась аналогичная конструкция резонатора. Величина C_r вычислялась из геометрии резонатора в соответствии с формулой (3) из работы [13]: $C_r = 2.3 \text{ pF}$. Мощность пробного сигнала на входе резонатора составляла -140 dBm ($P_{in} = 10^{-17} \text{ W}$), добротность резонатора составляла $Q = 1 \cdot 10^5$. Для этих параметров непосредственный расчет по приведенным выше соотношениям дает для энергии сигнала накачки в резонаторе $\Omega \approx 260 \text{ kHz}$ и для числа фотонов накачки $\langle N \rangle \approx 0.2$.

Список литературы

- [1] I. Buluta, S. Ashhab, F. Nori. Rep. Prog. Phys. **74**, 104401 (2011).
- [2] O. Astafiev, A.M. Zagoskin, A.A. Abdumalikov, Yu.A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, J.S. Tsai. Science **327**, 840 (2010).
- [3] T.P. Orlando, J.E. Mooij, Lin Tian, C.H. van der Wal, L.S. Levitov, S. Lloyd, J.J. Mazo. Phys. Rev. B **60**, 15398 (1999).

- [4] P. Macha, G. Oelsner, J.-M. Reiner, M. Marthaler, S. André, G. Schön, U. Hübner, H.-G. Meyer, E. Il'ichev, A.V. Ustinov. *Nature Commun.* **5**, 5146 (2004).
- [5] G. Oelsner, S.H.W. van der Ploeg, P. Macha, U. Hübner, D. Born, S. Anders, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, M. Grajcar, S. Wunsch, M. Siegel, A.N. Omelyanchouk, O. Astafiev. *Phys. Rev. B* **81**, 172505 (2010).
- [6] M. Grajcar, A. Izmalkov, E. Il'ichev, Th. Wagner, N. Oukhanski, U. Hübner, T. May, I. Zhilyaev, H.E. Hoenig, Ya.S. Greenberg, V.I. Shnyrkov, D. Born, W. Krech, H.-G. Meyer, Alec Maassen van den Brink, M.H.S. Amin. *Phys. Rev. B* **69**, 060501(R) (2004).
- [7] M. Grajcar, A. Izmalkov, E. Il'ichev. *Phys. Rev. B* **71**, 144501 (2005).
- [8] V.I. Shnyrkov, Th. Wagner, D. Born, S.N. Shevchenko, W. Krech, A.N. Omelyanchouk, E. Il'ichev, H.-G. Meyer. *Phys. Rev. B* **73**, 024506 (2006).
- [9] J.-T. Shen, S. Fan. *Phys. Rev. A* **79**, 023837 (2009).
- [10] A.N. Omelyanchouk, S.N. Shevchenko, Ya.S. Greenberg, O. Astafiev, E. Il'ichev. *Fizika Nizkikh Temperatur* **36**, 1117 (2010).
- [11] Ya.S. Greenberg, A. Izmalkov, M. Grajcar, E. Il'ichev, W. Krech, H.-G. Meyer, M.H.S. Amin, Alec Maassen van den Brink. *Phys. Rev. B* **66**, 214525 (2002).
- [12] S.N. Shevchenko, G. Oelsner, Ya.S. Greenberg, P. Macha, D.S. Karpov, M. Grajcar, U. Hübner, A.N. Omelyanchouk, E. Il'ichev. *Phys. Rev. B* **89**, 184504 (2014).
- [13] M. Goppl, A. Fragner, M. Baur, R. Bianchetti, S. Filipp, J.M. Fink, P.J. Leek, G. Puebla, L. Steffen, A. Wallraff. *J. Appl. Phys.* **104**, 113904 (2008).