

01;05;09

©1993 г.

ФЛИККЕРНЫЙ ШУМ В РАДИОЧАСТОТНЫХ СКВИДАХ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Ю.М.Гальперин

Рассмотрен низкочастотный шум радиочастотного сквида, обусловленный наличием в области слабой связи структурных дефектов с внутренней степенью свободы. Указанные дефекты, взаимодействуя с термостатом, “переключаются” между двумя (или более) состояниями. С другой стороны, упругие и электрические поля дефектов влияют на критический ток слабой связи, который при “переключениях” дефектов флуктуирует во времени. Указанные флуктуации приводят к шумам выходного сигнала сквида. В работе получены оценки низкочастотного шума, обусловленного структурным беспорядком, в гистерезисных и безгистерезисных радиочастотных сквидах. Проанализированы зависимости шума от параметров сквида и рабочей точки. Такой шум особенно важен для сквидов на основе высокотемпературных сверхпроводников, работающих при достаточно высоких температурах, когда дефекты эффективно взаимодействуют с термостатом.

Введение

В последнее время достигнуты успехи по созданию мал шумящих радиочастотных сквидов на основе высокотемпературных сверхпроводников (см., например, [1-4]). Основными шумовыми компонентами сквида являются равновесный шум, спектр которого на низких частотах близок к белому, и так называемый фликкер-шум, спектр которого близок к $1/f$. Последний обычно характеризуют частотой среза, при которой он сравнивается с белым. Главными источниками фликкер-шума являются прыжковый перенос (крип) вихрей через сверхпроводящий контур сквида и шум джозефсоновского перехода. Как показывает ряд экспериментов (см., например, [4]), последний во многих ситуациях является главным. По-видимому, низкочастотный шум джозефсоновского перехода определяется наличием в его окрестности структурных дефектов с внутренней степенью свободы. Такие дефекты могут иметь два (или более) состояния с близкими энергиями, причем взаимодействие с термостатом приводит к переходам между указанными состояниями. Дефекты такого типа наблюдались в целом ряде работ, посвященных исследованию низкочастотных шумов микроконтактов и туннельных контактов между нормальными

проводниками (см., например, [5-7], и получили название элементарных флукуаторов. С другой стороны, при таких переходах изменяются упругие и электрические поля в окрестности дефектов, что в свою очередь приводит к модуляции во времени критического тока J_c джозефсоновского элемента. Теоретические оценки такой модуляции приведены в работах [8,9]. Указанный механизм представляется наиболее важным именно в случае скидвов на основе ВТСП, работающих при температурах жидкого азота, поскольку вероятность “переключения” дефектов с внутренней степенью свободы в этой ситуации достаточно высока.

Цель настоящей работы — проанализировать влияние фликкерных флукуаций критического тока джозефсоновского элемента на $1/f$ -шум радиочастотного скивда и выяснить зависимости спектральной плотности этого шума от параметров и режима работы последнего.

Высокочастотная характеристика интерферометра

Основные уравнения радиочастотного скивда. Мы будем исходить из обозначений, близких к введенным в [10] (см. также [11-13]). Эквивалентная схема РЧ скивда приведена на рис. 1. Джозефсоновский переход скивда с индуктивностью L имеет критический ток J_c и сопротивление в нормальном состоянии R (мы используем резистивную модель для перехода); ток через переход обозначен через J . Интерферометр индуктивно связан с колебательным контуром генератора (коэффициент взаимной индукции M), с индуктивностью L_T и емкостью C_T . Сигнальный магнитный поток Φ_X через контур интерферометра в силу нелинейных свойств джозефсоновского перехода модулирует радиочастотное напряжение V_T на контуре, которое возбуждается током накачки J_T с частотой ω , ток через индуктивный элемент контура обозначен через J_L , активная часть тока — через J_G .

Основные уравнения, описывающие поведение системы, состоят из уравнения интерферометра

$$\Phi = \Phi_e - LJ, \quad (1)$$

где “внешний” магнитный поток Φ_e равен

$$\Phi_e = \Phi_X + MJ_L; \quad (2)$$

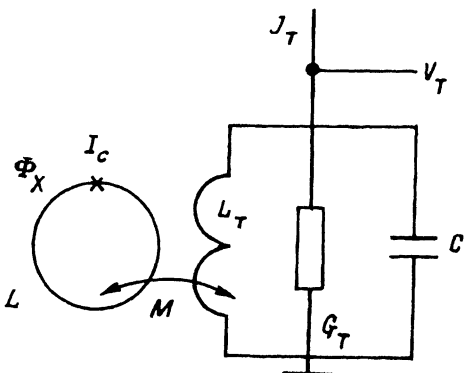


Рис. 1. Эквивалентная схема радиочастотного скивда.

уравнения для джозефсоновского тока

$$J(t) = J_S(\varphi) + (\hbar/2eR)\dot{\varphi} + J_F(t), \quad (3)$$

где J_F — источник флуктуаций, а сверхпроводящий ток будем считать равным $J_S = J_c \sin \varphi$ (мы пренебрегли здесь током смещения, несущественным на достаточно низких частотах), и уравнений колебательного контура.

$$J_L + J_G + J_C = J_T(t) + L_{FT}(t) + J_A(t), \quad (4)$$

$$V_T = L_T J_T + M J = C_T^{-1} \int J_C dt = J_G G_\Sigma^{-1}. \quad (5)$$

Здесь $G_\Sigma = G_T + G_A$ — суммарная активная проводимость контура и первого каскада усилителя; J_{FT} и J_A — соответствующие источники флуктуаций, корреляционные функции которых определяются выражением

$$S_I(\Omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar \Omega}{2} \operatorname{cth} \frac{\hbar \Omega}{2k_B T} \operatorname{Re} Z^{-1}(\Omega), \quad (6)$$

где Z — соответствующий импеданс, а в качестве T нужно подставлять соответственно температуры контура T_T или усилителя T_A .

Будем считать, что добротность резонансного контура велика

$$Q \equiv \omega_T C_T / G_\Sigma \gg 1. \quad (7)$$

а коэффициент связи интерферометра с контуром мал

$$k = M / (L L_T)^{1/2} \ll 1. \quad (8)$$

Условия (6), (7) позволяют считать все переменные гармонически зависящими от времени с одной и той же частотой ω . Уравнения гармонического баланса удобно выразить через безразмерную амплитуду a колебаний в контуре токов

$$a(1 + i\xi_0) = j_p + ik^2 l Q j_\omega + j_{F\Sigma}(t). \quad (9)$$

Здесь a — вещественная амплитуда колебаний в контуре, нормированная так, что безразмерный магнитный поток $\varphi_e(t) \equiv 2\pi \Phi_e(t) / \Phi_0$ имеет вид

$$\varphi_e(t) = \varphi_X + a \sin \Theta_\omega, \quad \Theta_\omega = \omega, \quad (10)$$

$a \sin \Theta_\omega \equiv 2\pi M J_L / \Phi_0$, $\varphi_X(t) \equiv 2\pi \Phi_X / \Phi_0$.

Амплитуды переменных токов в контуре и напряжений на нем пропорциональны a . Интересующая нас комплексная амплитуда напряжения V_ω , определяемая соотношением $V_T(t) = \operatorname{Im}[V_\omega \exp(i\Theta_\omega)]$, равна

$$V_\omega = i\omega(L_T \Phi_0 / 2\pi M)a. \quad (11)$$

Величина j_p есть нормированная комплексная амплитуда первой гармоники J_ω тока накачки J_T

$$j_p = (i\omega)^{-1} (2\pi M / \Phi_0 L_T) J_\omega, \quad (12)$$

ξ_0 есть безразмерная расстройка частоты накачки ω относительно резонансной частоты контура ω_T

$$\xi_0 \equiv Q(\omega - \omega_T)/2\omega_T; \quad (13)$$

ток в интерферометре нормирован на величину J_T , а через j_ω обозначена амплитуда первой гармоники этого тока. Отметим, что первые гармоники всех величин определены соотношениями

$$A_\omega \equiv 2i\langle A(t) \exp(-i\Theta_\omega) \rangle, \quad (14)$$

а угловые скобки означают усреднение по временам, гораздо бóльшим, чем ω^{-1} , но много меньшим, чем Q/ω_T . Соответственно

$$j_{F\Sigma} = (2\pi/\Phi_0)(MG_\Sigma/\omega L_T)2i\langle J_{F\Sigma}(t) \exp(-i\Theta_\omega) \rangle. \quad (15)$$

К уравнению (9) следует добавить уравнение интерферометра, имеющее в безразмерных переменных следующий вид:

$$j(t) = \omega_c^{-1}\dot{\varphi} + \sin \varphi + j_F(t) = l^{-1}(\varphi_X - \varphi + a \sin \Theta_\omega). \quad (16)$$

Здесь $l \equiv 2\pi L J_c / \Phi_0$ — безразмерная индуктивность интерферометра, а $\omega_c \equiv 2e J_c R / \hbar$. Будем считать, что частота накачки гораздо меньше, чем ω_c .

Система уравнений (9), (16) определяет режим работы сквида и влияние на него флуктуаций.

Гистерезисный режим сквида. В большинстве сквидов параметр $l \ll 1$, и можно использовать для описания статической диаграммы интерферометра $\varphi(\varphi_e)$ так называемую пороговую модель [10]. Согласно этой модели, диаграмма представляет собой систему ветвей, на которых зависимости $\varphi_n(\varphi_e)$ линейны, скачки между которыми осуществляются при определенных значениях φ_e . Условием применимости данной модели помимо неравенства $l \gg 1$ является малость частоты накачки ω по сравнению с длительностью скачка ω_c/l .

Предположим, что в некоторый момент система находится на нулевой ветви и значение φ_X находится в диапазоне $|\varphi_X| < \pi$. В этой ситуации можно считать, что $\varphi \approx \varphi_e/l$ и ток через интерферометр равен $j(t) = (\varphi_X + a \sin \Theta_\omega)/l$. Соответственно амплитуда первой гармоники тока есть $j_\omega = a/l$, а его средняя часть $\langle j \rangle_t = \varphi_X/l$. Когда амплитуда a достигает порогового значения

$$a_1 \equiv \varphi_m - |\varphi_X|, \quad (17)$$

где

$$\varphi_m \equiv (l^2 - 1)^{1/2} + \arcsin l^{-1} - \pi/2 \approx l - \pi/2, \quad (18)$$

то в течение каждого периода накачки происходят 2 скачка фазы и, таким образом, на диаграмме $\varphi(\varphi_e)$ возникает петля гистерезиса. В итоге возникают прямоугольные импульсы тока j , что приводит к изменению его среднего значения на $-(\pi/a)\text{sign}\varphi_X$. Фурье-компонента этих импульсов равна $i(4/a)$ (см., например, [10]). При дальнейшем росте амплитуды a

поток достигает нового порогового значения (при некоторой амплитуде a_2) и формируется новая петля гистерезиса.

Мы ограничим свой анализ случаем $a < a_2$. При этом средний ток интерферометра равен [10]

$$\langle j \rangle_t = \varphi_X l - (\pi/a)q(a)\text{sign}\varphi_X, \quad (19)$$

а амплитуда его первой гармоники

$$j_\omega = a/l + i4q(a)/a. \quad (20)$$

Здесь величина $q(a)$ представляет собой вероятность скачка с ветви на ветвь, в отсутствие флуктуаций равная ступенчатой функции Хевисайда $q(a) = \Theta(a - a_1)$. В этом предельном случае высокочастотная характеристика сквида $a(j_p)$ имеет вид

$$|j_p|^2 = [a + (4k^2 Q l/a)q(a)]^2 + \xi^2 a^2 \quad (21)$$

и представляет собой совокупность двух участков подъема и плато длиной $\approx 4k^2 Q$. Величина ξ здесь есть расстройка частоты накачки ω от эффективной резонансной частоты $\omega_T(1 + k^2/2)$. Наиболее важно здесь то, что зависимость положения плато a_1 от φ_X линейна, за исключением узких окрестностей значений $\varphi_X = n\pi$, причем абсолютная величина наклона равна 1. На этом свойстве и основана высокая точность работы сквида.

Высокочастотные и низкочастотные флуктуации

Г и с т е р е з и с н ы й с к в и д. Главным источником шума в гистерезисном сквиде являются тепловые флуктуации, приводящие к конечной вероятности скачка q при $a < a_1$, если разность $|a - a_1|$ достаточно мала. В этом случае последовательность импульсов при $a < a_1$ является случайной и главную роль играет поведение вероятности q . Анализ этой величины в присутствии флуктуаций J_c и является главной частью данной работы. В качестве основы мы используем подход Куркиярви и Вебба [14], рассматривавших термически активированные переходы между ветвями при $a < a_1$.

В рамках указанного подхода предполагается, что вероятность перескока определяется активацией через эффективный потенциальный барьер U_0 джозефсоновской системы

$$\tau_L^{-1} = (\omega_A/2\pi) \exp(-U_0/k_B T), \quad (22)$$

где ω_A — так называемая частота попыток, а высота потенциального барьера U_0 определяется разностью между текущим значением $\varphi_e(t)$ и пороговым значением φ_m .

Полная вероятность перескока определяется интегралом во времени

$$q(t) = 1 - \exp \left\{ - \int_{-\infty}^t dt' / \tau_L(t') \right\}, \quad (23)$$

причем интегрировать следует по окрестности экстремума функции $\varphi_e(t)$, где

$$\varphi_e \approx a_1 - a \mp (\Theta_\omega \pm \pi/2)^2/2. \quad (24)$$

С использованием явного вида зависимости энергии интерферометра от захваченного магнитного потока получается известное выражение [10]

$$q = 1 - \exp[-\tilde{C}u^{1/4} \exp(-u^{3/2})], \quad (25)$$

где

$$\tilde{C} \equiv (2/3\pi)^{1/2}(\omega_c/\omega)(\gamma/2)^{2/3} \gg 1, \quad \gamma \equiv (2\pi k_B T/J_c \Phi_0), \\ u \equiv (a_1 - a)/\delta, \quad \delta \approx l(\gamma/2)^{2/3}. \quad (26)$$

Величина δ представляет собой эффективную ширину области скачка. Для простоты дальнейших формул мы заменим произведение $\tilde{C}u^{1/4}$ на константу C . Отметим, что для применимости выражения (25) необходимо, чтобы скачки происходили достаточно быстро по сравнению с периодом колебаний, а также чтобы плато было ярко выражено ($\delta \ll \pi$). Эти условия определяются цепочкой неравенств

$$\omega/\dot{\omega}_c \ll (\gamma/2)^{2/3} \ll \pi/l, \quad (27)$$

которые обычно выполняются в радиочастотных скивдах.

Выражение (21) с учетом (25) описывает ВЧ характеристику с учетом случайности процесса активационного перехода между ветвями. Эти выражения, однако, получены в предположении, что значение критического тока перехода J_c фиксировано во времени. В то же время, как уже отмечалось, “переключения” дефекта с внутренней степенью свободы приводят к модуляции критического тока. В итоге

$$J_c \rightarrow J_c[1 + d(t)]. \quad (28)$$

Флуктуирующая во времени часть $d(t)$ критического тока приводит к зависимости от времени ряда безразмерных параметров скивда, причем наиболее важным является модуляция безразмерной амплитуды перехода a_1 . При $l \gg 1$ можно считать, что

$$a_1 \rightarrow a_1(t) = a_1[1 + d(t)].$$

В результате возникает случайная зависимость от времени амплитуды высокочастотного напряжения на контуре — низкочастотный шум. Такой шум является существенным в ситуации, когда характерная частота “переключений” Γ гораздо меньше, чем обратное время пребывания системы в области перескока между ветвями,

$$\Gamma \ll \omega/\delta^{1/2}. \quad (29)$$

Неравенство (29) позволяет вычислить значение напряжения на контуре, пропорционального a (выражение (11)), для фиксированного тока накачки J_T при заданном $d(t)$, а затем определить корреляционную функцию

$$S_a(\tau) \equiv \langle a(t+\tau)a(t) \rangle_d - [\langle a(t) \rangle_d]^2. \quad (30)$$

Здесь $\langle \dots \rangle_d$ означают среднее по случайному процессу $d(t)$. Проще всего эта задача решается в случае малых флуктуаций, когда выполняется условие

$$|d(t)| \ll \delta. \quad (31)$$

Для вычисления флуктуирующей части a в этом случае удобно обозначить

$$a + \delta a \equiv a_1[1 + d(t)] - \delta(u + \delta u). \quad (32)$$

Тогда интересующее нас выражение для $S_a(\tau)$ приобретает вид

$$S_a(\tau) = S_d(\tau)\Sigma^2(a_1, u), \quad (33)$$

где $S_d(\tau)$ — корреляционная функция случайного процесса $d(t)$, а

$$\Sigma(a_1, u) = \left[1 + \delta \frac{\frac{\partial}{\partial a_1} \mathcal{F}(a_1, u)}{\frac{\partial}{\partial u} \mathcal{F}(a_1, u)} \right], \quad (34)$$

$$\mathcal{F}(a_1, u) = \left[a_1 - \sigma u + \left(\frac{4k^2 Q l}{l - |\varphi_X|} \right) \{1 - \exp[-C \exp(-u^{3/2})]\} \right]^2 + \xi^2(a_1 - \delta u)^2. \quad (35)$$

Отметим, что функция Σ пропорциональна коэффициенту преобразования магнитного потока в выходное напряжение. Выражение (34) описывает в параметрической форме зависимость интенсивности шума от рабочей точки на плато, поскольку значение u в этом выражении определяется ВЧ характеристикой интерферометра, имеющей в данных обозначениях вид

$$|j_p|^2 = \mathcal{F}(a_1, u). \quad (36)$$

Таким образом, в выражение (33) следует подставить $a_1 \approx l - |\varphi_X|$ и значение u из (36) при заданной амплитуде ВЧ тока.

Наиболее просто результат выглядит при точной настройке в резонанс. При этом $\partial \mathcal{F} / \partial a_1 = \mathcal{F}^{1/2}$,

$$\mathcal{F}(a_1, u) = \left[a_1 - \delta u + \left(\frac{4k^2 Q l}{l - |\varphi_X|} \right) \{1 - \exp[-C \exp(-u^{3/2})]\} \right]^2, \quad (37)$$

$$\partial \mathcal{F} / \partial u = -\delta \mathcal{F}^{1/2} [1 + B(u)], \quad (38)$$

$$B(u) \equiv \left(\frac{4k^2 Q l}{l - |\varphi_X|} \right) \frac{3C u^{1/2}}{2\delta} \exp[-C \exp(-u^{-3/2}) - u^{3/2}]. \quad (39)$$

В итоге окончательное выражение для низкочастотного шума в радиочастотном сквиде имеет вид

$$S_a(\tau) = S_d(\tau) \delta^2 \left[\frac{B(u)}{1 + B(u)} \right]^2. \quad (40)$$

Видно, что поведение низкочастотного шума сквида с большим значением $l \gg \pi$ (где $l - |\varphi_e| \approx l$) существенно определяется величиной $4k^2 Q / \delta$.

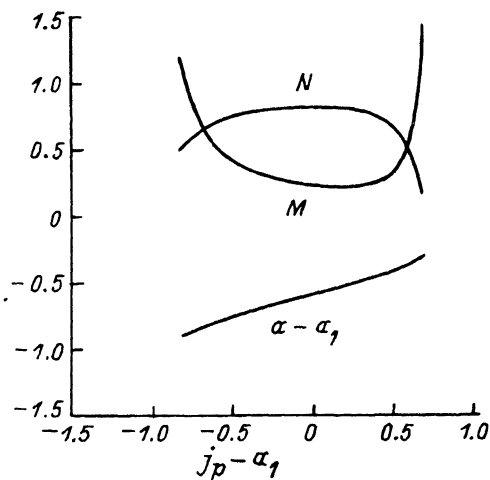


Рис. 2. Зависимости безразмерного напряжения на контуре $(a - a_1)$ и интенсивностей низкочастотного N и высокочастотного M шумов в сквиде от рабочей точки (разности $j_p - a_1$).

Расчет выполнен для $\gamma = 10^{-2}$, $\omega_c/\omega = 10^3$, $l = 10$, $k^2Q = 1$.

Зависимость низкочастотного шума от рабочей точки сквида представлена на рис. 2.

Обсудим теперь поведение корреляционной функции $S_d(\tau)$, характеризующей флуктуации критического тока джозефсоновского элемента. Поскольку нас будет интересовать спектральная плотность шумов, то рассмотрим фурье-образ этой функции $S_d(\Omega)$. Согласно работам [8,9], спектральная плотность флуктуаций критического тока может быть представлена в виде

$$S_d(\Omega) = \sum_i s_i \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^2 + \Omega^2}, \quad (41)$$

где Γ_i и s_i — соответственно скорость релаксации и безразмерная “сила” i -го флуктуатора.

Последняя зависит от микроскопической структуры флуктуатора. Например, для слабой связи с непосредственной проводимостью [9] физической причиной флуктуаций является изменение во времени эффективного сечения рассеяния электронов на дефекте при “переключении” последнего. Если обозначить это изменение через χ_i , объем контакта через V_0 , а длину свободного пробега в нормальном состоянии через l_e , то

$$s_i = \frac{l_e^2 \chi_i^2}{V_0^2} n_0^{(i)} (1 - n_0^{(0)}). \quad (42)$$

Здесь $n_0^{(i)}$ — равновесное число заполнения одного из состояний i -го флуктуатора. Если контакт мал и окрестность его упорядочена, то, как правило, будет существенным лишь небольшое число элементарных флуктуаторов, разность энергий которых для двух состояний ΔE_i не превышает $k_B T$. В этом случае шум будет иметь вид суперпозиции нескольких лоренцевских “крыльев” с интенсивностями $s_i \text{ch}^{-2}(\Delta E_i/2k_B T)$.

В случае структурно не упорядоченной окрестности слабой связи число дефектов указанного типа может быть большим. Поэтому для суммирования вкладов разных флуктуаторов нужно задаться функцией распределения “сил” флуктуаторов s , энергетических расстояний между состояниями дефектов ΔE и частот релаксации Γ . Поскольку в эффекте

Джозефсона играют роль переходы малых размеров, то естественно для грубых оценок считать, что значения s_i для разных флукутаторов различаются несильно, и заменить эти величины на $s \equiv \langle s_i \rangle$. Функция распределения параметров ΔE и Γ , $\mathcal{P}(\Delta E, \Gamma)$ для предельно неупорядоченных систем была подробно проанализирована в работе [15], и здесь мы используем лишь самые необходимые ее свойства. В первую очередь важны лишь флукутаторы с $\Delta E \leq k_B T$, поскольку такие флукутаторы выделяются множителем $n_0(1 - n_0)$. Физической причиной этого является экспоненциальная малость числа сверхтепловых возбуждений (электронов и фононов), взаимодействующих с дефектами. Поэтому существенно лишь распределение величин Γ , которое имеет вид [14]

$$\mathcal{P}(\Gamma) = \frac{1}{\mathcal{L}\Gamma} F\left(\ln \frac{\omega_0}{\Gamma}\right) \Theta(\Gamma_0 - \Gamma). \quad (43)$$

Здесь Γ_0 есть максимальная частота переходов для $\Delta E \approx k_B T$, \mathcal{L} — нормировочная константа; $\mathcal{L} = \int d\Gamma \mathcal{P}(\Gamma)$; F — функция, зависящая от модели распределения мягких мод в неупорядоченном материале и обсуждавшаяся в работе [14]. Такое распределение приводит к спектральной плотности флукутаций типа $1/\Omega$

$$S_d(\Omega) = 2\pi\alpha/N_e\Omega, \quad (44)$$

где α — параметр Хоуге [16,17], слабо (логарифмически) зависящий от частоты и относительно слабо от температуры; N_e — число электронов в контакте.

Эти зависимости также обсуждаются в работе [15]. Грубая оценка для контакта с непосредственной проводимостью имеет вид

$$\alpha/N_e \equiv D \approx l^2 P k_B T \langle \chi^2 \rangle / 2\pi V_0, \quad (45)$$

где P — плотность низкоэнергетических возбуждений, определенная из низкотемпературных экспериментов по удельной теплоемкости и универсальная для аморфных систем.

Оценка для случая туннельного перехода имеет вид

$$D \approx b \langle \tilde{\chi}^2 \rangle P k_B T / A, \quad (46)$$

где b — толщина перехода; A — его площадь; $\tilde{\chi}$ — некоторое изменение “эффективного сечения” взаимодействия флукутатора с туннелирующими электронами, зависящее от потенциала дефекта и структуры потенциального барьера.

Величины χ и $\tilde{\chi}$ имеют порядок квадрата нескольких атомных длин. Значения параметра Хоуге существенно колеблются в зависимости от чистоты окрестности контакта и технологии его изготовления: в худших образцах $\alpha \approx 10^{-3}$, в самых лучших $10^{-8} - 10^{-9}$.

Таким образом, в случае перехода с неупорядоченной окрестностью

$$S_a(\Omega) = \frac{2\pi D \delta^2}{\Omega} N(u), \quad N(u) \equiv \left[\frac{B(u)}{1 + B(u)} \right]^2. \quad (47)$$

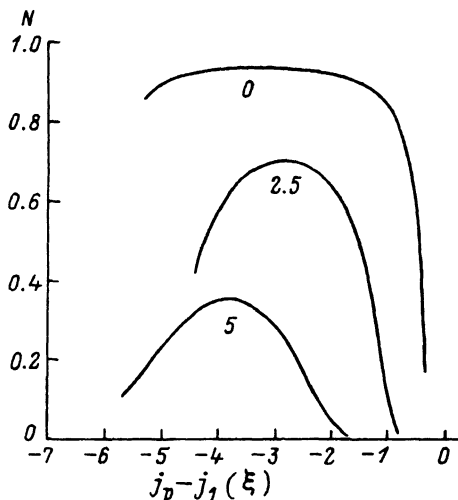


Рис. 3. Зависимость интенсивности низкочастотных шумов N от рабочей точки.

Расчет выполнен для тех же значений параметров, что и на рис. 2. По оси абсцисс отложены разности $j_p - j_1(\xi)$, где $j_1^2(\xi) \equiv (a_1 + 4k^2 Q l / a_1)^2 + a_1^2 \xi^2$. Цифры у кривых — значения безразмерной расстройки ξ .

Приведем для справки выражение для спектральной плотности фликкер-шума напряжения на плато

$$S_V(\Omega) \equiv \langle (\delta V_\omega)^2 \rangle_\Omega = \frac{2\pi D \delta^2 \omega^2}{\Omega} \left[\frac{\Phi_0 L_T (l - |\varphi_X|)}{2\pi M} \frac{B(u)}{1 + B(u)} \right]^2. \quad (48)$$

Сопоставим теперь низкочастотный шум с “белым” шумом, обусловленным найквистовскими флуктуациями. Согласно результатам работы [11] (см. также [10]), “белый” шум характеризуется спектральной плотностью

$$S_a^{(N)} = \frac{2l^2 (\gamma/2)^{4/2}}{\omega \delta^2} \Lambda(u); \quad \Lambda(u) \equiv \frac{q(1-q)}{B^2(u)}. \quad (49)$$

Таким образом, частота среза, при которой найквистовский шум сравнивается с фликкерным, равна

$$\Omega_c = \omega \frac{\pi D \delta^4}{l^2 (\gamma/2)^{4/3}} \Psi(u), \quad \Psi(u) \equiv \frac{B^4(u)}{[1 + B(u)]^2 q(1-q)}. \quad (50)$$

Графики функций $N(j_p - a_1)$ и $M(j_p - a_1) \equiv 100\Lambda(j_p - a_1)$ при $\xi = 0$ приведены на рис. 2. Они получены из функций $N(u)$ и $M(u)$ подстановкой зависимости $u(j_p - a_1)$ из выражения (21). Зависимость интенсивности низкочастотного шума от расстройки продемонстрирована на рис. 3.

Без гистерезисный сквид. Для простоты окончательных выражений будем считать, что $l \ll 1$ и величины φ и φ_e совпадают (согласно [10], результаты, полученные при таком предположении, применимы при $l \leq 0.3$). В этом случае ВЧ характеристика сквида приобретает вид

$$|j_p|^2 = a^2 [(1 + k^2 Q |\omega/\omega_c|)^2 + \xi^2(a)], \quad (51)$$

$$\xi(a) = \xi_0 - 2k^2 Q l [J_1(a)/a] \cos \varphi_X. \quad (52)$$

Здесь J_1 — функция Бесселя 1-го порядка; при $a \ll 1$ отношение $J_1(a)/a \rightarrow 1$.

Легко убедиться, что флуктуации критического тока J_c не приводят к флуктуациям величины $k^2 Q l \omega / \omega_c$. Поэтому коррелятор $S_a(\Omega)$ при $a \ll 1$ равен

$$S_a(\Omega) = \left[\operatorname{ctg} \varphi_X \frac{\partial a}{\partial \varphi_X} \right]^2 S_d(\Omega) = \left[\frac{2k^2 Q l \xi(a) J_1(a) \cos \varphi_X}{(1 + k^2 Q l \omega / \omega_c)^2 + \xi(a) \tilde{\xi}(a)} \right]^2 S_d(\Omega), \quad (53)$$

где [10]

$$\tilde{\xi}(a) \equiv \partial(\xi a) / \partial a = \xi_0 - 2k^2 Q l J'(a) \cos \varphi_X. \quad (54)$$

Производная $\partial a / \partial \varphi_X$ пропорциональна коэффициенту преобразования магнитного потока в ВЧ напряжение. Выражение (53) описывает зависимость спектральной плотности низкочастотного шума от расстройки и внешнего магнитного поля.

Заключение

Приведенный анализ показывает, что низкочастотный шум, обусловленный структурным беспорядком в окрестности перехода, пропорционален квадрату коэффициента преобразования магнитного потока в переменное ВЧ напряжение на контуре. При этом зависимость этого шума от амплитуды тока накачки в области плато является достаточно слабой. В этой же области малы и найквистовские шумы. Зависимости шумов от частоты сквида ω существенно различны: в то время как найквистовские шумы с ростом частоты убывают ($S_a^{(N)} \propto \omega^{-1}$), фликкерный шум зависит от частоты весьма слабо (лишь посредством величины C , зависимость функции N от которой достаточно слаба). Это утверждение верно для любого механизма шума, обусловленного низкочастотными флуктуациями магнитного потока в контуре сквида. Поэтому главными резервами уменьшения фликкерных шумов рассмотренного типа является лишь повышение качества джозефсоновского элемента, приводящее к уменьшению беспорядка в его окрестности, и качества сверхпроводящего материала, приводящее к уменьшению крипа вихрей в сквид. Отметим, что в эксперименте [14] наблюдалось уменьшение $1/f$ -шума (пересчитанного к шуму магнитного потока) с увеличением частоты ω . Рассмотренный здесь механизм шума в случае частотно-независимых параметров сквида не приводит к такому уменьшению. Из текста этой работы, однако, неясно, в какой мере отличаются друг от друга в этих экспериментах величины расстройки ξ , к которой низкочастотный шум достаточно чувствителен (рис. 3).

Представляется, что природа фликкер-шума сквида нуждается в дальнейших исследованиях. В частности, для выяснения роли механизма, рассмотренного в настоящей работе, было бы желательно сопоставить зависимости от рабочей точки интенсивности $1/f$ -шума и коэффициента преобразования магнитного потока в напряжение при фиксированной частоте ω .

Список литературы

- [1] *Daly K.P., Dozier W.D., Burch J.F. et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 58. P. 543.*
- [2] *Cui G., Zhang Y., Herrmann K. et al. // Supercond. Sci & Tech. 1991. Vol. 4. P. S130.*
- [3] *Yoshii M., Kita J., Nakatsu O., Yamada Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1991. Vol. 30. P. L587.*
- [4] *Zhang Yi., Mück H.-M., Herrmann K. et al. // Appl. Phys. Lett. 1991 (в печати).*
- [5] *Ralls K.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. N 3. P. 1272.*
- [6] *Rogers C.T., Buhrman R.A. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. N 13. P. 1272.*
- [7] *Ralls K.S., Buhrman R.A. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. N 23. P. 2434.*
- [8] *Гальперин Ю.М., Гуревич В.Л., Козуб В.И. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 1. С. 155-164.*
- [9] *Гальперин Ю.М., Гуревич В.Л., Козуб В.И. // Europhys. Lett. 1989. Vol. 10. P. 753-758.*
- [10] *Литарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. Гл. 14. С. 258-274.*
- [11] *Данилов В.В., Литарев К.К. // РиЭ. 1980. Т. 25. № 8. С. 1725-1735.*
- [12] *Литарев К.К., Ульрих Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами: М., 1978. Гл. 8, 9, 13-17.*
- [13] *Kurkijarvi J., Webb W.W. // Proc. 1972 Appl. Supercond. Conf. New York: IEEE Publ. N 72CH0682-5-TABSC, 1972. P. 581.*
- [14] *Гальперин Ю.М., Карнов В.Г., Козуб В.И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 3. С. 1123-1133.*
- [15] *Гальперин Ю.М., Гуревич В.Г., Козуб В.И. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 5. С. 155-164.*
- [16] *Galperin Yu.M., Gurevich V.L., Kozub V.I. // Europhys. Lett. 1989. Vol. 10. P. 753-758.*
- [17] *Nooge F.N., Hoppenbrowsers A.M.H. // Phys. Lett. 1969. Vol. 29. N 11. P. 642-643.*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
25 марта 1992 г.
В окончательной редакции
16 июля 1992 г.