Физика низких температур, 1995, т. 21, № 6, с. 604–612 УДК 537.312.62

Низкочастотный шум магнитного потока в ВТСП сквидах

В. И. Шнырков, В. П. Тимофеев, Г. М. Цой

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

В. А. Хлус, А. В. Демин

Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 310141, г. Харьков, пр. Ленина, 60

Статья поступила в редакцию 18 января 1995 г.

Проведено исследование низкочастотных флуктуаций магнитного потока в ВТСП пленках и сквидах. Показано, что в слабых магнитных полях шум типа $1/f$ в эпитаксиальных ВТСП образцах связан с дискретными джозефсоновскими флуктуаторами, состоящими из сверхпроводящего контура, замкнутого слабыми связями. С помощью численного анализа установлено, что наличие таких флуктуаторов позволяет объяснить ряд необычных эффектов, существующих в электронных устройствах на основе ВТСП. Указывается, что, с точки зрения минимизации данного механизма шума, лучшим типом контакта в настоящее время является контакт на бикристаллической границе.

Проведено дослідження низькочастотних флуктуацій магнітного потоку в ВТНП плівках та сквідах. Показано, що у слабких магнітних полях шум типу $1/f$ в епітаксиальних ВТНП зразках зв'зан з дискретними джозефсонівськими флуктуаторами, які складаються з надпровідного контуру, замкненого слабкими зв'язками. За допомогою чисельного аналізу встановлено, що наявність цих флуктуаторів дозволяє пояснити низку незвичайних ефектів, які спостерігаються в електронному обладнанні на основі ВТНП. Встановлено, що, з точки зору мінімізації цього механизму шуму, кращим типом контакту на данний час є контакт на бікристалічний межі.

1. Введение

Проведенные в последние годы исследования спектральной плотности шума сквидов, изготовленных из ВТСП материалов, показали, что в этих системах существует ряд эффектов, связанных со специфическими свойствами нового класса сверхпроводников: избыточный шум типа $1/f$ [1–6], спонтанные переключения между несколькими метастабильными состояниями [7–8], отсутствие корреляции между флуктуациями критического тока и нормального сопротивления джозефсоновских контактов, изготовленных из ВТСП материалов [9] и т.д. Интересно отметить, что даже в области «белого» шума экспериментальные значения флуктуаций в ВТСП сквидах, как правило, превышают теоретические оценки, выполненные на основе классической теории в рамках резистивной модели.

Ясно, что эти явления в значительной мере связаны с наличием слабых джозефсоновских связей между сверхпроводящими областями, которые существенным образом влияют на макроскопическую электродинамику оксидных ВТСП материалов и шумы электронных устройств, выполненных на их основе. Образованию слабых связей способствуют как чрезвычайно малая длина когерентности, так и сильная анизотропия кристаллической решетки [10] и структурная неоднородность оксидных сверхпроводников, характерная для гранулированных керамических и поликристаллических образцов.

Экспериментально установлено [11,12], что в эпитаксиальных пленках джозефсоновские свойства межзеренных границ проявляются при достаточно сильной разориентации кристаллических осей в смежных зернах.

Вследствие высоких критических температур важную роль в генерации шума должны играть тепловые флуктуации, нарушающие фазовую когерентность в системе джозефсоновских контактов. В макроскопических джозефсоновских флуктуаторах, состоящих из сверхпроводящих контуров, замкнутых слабыми связями, тепловые флуктуации инициируют переходы между различными метастабильными состояниями системы. Существование многих метастабильных состояний, например, в гранулированных и поликристаллических образцах (ВТСП сквидах), рассматриваемых в виде ансамбля независимых флуктуаторов, приводит к возникновению низкочастотного магнитного шума [13,14]. В наиболее совершенных образцах сквидов, выполненных из

© В. И. Шнырков, В. П. Тимофеев, Г. М. Цой, В. А. Хлус, А. В. Демин, 1995

эпитаксиальных пленок, число таких джозефсоновских переходов резко уменьшается и возможно наблюдения эффектов, вызванных одним или несколькими флуктуаторами.

В настоящей работе проведен численный анализ зависимости спектральной плотности шума магнитного потока $S_\Phi(\omega)$ от температуры, магнитного поля и характеристик флуктуатора. Результаты экспериментальных исследований $S_\Phi(\omega)$ в ВТСП ВЧ сквидах обсуждаются как в пределе дискретных флуктуаторов, так и в случае большого ансамбля статистически независимых флуктуаторов.

2. Теоретическая модель

Систему сверхпроводящих областей, связанных джозефсоновскими контактами, при определенных условиях можно рассматривать как квазинепрерывную среду и описывать ее некоторыми эффективными параметрами по аналогии со сверхпроводниками II рода [15,16]. В модели регулярного джозефсоновского массива гранул, образующих кубическую решетку с периодом a, глубина проникновения магнитного поля определяется экранировкой за счет межгранульных джозефсоновских токов [15–17]:

$$\lambda = \left(\frac{a\Phi_0}{2\pi\mu_0 S j_c}\right)^{1/2} . \qquad (1)$$

Здесь Φ_0 — квант магнитного потока; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; j_c — средняя плотность критического тока; S — эффективная площадь проникновения поля в межгранульное пространство, приходящаяся на одну элементарную ячейку с учетом лондоновской глубины проникновения $\lambda_L(T)$. Для двумерной системы, моделирующей поликристаллическую пленку толщиной d, эффективная глубина проникновения магнитного поля равна

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda^2}{d} , \qquad (2)$$

и из формул (1), (2) можно найти

$$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{a} = \frac{\Phi_0}{2\pi L_0 I_c} , \qquad (3)$$

где $I_c = j_c\, ad$ — критический ток джозефсоновского контакта между соседними гранулами; $L_0 = \mu_0 S/a$ — индуктивность элементарного межгранульного контура. Данная индуктивность, как и площадь S, зависит от температуры, увеличиваясь при приближении к критической температуре T_c однородного ВТСП материала. Если считать систему плотноупакованной и пренебречь размером несверхпроводящих областей на границах зерен, то S меняется от величины $\sim a\lambda_L(T)$ при $\lambda_L \le d \ll a$ до $S \sim a^2$ при $\lambda_L \ge (da)^{1/2}$.

Гранулярную систему можно рассматривать как непрерывную среду при условии $\lambda_{\text{eff}} \gg a$, т.е. при $2\pi L_0 I_c \ll \Phi_0$. Это условие всегда выполняется при достаточной близости к критической температуре T_c. Однако при высокой плотности межгранульного критического тока, а также при увеличении периода a, глубина λ_{eff} становится порядка размера гранул, и начинает проявляться дискретность системы. В высококачественных эпитаксиальных ВТСП пленках размеры блоков, на границах которых возникают джозефсоновские связи, могут быть достаточно велики. В результате следует перейти к дискретному описанию системы, рассматривая гамильтониан, включающий зависящие от разности фаз энергии джозефсоновских связей:

$$\widetilde{H} = \sum_{\langle ij \rangle} E_{ij}(1 - \cos\Theta_{ij}) + E_M , \qquad (4)$$

где

$$\Theta_{ij} = \varphi_i - \varphi_j - (2\pi/\Phi_0)\int \mathrm{A}\, d\mathbf{r}$$

— градиентно-инвариантная джозефсоновская разность фаз между соседними гранулами, фазы параметра порядка внутри которых равны φ_i, φ_j. Интеграл от векторного потенциала магнитного поля A берется вдоль контура, лежащего в области слабой связи; величина E_M есть магнитная энергия системы. Ширина джозефсоновского перехода считается меньше или порядка глубины проникновения магнитного поля в межгранульную слабую связь λ_J, а величина магнитного поля $H \ll H_{cJ} \sim \Phi_0/(\mu_0\lambda_J\lambda_L)$. При этих условиях пространственное изменение разности фаз вдоль межгранульной границы можно не учитывать.

Как отмечалось выше, в эпитаксиальных пленочных образцах (сквидах) число слабых связей невелико и их шум магнитного потока будет определяться небольшим числом макроскопических джозефсоновских флуктуаторов. Как показано в работах [13,14], процесс термоактивированных переходов в таких системах может быть достаточно точно описан в приближении двухуровневых систем (ДУС), параметры которых зависят от внешнего магнитного поля. Спектральная плотность флуктуаций магнитного потока в этом случае определяется лоренцевской зависимостью от частоты:

$$S_\Phi(\omega) = \frac{\delta\Phi^2}{\pi}\left(\frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2}\right) , \qquad (5)$$

где величина

$$\delta\Phi = \frac{\Phi_0^2 \Delta\Phi}{4\,\mathrm{ch}^2\,(\Delta U/(2k_B T))} \qquad (6)$$

пропорциональна среднеквадратичной флуктуации потока, а характерное время τ равно

$$\tau = \frac{1}{\omega_0} \frac{\exp(-U_0/(k_B T))}{[1 + \exp(-\Delta U/(k_B T))]} . \qquad (7)$$

Здесь $\Delta\Phi$ — нормированная величина разности значений магнитного потока в петле, соответствующая двум рассматриваемым состояниям; U_0 — высота барьера, который необходимо преодолеть при выходе из более высокого по энергии состояния; ΔU — абсолютная величина разности энергий состояний; частота ω_0 определяет скорость релаксации системы к состоянию локального минимума энергии. Все эти величины вычисляются при заданном значении внешнего магнитного потока из уравнений, определяющих метастабильные энергетические состояния ДУС [13,14]. Существенными параметрами при этом будут безразмерные величины, характеризующие элементарный флуктуатор:

$$l(T) = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0} \qquad (8)$$

и

$$\frac{E_L}{k_B T_c} = \frac{\Phi_0^2}{4\pi^2 k_B T_c L} , \qquad (9)$$

где L — индуктивность петли; $I_c(T)$ — критический ток (все слабые связи предполагаются идентичными).

Для типичных межзеренных слабых связей в эпитаксиальных ВТСП пленках [18,19] наблюдаются вольт-амперные характеристики, которые соответствуют резистивной модели джозефсоновского контакта [20] в режиме сильного затухания. В этом случае $\omega_0 \approx L/R$, т.е. определяется индуктивностью контура L и нормальным сопротивлением контакта R. Типичные значения ω_0 составляют $\sim 10^{10}-10^{11}$ с$^{-1}$.

Сильная температурная зависимость спектральной плотности $S_\Phi(\omega)$ вблизи критической температуры связана с изменением величины $l(T)$, через которую выражаются входящие в соотношения (5)–(7) энергетические характеристики флуктуатора. В настоящей работе при проведении численного анализа рассмотрены два случая, отвечающие различным формам температурной зависимости критического тока $I_c(T)$. В первом случае $I_c(T)$ выбирается в соответствии с формулой Амбегаокара—Баратова [20], которая справедлива для слабых связей типа $S-I-S$. Для численных расчетов задается постоянный параметр $l(0) = 2\pi L I_c(0)/\Phi_0$, температурная зависимость $l(T)$ вычисляется в предположении, что сверхпроводящая щель $\Delta(T)$ имеет температурную зависимость БКШ. Во втором случае используются результаты измерений вольт-амперных характеристик межзеренных слабых связей [11,12] в эпитаксиальных пленках YBaCuO, которые показывают, что при температурах, близких к критической температуре T_c, критический ток пропорционален $(1 - T/T_c)^2$. Такая зависимость присуща слабым связям типа *SNS* [20]. В данном случае $l(T)$ выбирается в виде

$$l(T) = l_1 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2 , \qquad (10)$$

где постоянная величина l_1 используется как независимый параметр при расчетах по формулам (5)–(7), значение которого выбирается в соответствии с экспериментальными данными [18,19] по величине критического тока. При этом индуктивность контура L оценивается из его возможного размера от 0,1 до 10^{-2} см, что соответствует $L \sim 10^{-9}-10^{-11}$ Гн. При критической температуре $T_c \approx 90$ К значение отношения $E_L/k_B T_c$ находится в пределах 0,1–10.

В настоящей работе мы не будем останавливаться на деталях вычислений входящих в уравнения (5)–(7) параметров ДУС при заданной величине $l(T)$ (см. [13,14]), лишь приведем результаты численного расчета температурной зависимости спектральной плотности флуктуаций потока для одного джозефсоновского флуктуатора при значении внешнего магнитного потока, близком к половине кванта Φ_0. При этом вид потенциальной энергии системы таков, что она может рассматриваться как эффективная ДУС (элементарный флуктуатор).

На рис. 1 и 2 показаны рассчитанные зависимости спектральной плотности шума магнитного потока $S_\Phi(\omega)$ при фиксированной частоте наблюдения ω, которая выбирается равной $10^{-11}\,\omega_0$, т.е. ~0,1–1 Гц, что соответствует частоте, на которой обычно наблюдается избыточный магнитный шум в пленках и сквидах. Значение внешнего магнитного потока Φ_e через петлю фиксировано и равно $0{,}5\Phi_0$. Интенсивность шума существенно отлична от нуля в узком температурном интервале. При уменьшении критического тока слабых связей, т.е. параметров $l(0)$ для рис. 1 и l_1 для рис. 2, пик $S_\Phi(T)$ смещается в сторону более низких температур и его ширина растет. Узкий температурный

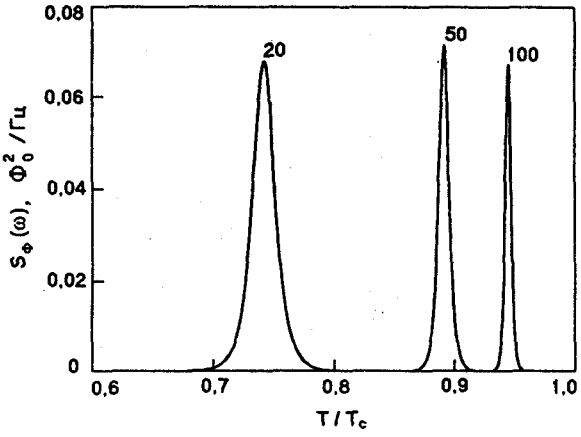

Рис. 1. Температурная зависимость спектральной плотности шума магнитного потока $S_\Phi(\omega)$ для трех джозефсоновских флуктуаторов на частоте наблюдения $\omega = 10^{-11}\omega_0$ при отношении $E_L/k_B T_c = 1$ и $\Phi_e = 0{,}5\Phi_0$. Параметром семейства кривых является величина нормированного критического тока $l(0) = 20, 50, 100$ с температурной зависимостью по Амбегаокару—Баратову.

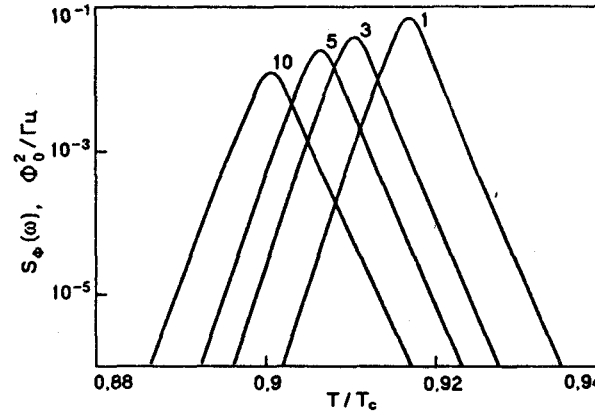

Рис. 3. Температурная зависимость спектральной плотности шума магнитного потока $S_\Phi(\omega)$ на низких частотах $\omega = 10^{-11}\omega_0$. Параметром семейства кривых является $E_L/k_B T_c = 10, 5, 3, 1$, т.е. индуктивность (или размеры) джозефсоновского флуктуатора. Здесь $\Phi_e = 0{,}5\Phi_0$, $l(T) = l_1(1 - T/T_c)^2$ и $\gamma_1 = 2\,000$.

пик спектральной плотности шума возникает вследствие сильных экспоненциальных зависимостей от температуры величины $\delta\Phi^2$ и времени τ в выражениях (5) и (7). При фиксированной индуктивности изменение энергии джозефсоновской связи, т.е. критического тока, приводит к смещению шумового пика по температуре и небольшому изменению его амплитуды.

Зависимость спектральной мощности флуктуаций магнитного потока от температуры при различных значениях индуктивности джозефсоновской петли иллюстрируется на рис. 3, где при зависимости критического тока от температуры вида (10) варьируется величина $E_L/k_B T$, а не зависящий от L параметр $l_1 E_L/k_B T_c = \gamma_1$ фиксирован. Именно $\gamma_1 = \Phi_0 I_c/2\pi k_B T$ является характерным параметром, определяющим влияние тепловых флуктуаций на вид вольт-амперных характеристик вблизи критической температуры [18,19].

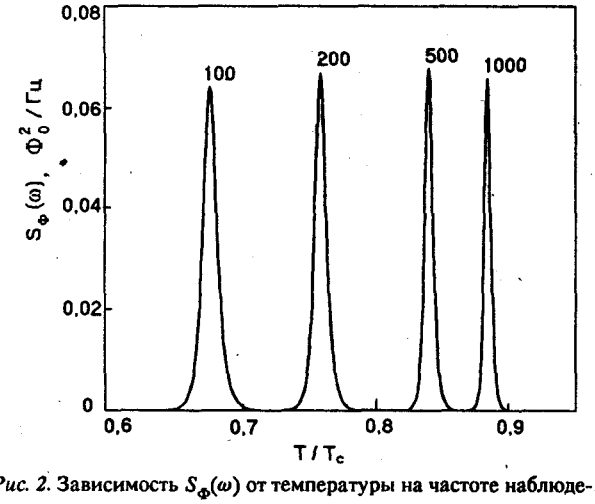

Рис. 2. Зависимость $S_\Phi(\omega)$ от температуры на частоте наблюдения $\omega = 10^{-11}\omega_0$ для четырех флуктуаторов, имеющих температурную зависимость критического тока вида $(1 - T/T_c)^2$ при $E_L/k_B T_c = 1$ и $\Phi_e = 0{,}5\Phi_0$. Параметром семейства кривых является $l_1 = 100, 200, 500, 1\,000$ (данные взяты из экспериментов на межгранульных джозефсоновских контактах [11]).

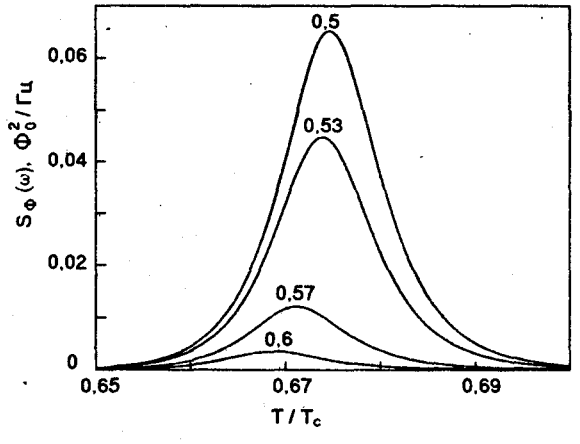

Рис. 4. Температурная зависимость $S_\Phi(\omega)$ в области низких частот $\omega = 10^{-11}\omega_0$. Параметром семейства кривых является внешний магнитный поток: $\Phi_e/\Phi_0 = 0{,}50; 0{,}53; 0{,}57; 0{,}60$. Параметры $E_L/k_B T_c = 1$ и $l_1 = 100$ фиксированы, $l(T) = l_1(1 - T/T_c)^2$.

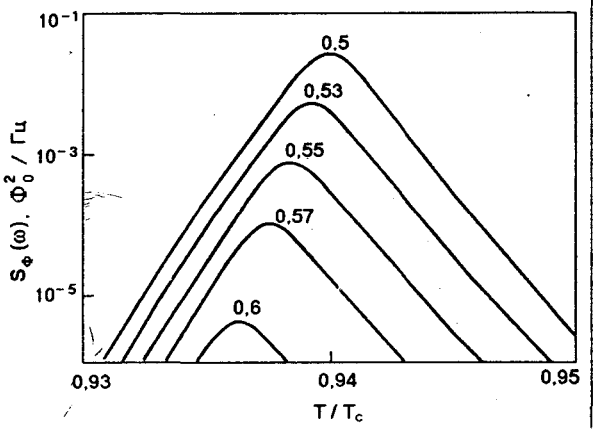

Рис. 5. Зависимость, аналогичная приведенной на рис. 4, для флуктуатора с большим значением критического тока. Параметры $E_L/k_B T_c = 5$, $l_1 = 1\ 000$ и $\gamma_1 = 5\ 000$ фиксированы. Внешний магнитный поток Φ_e изменяется от $0{,}5\Phi_0$ до $0{,}6\Phi_0$.

Если внешний магнитный поток отличен от $0{,}5\Phi_0$, то потенциал системы является асимметричным. С ростом энергий стационарных состояний интенсивность шума падает. Подавление температурного пика $S_\Phi(\omega)$ за счет увеличения асимметрии потенциала ДУС значительно сильнее проявляется для пиков, лежащих ближе к критической температуре, т.е. при большем значении критического тока (ср. рис. 4 и 5).

Таким образом, при возникновении в эпитаксиальных пленочных ВТСП образцах (сквидах) нескольких независимых макроскопических флуктуаторов спектральная плотность шума магнитного потока должна иметь немонотонную температурную зависимость, которую можно представить в виде суперпозиции шумовых вкладов каждого из флуктуаторов. Максимумы интенсивности шума будут разнесены по температуре в меру разброса значений критических токов и размеров (индуктивностей) петель. Интенсивность флуктуаций имеет резкую зависимость от внешнего магнитного поля с периодом $\Delta B = \Phi_0 / S_{\text{eff}}$, где S_{eff} представляет собой эффективную площадь флуктуатора с учетом магнитной проницаемости среды, усиления магнитного потока сверхпроводящими берегами и т.д.

При переходе от образцов с небольшим числом слабых связей к системам большого числа контактов со статистическим распределением параметров характер температурной и частотной зависимостей шумового спектра меняется [13,14,21]. Усреднение по высотам энергетических барьеров ДУС, т.е. значениям критических токов, приводит к зависимостям от частоты типа $1/f$. Спектральная плотность S_Φ в зависимости от температуры имеет максимум вблизи T_c, который возникает вследствие существования рассмотренных выше пиков зависимости $S_\Phi(T)$ для отдельных флуктуаторов. Основной вклад в спектральную мощность по-прежнему дают те джозефсоновские петли, магнитный поток через которые близок к полуцелому числу квантов магнитного потока. Разброс эффективных площадей токовых контуров приводит к слабой зависимости спектральной плотности магнитного шума неупорядоченной системы от внешнего магнитного потока, в отличие от сильной периодической зависимости для отдельного флуктуатора.

3. Экспериментальные результаты

Для измерения флуктуаций магнитного потока в ВТСП поликристаллических образцах и эпитаксиальных пленках в работе использовалась установка, в которой приемная антенна низкотемпературного ВЧ сквида была индуктивно связана с исследуемым образцом. Температура образца могла варьироваться от 200 до 4,2 К. Один сверхпроводящий и шесть пермаллоевых экранов позволяли получать остаточное поле на уровне 10^{-9}–10^{-10} Тл. Шумовой поток, измеряемый сквидом, регистрировался стандартным низкочастотным спектроанализатором. Спектральные плотности шума измерялись при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние без транспортного тока через образец и в отсутствие дополнительного внешнего магнитного поля.

На рис. 6 представлены характерные для массивных поликристаллических образцов YBaCuO спектры низкочастотного шума. Параметром семейства кривых является температура образца.

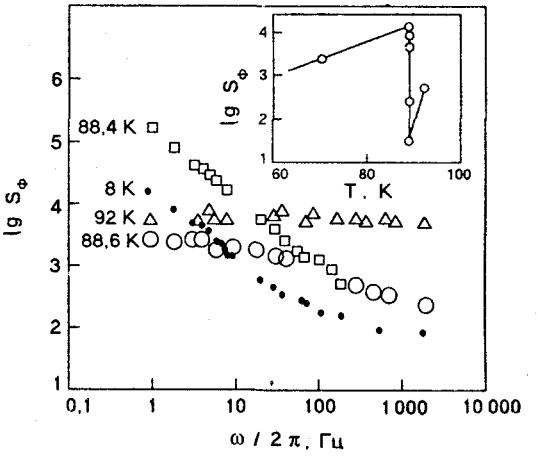

Рис. 6. Частотная зависимость спектральной плотности шума магнитного потока поликристаллического образца керамики из YBaCuO. Параметром семейства кривых является температура образца T. Внешнее поле $\leq 10^{-9}$ Тл. На вставке показана динамика магнитного шума на частоте 1 Гц при изменении температуры образца вблизи T_c.

Видно, что ниже T_c вплоть до $T = 8$ К спектральная плотность шума в диапазоне $1-10^3$ Гц изменяется примерно как $1/f$. Это соответствует предсказаниям теории в модели ансамбля независимых флуктуаторов [13,14]. Вдали от T_c (см. кривую при $T = 8$ К) значения $S_\Phi(\omega)$ на частоте 1 Гц только на порядок ниже, чем для $T = 88{,}4$ К, где этот шум максимален. То, что для керамических образцов амплитуда избыточного шума медленно спадает при понижении температуры, говорит о большом разбросе критических токов отдельных контактов по величине. Спектральная плотность шума в поликристаллических образцах слабо зависит от внешнего магнитного поля в диапазоне $10^{-9}-10^{-5}$ Тл. При бо́льших полях $S_\Phi(\omega)$ изменяется из-за влияния «классических» вихрей, индуцированных полем, но эта область $H \geq H_{c1}$ в настоящей работе не рассматривается (см. [22,23]).

В связи с этими измерениями возникает вопрос: какую чувствительность, например, на частоте 1 Гц при 77 К можно получить в сквидах на основе поликристаллической керамики? Оценки, выполненные для образцов из YBaCuO с плотностью критического тока $j_c(T=77\text{ K}) \approx (4-7)\cdot 10^2$ А/см^2, показывают, что наличие макроскопических джозефсоновских флуктуаторов ограничивает энергетическую чувствительность сквида на частоте 1 Гц на уровне $10^{-26}-10^{-27}$ Дж/Гц в зависимости от качества образцов.

Совершенно иная картина наблюдается в эпитаксиальных ВТСП пленках. На рис. 7 показана характерная зависимость спектральной плотности магнитного шума ВТСП пленок от температуры. Измерения проведены на частоте 1 Гц, т.е. в области избыточного шума. Видно, что в области $T \leq T_c$ интенсивность шума немонотонным образом зависит от температуры. Резкие максимумы, удаленные друг от друга примерно на 0,5 К для пленок YBaCuO и на 2–5 К для пленок TlBaCaCuO могут соответствовать отдельным флуктуаторам, а вся область температур $T \leq T_c$ может быть описана как область суперпозиции вкладов от пяти-десяти ДУС. Расположение экстремумов изменяется от образца к образцу и зависит от технологии их приготовления, режимов отжига и травления.

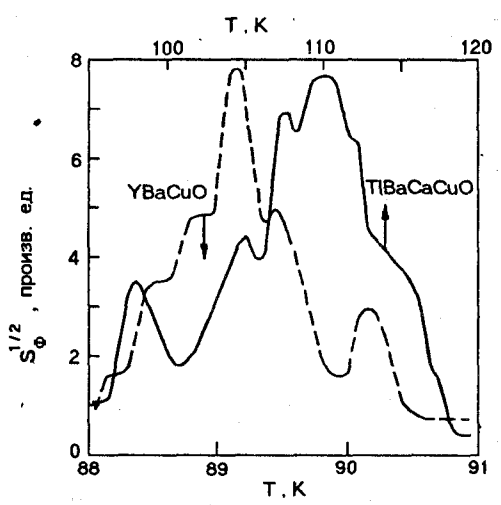

Рис. 7. Немонотонная зависимость спектральной плотности шума от температуры на частоте 1 Гц для пленок YBaCuO ($T_c = 90{,}5$ К) и TlBaCaCuO ($T_c = 118$ К) в области фазового перехода.

В отличие от поликристаллических образцов амплитуда $S_\Phi(\omega)$ на частоте 1 Гц для эпитаксиальных пленок уменьшается с понижением температуры настолько быстро, что при $T \approx 80$–85 К не фиксируется нашей аппаратурой. Ясно, что скорость «вымерзания» отдельного флуктуатора определяется зависимостью $j_c(T)$ и достаточно высока для обычных джозефсоновских контактов [7,8,10]. Таким образом, флуктуаторы, наблюдаемые в пленках при $T \approx T_c$, могут не оказывать существенного влияния на чувствительность сквидов при 77 К. С другой стороны, флуктуаторы с небольшими значениями j_c приведут к избыточному низкочастотному шуму в сквидах с азотным уровнем охлаждения.

Измерения спектральной плотности шума ВТСП ВЧ сквидов проводилось по стандартной методике с охлаждением интерферометров жидким азотом. Основная проблема, возникающая в этом случае, связана с тем, что коэффициент экранирования пермаллоевыми экранами составляет ≈ 80 дБ и в регистрируемом сигнале присутствуют шумы от внешних источников. Использование ВТСП экрана из керамики на основе Bi улучшает ситуацию, но, поскольку экран выполнен из поликристаллической керамики, он сам является «генератором» шума в низкочастотном диапазоне. Таким образом, в этих измерениях в низкочастотной части спектра регистрировалась суммарная компонента шума. Последнее обстоятельство не дает возможности обсуждать зависимость $S_\Phi(\omega)$ во всем частотном диапазоне и мы остановимся только на больших эффектах, для которых указанное обстоятельство не существенно.

В сквидах, изготовленных из эпитаксиальных пленок YBaCuO, возможно наблюдение квазипериодической зависимости $S_\Phi(\omega)$ от внешнего магнитного поля (рис. 8). При этом максимумы значений $S_\Phi(\omega)$, согласно модели, должны наблюдаться при $\Phi_e \approx \Phi_0/2$. Используя это условие, легко оценить эффективную площадь данного флуктуатора, что для $\Delta B = 10^{-8}$ Тл дает $S_{\text{eff}} \approx 2\cdot 10^{-2}$ мм^2 или

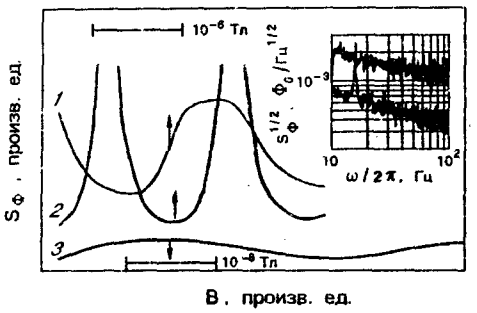

Рис. 8. Квазипериодическая зависимость интегральной плотности шума в полосе 10–100 Гц от внешнего магнитного поля для трех ВТСП сквидов. Для кривой *2* разрыв в экстремумах соответствует гигантским флуктуациям, связанным с модуляцией параметра *I*. Масштаб по *B*, Тл: 10^{-8} (*1*); 10^{-6} (*2*, *3*). На вставке приведены низкочастотные области спектра флуктуаций магнитного потока при двух значениях величины внешнего магнитного поля, соответствующих экстремумам кривой *1*.

линейный размер ~ 140 мкм. Если дискретный флуктуатор появляется в непосредственной близости от джозефсоновского контакта интерферометра, то, варьируя магнитное поле, можно наблюдать гигантский телеграфный шум [7], при котором распад метастабильных состояний макроскопического флуктуатора приводит к скачкообразному изменению параметров сквида (см. также кривую *2* на рис. 8).

4. Обсуждение

Термически активированные переходы между метастабильными состояниями в макроскопических джозефсоновских флуктуаторах играют важную роль в возникновении низкочастотных флуктуаций магнитного потока в ВТСП материалах и сквидах, изготовленных на их основе. Ранее аналогичные системы сверхпроводящих кластеров, замкнутых джозефсоновскими контактами, привлекались для описания зависимости магнитной восприимчивости ВТСП в переменном внешнем поле от его температуры, необратимой полевой зависимости восприимчивости, генерации высших гармоник во временной зависимости восприимчивости, влияния магнитного поля на микроволновое поглощение и т.д.

Известно, что магнитную компоненту шума легко получить, учитывая и флуктуационные явления в системе абрикосовских вихрей [23]. Причем оба эффекта могут приводить к лоренцевскому шумовому спектру потока, присущему телеграфному случайному процессу. Наши результаты показывают, что в гранулярных системах, поликристаллических образцах и т.д. модель типа сверхпроводящего стекла приводит к близким температурным и частотным зависимостям шумового спектра. Однако в высококачественных эпитаксиальных пленочных образцах можно наблюдать качественные различия этих моделей: немонотонную зависимость амплитуды спектральной плотности шума магнитного потока от температуры и квазипериодическую зависимость $S_\Phi(\omega)$ от внешнего магнитного поля с периодом, зависящим от площади джозефсоновского флуктуатора.

Эффекты немонотонной зависимости $S_\Phi(\omega)$ от температуры наблюдаются часто в пленочных ВТСП сквидах и контактах [24,25]. Квазипериодическая зависимость от магнитного поля обсуждалась в работе [26], однако в ней не приведены значения внешнего поля, поэтому вычислить точно период и площадь джозефсоновского флуктуатора не представляется возможным. К сожалению, при наблюдении метастабильных состояний в работе [25] также не проведены измерения при варьировании внешнего поля. Таким образом, результаты этих работ могут только косвенно свидетельствовать в пользу рассматриваемой модели.

Интересно отметить, что возникновение одного или нескольких флуктуаторов в непосредственной близости от джозефсоновского контакта, например в сквиде, приведет к тому, что флуктуации критического тока контакта не будут соответствовать флуктуациям его нормального сопротивления. В этом случае может выполняться сильное неравенство $\delta R_N / R_N \ll \delta I_c / I_c$, обсуждавшееся в работе [9]. Что касается пленочных преобразователей на основе ВТСП, то при наличии в них небольшого числа флуктуаторов можно получить минимум магнитного шума, варьируя температуру и внешнее магнитное поле таким образом, чтобы уйти от симметричного потенциала ДУС, т.е. сделать $\Phi_e = n\Phi_0$. Возможно, это относится к результатам работы [27].

Еще раз подчеркнем, что проблема магнитного $1/f$-шума, связанного с макроскопическими джозефсоновскими флуктуаторами, может быть решена при повышении качества эпитаксиальных пленок. Так, например, на основе лучших YBaCuO пленок с плотностью критического тока $j_c(77\ \text{K}) = 2 \cdot 10^6\ \text{А/см}^2$, где число флуктуаторов мало, нам удалось получить чувствительность ВЧ сквидов $\delta\varepsilon \approx 4 \cdot 10^{-30}$ Дж/Гц ($L_0 = 10^{-10}$ Гн, $T = 77$ K, $f = 450$ МГц) на частотах выше 100 Гц [28]. Следует учесть, что оценка вклада в эту величину шумов согласующего тракта и усилителя дает значения $\delta\varepsilon_T \approx 2 \cdot 10^{-30}$ Дж/Гц. Другими словами, полученная величина близка к теоретической. На частотах ниже 100 Гц основной вклад в измеренную спектральную плотность шума вносят внешние электромагнитные поля, проникающие в контур квантования из-за конечного коэффициента экранирования измерительной установки.

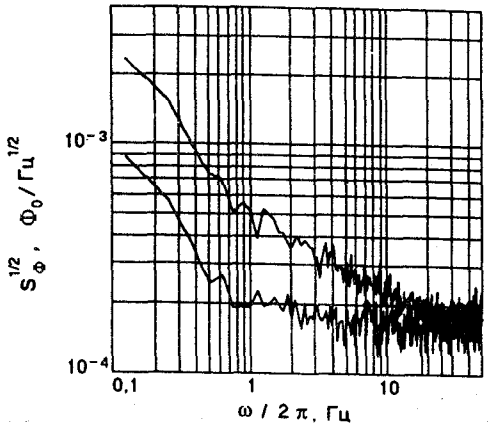

Рис. 9. Зависимости спектральной плотности шума магнитного потока от частоты для ВЧ сквида, изготовленного из эпитаксиальных пленок YBaCuO. Частота возбуждения $f = 20$ МГц, $T = 77$ K. В интерферометре использован торцевой контакт YBaCuO—PrBaCuO—YBaCuO с $R_N \simeq 0{,}45$ Ом и $I_c \simeq 50$ мкА. Спектры соответствуют двум значениям внешнего магнитного поля с $\Delta B \simeq 0{,}5 \cdot 10^{-6}$ Тл.

На рис. 9 приведена частотная зависимость спектральной плотности шума магнитного потока ВТСП сквида, выполненного из YBCO пленки с малым числом макроскопических джозефсоновских флуктуаторов. Чувствительность сквида $\delta\varepsilon \approx 3 \cdot 10^{-28}$ Дж/Гц практически равна теоретической оценке даже на частотах порядка 1 Гц.

В заключение рассмотрим вопрос: какой из существующих типов джозефсоновских ВТСП контактов предпочтительнее с точки зрения снижения рассмотренного выше $1/f$-шума?

Лучшая чувствительность на уровне $10^{-29}-10^{-30}$ Дж/Гц на низких частотах в настоящее время достигнута как на джозефсоновских контактах на ступеньке [29–31], двойной ступеньке [32], так и на бикристаллической границе [24,33]. Исходя из рассматриваемой модели можно предположить, что возникновение макроскопических джозефсоновских флуктуаторов наиболее вероятно в области нарушения эпитаксиального роста ВТСП пленки. При создании джозефсоновского контакта на ступеньке существует область подложки, поверхность которой частично аморфизуется в процессе обработки (травления). Для контактов на двойной ступеньке площадь такой области существенно уменьшается, так как обе ступеньки обычно располагаются рядом на расстоянии ~ 10 мкм. Если предположить, что количество флуктуаторов пропорционально площади частично аморфизованной подложки, то контакты на двойной ступеньке должны иметь небольшие значения $1/f$-шума при достаточно больших площадях контура квантования (50×50–100×100 мкм). Правда, на двойной ступеньке всегда есть вероятность возникновения нескольких джозефсоновских контактов, что может привести к усложнению динамики интерферометра и даже к возникновению стохастических колебаний с преобразованием энергии источника накачки в избыточный шум интерферометра. Эта модель на основании экспериментальных исследований и численного анализа достаточно подробно обсуждается в работе [33]. Возможно, новая технология изготовления джозефсоновских контактов на основе эпитаксиальных пленок, предложенная в работе [34], может оказаться перспективной с точки зрения минимизации шума, связанного с макроскопическими джозефсоновскими флуктуаторами.

С другой стороны, при создании джозефсоновских контактов на бикристаллической границе [24,25] можно исключить процессы, приводящие к деградации поверхности подложки и, как следствие, устранить причины появления макроскопический джозефсоновских флуктуаторов. Возможность возникновения джозефсоновских флуктуаторов на дислокациях в области собственно контакта в настоящей работе не рассматривалась в связи с малыми значениями эффективной площади такого флуктуатора. Поэтому для получения чувствительности ВТСП сквидов на уровне $10^{-30}-10^{-31}$ Дж/Гц на низких частотах эти контакты предпочтительнее.

Таким образом, рассмотренная в настоящей работе модель джозефсоновских флуктуаторов, состоящих их сверхпроводящего контура, замкнутого слабыми связями, позволяет объяснить ряд эффектов, наблюдающихся в ВТСП материалах и сквидах. Так, в наиболее интересном для ВТСП электроники случае качественных эпитаксиальных пленок, т.е. когда число флуктуаторов мало, их «рождение» и «вымерзание» при понижении температуры приводит к немонотонной зависимости спектральной плотности шума магнитного потока $S_\Phi(\omega)$ от T. Возникновение квазипериодической функции $S_\Phi(B)$ при фиксированной температуре связано с зависимостью собственной энергии флуктуатора от магнитного потока. Шумовой поток от данного флуктуатора достигает максимума при $\Phi_e = 2\pi(n + 1/2)\Phi_0$. Особенно сильные эффекты наблюдаются в ВТСП сквидах при возникновении флуктуатора вблизи джозефсоновского контакта. В этом случае возможно наблюдение гигантских шумов, квазипериодически зависящих от внешнего поля.

Как показывают наши экспериментальные исследования для пленочных образцов YBaCuO с $T_c \geq 91$ K и $j_c(77\text{ K}) \geq 2 \cdot 10^6$ А/см^2, практически все макроскопические флуктуаторы расположены вблизи критической температуры ($\Delta T \approx 91$–87 K)

и резко вымерзают при понижении температуры. Это позволяет надеяться на то, что применение таких пленок для создания интерферометров позволит в дальнейшем получить в ВТСП сквидах чувствительность 10^{-30}–10^{-31} Дж/Гц на 1 Гц при 77 К.

Работа финансировалась Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий (проект 9.1.3/082) и частично поддержана грантом U2F000 фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

1. V. Foglietti, R. H. Koch, W. J. Gallagher, B. Oh, B. Bumble, and W. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2259 (1989).
2. R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, M. Ketchen, and A. Gupta, *Physica* C170, 315 (1990).
3. R. H. Koch, W. J. Gallagher, B. Bumble, and W. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 951 (1989).
4. V. I. Shnyrkov, V. P. Timofeev, S. S. Khvostov, and G. M. Tsoi, *Mod. Phys. Lett.* B5, 1281 (1991).
5. S. Knappe, D. Drung, T. Schurig, H. Koch, M. Klinger, and J. Hinken, *Cryogenics* **32**, 881 (1992).
6. G. Friedl, B. Roas, M. Romheld, K. Schultz, and W. Jutzi, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2751 (1991).
7. M. J. Ferreri, M. Johnson, F. C. Wellstood, J. Clarke, P. A. Rosenthal, R. H. Hammond, and M. R. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 695 (1988).
8. M. Matsuda, Y. Murayama, S. Kiryu, N. Kasai, S. Kashiwaya, M. Koyanagi, T. Endo, and S. Kuriki, *IEEE Trans. Magn. MAG-27*, 3043 (1991).
9. A. H. Mikhlich, J. Clarke, M. S. Colclough, and K. Char, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1899 (1992).
10. G. Deutscher and K. A. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1745 (1987).
11. J. Mannhart, P. Chaudhari, D. Dimos, C. C. Tsuei, and T. R. McGuire, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2476 (1988).
12. D. Dimos, P. Chaudhari, and J. Mannhart, *Phys. Rev.* **B41**, 4038 (1990).
13. А. В. Демин, В. А. Хлус, *ФНТ* **18**, 1197 (1992).
14. V. A. Khlus and A. V. Dyomin, *Physica* C212, 352 (1993).
15. J. R. Clem, *Physica* C153–155, 50 (1988).
16. Э. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
17. K. Nakajima and Y. Sawada, *J. Appl. Phys.* **52**, 5732 (1981).
18. P. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, and G. Koren, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 228 (1990).
19. P. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, and A. Gurta, *IEEE Trans. Magn. MAG-27*, 414 (1991).
20. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применения*, Мир, Москва (1984).
21. В. Н. Глянцев, И. М. Дмитренко, В. В. Борзенец, В. И. Шнырков, *ФНТ* **15**, 1001 (1989).
22. A. H. Miklich, D. Koelle, T. J. Shaw, F. Ludwig, D. T. Nemeth, E. Dantsker, J. Clarke, N. M. Alford, T. W. Button, and M. S. Colclough, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3494 (1994).
23. F. C. Wellstood, M. J. Ferrari, J. J. Kingston, T. J. Shaw, and J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 89 (1993).
24. H. K. Olsson, P.-A. Nilsson, Z. Ivanov, R. H. Koch, E. A. Stepantsov, and A. Ya. Tzalenchuk, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 861 (1992).
25. Yu. Ya. Divin, A. V. Andreev, G. M. Fisher, J. Mygind, N. F. Pedersen, K. Herrmann, V. N. Glyantsev, M. Siegel, and A. I. Braginski, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1295 (1993).
26. V. N. Glyantsev, M. Siegel, J. Schubert, W. Zander, U. Poppe, H. Soltner, A. I. Braginski, and C. Heiden, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2472 (1993).
27. M. J. Ferrari, F. C. Wellstood, J. J. Kingston, and J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1346 (1991).
28. V. I. Shnyrkov, S. S. Khvostov, V. P. Timofeev, and G. M. Tsoi, *Mod. Phys. Lett.* (to be published).
29. G. Friedl, M. Vidic, B. Roas, D. Uhl, F. Bömmel, M. Romheld, B. Hillenbrand, B. Stritzker, and G. Daalmans, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 3048 (1992).
30. S. Dilorio, S. Yoshizumi, K.-Y. Yang, M. Maung, J. Zhang, and B. Power, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2011 (1993).
31. G. Friedl, G. Daalmans, M. Vidic, D. Uhl, F. Bömmel, B. Roas, B. Hillenbrand, B. Stritzker, and H. E. Hoenig, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2018 (1993).
32. Y. Zhang, M. Mück, M. Bode, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, and C. Heiden, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2303 (1992).
33. P. Seidel, in: *Proc. of the 7th Int. Symp. on Weak Superconductivity*, S. Benacka, P. Seidel, and V. Strbik (eds.), Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, Bratislava (1994), p. 13–24.
34. S. S. Tinchev, in: *Proc. of the 7th Int. Symp. on Weak Superconductivity*, S. Benacka, P. Seidel, and V. Strbik (eds.), Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, Bratislava (1994), p. 312–323.
35. Z. G. Ivanov, P. A. Nillson, D. Winkler, J. A. Alarco, and T. Claeson, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3030 (1991).

Low temperature noise of the magnetic flux in HTSC SQUIDs

V. I. Shnyrkov, V. P. Timofeev, G. M. Tsoy, V. A. Khlus, and A. V. Demin

We have studied low frequency fluctuations of the magnetic flux in HTSC films and SQUIDs. It is have shown that in weak magnetic fields the $1/f$-type noise in epitaxial HTSC samples is associated with discrete Josephson fluctuators consisting of a superconducting circuit closed by weak links. It has been found by numerical analysis that the presence of such fluctuators accounts for some unusual effects occurring in electronic devices based on HTSC. It is also shown that the best type of the contact, in terms of minimization of this noise mechanism, is at present that at the bicrystal boundary.