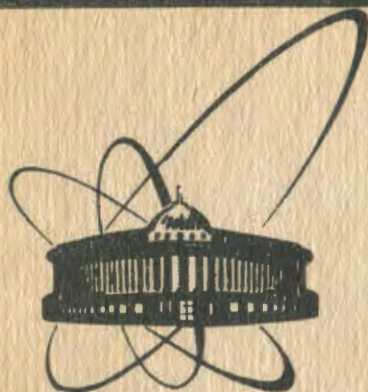


89-8



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

Г 558

P13-89-8

В.Н.Глянцев\*, А.Г.Козырь\*, В.Н.Полушкин,  
Г.М.Цой\*, В.И.Шнырков\*

**ВЧ-СКВИДЫ ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ  
СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

---

\* Физико-Технический институт низких температур  
АН УССР, Харьков

**1989**

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости<sup>/1/</sup> и последовавшее вскоре увеличение критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  до  $10^2$  К создало реальные предпосылки для развития нового направления - сверхпроводниковой азотной электроники. Одними из наиболее ярких и интересных ее представителей должны стать сверхпроводящие квантовые интерференционные детекторы - сквиды. Дело в том, что сквид является параметрическим устройством, для которого ухудшение чувствительности, связанное с ростом рабочей температуры, может быть компенсировано увеличением характерной частоты. Другими словами, чувствительности экспериментальных устройств на основе "азотного" и гелиевого сквидов могут быть сравнимы.

Глубокие и всесторонние исследования сквидов при гелиевых температурах позволили в ряде экспериментов<sup>/2,3,4/</sup> приблизиться к фундаментальному квантовому ограничению:

$$\delta E \approx h, \quad /1/$$

где  $\delta E$  - энергетическая чувствительность сквида,  $h$  - постоянная Планка.

Для серийных сквидов, в которых важнейшими параметрами являются динамический диапазон, полоса принимаемых сигналов, скорость слежения, значения чувствительности, приведенные ко входной антенне, обычно составляют

$$\delta E / k_T^2 = \begin{matrix} 10^{-28} \text{ Дж/Гц} - \text{ВЧ-сквиды} \\ 10^{-30} \text{ Дж/Гц} - \text{ПТ-сквиды} \end{matrix} \quad /2/$$

где  $k_T$  - коэффициент связи между контуром квантования с индуктивностью  $L$  и трансформатором потока.

Указанные значения чувствительности реализуются с десятков - сотен килогерц до 0,1 Гц. Ниже этой частоты, как правило, начинают преобладать шумы типа  $1/f$ , связанные с различными физическими процессами в джозефсоновских контактах<sup>/5/</sup>.

Динамический диапазон полностью ниобиевых сквидов в аналоговом режиме составляет 120-140 дБ. Кроме того, слабая зависимость характеристик джозефсоновского контакта Nb-Nb от магнитного поля позволяет измерять вариации потока до  $10^6 \Phi_0$ , используя простой подсчет квантов /цифровой режим/ и увеличивая тем самым полный динамический диапазон до 200 дБ<sup>/6/</sup>.

Уникальность характеристик даже стандартных сквидов обусловила их применение на практике для решения задач в таких областях, как фундаментальная физика, метрология, космические исследования, биомагнетизм и т.д. /7,8,9/. Однако доступность аппаратуры на основе сквидов для большого числа исследователей и широкое внедрение сдерживаются необходимостью использования жидкого гелия.

В последнее время появился ряд важных публикаций /10,11,12,13/, в которых сообщается о создании ВТСП ВЧ-сквидов азотного уровня охлаждения и дается предварительный теоретический прогноз /14/ их чувствительности. В этих работах констатируется факт создания ВЧ-сквидов, в двух /11,12/ приводятся спектральные плотности шума, анализ специфических свойств ВТСП-сквидов отсутствует.

Настоящая работа посвящена экспериментальному анализу характеристик одноконтактных ВЧ-сквидов азотного уровня охлаждения, изготовленных из поликристаллической керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  /фаза 123/. Основное внимание уделяется специфическим особенностям ВТСП-сквидов, принесенным свойствами керамики. Анализ чувствительности проводится на основе традиционных моделей, учитывающих термодинамические флуктуации /см., например, /15/ /.

## 1. КОНСТРУКЦИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

В настоящее время поликристаллическая керамика  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , полученная прессованием с последующим отжигом /16/ и имеющая плотности критического тока  $j_c$  /77 K/  $\approx 10^2 - 10^3$  А/см<sup>2</sup>, хорошо описывается моделью сверхпроводящих гранул, связанных между собой джозефсоновскими контактами. Исследования границ между гранулами показывают, что, как правило, они состоят из сложных соединений, проводимость которых варьируется /17/ от  $10^{-1}$  Ом·см до 10 Ом·см. Поэтому кинетические свойства ВТСП-керамики в первую очередь определяются характером границ, от состояния которых должны зависеть и свойства интерферометров.

Наличие "естественных" джозефсоновских связей между гранулами при достаточно больших размерах гранул /10 мкм/ дает возможность изготовить одноконтактный интерферометр простым механическим уменьшением размеров перемычки в сверхпроводящем кольце до 10÷50 мкм. Эксперименты показывают, что при этом критический ток перемычки  $I_c$  /77 K/ может изменяться в широких пределах /от единиц миллиампер до нуля/. Это естественно, поскольку в таком процессе выбираются границы между гранулами

со случайными свойствами. Наиболее оптимальными значениями  $I_c = 10^3 - 50$  мкА обладали контакты, имеющие свойства S-N-S переходов <sup>/18/</sup>, в которых границу можно рассматривать как фазу /123/, обедненную кислородом. Такое обеднение может происходить, например, при отжиге за счет диффузии кислорода в монокристаллические гранулы. Возможность создания джозефсоновских переходов типа S - полупроводник -S для увеличения произведения  $RI_c$  требует дальнейших исследований, а пока в подавляющем большинстве контактов

$$V_c = RI_c = 10^{-5} - 10^{-4} \text{ В}, \quad /3/$$

при 77 К /см. также /19/, где получено значение  $V_c = 300$  мкВ/.

Наиболее простыми с точки зрения изготовления конфигурациями контура квантования ВЧ-сквида являются: цилиндр, замкнутый слабой связью <sup>/20/</sup>, и конструкция двух параллельно соединенных цилиндров Циммермана <sup>/10-12/</sup>. В настоящей работе мы использовали конструкцию, показанную на рис.1, поскольку она при диаметре отверстий 0,8 мм позволяет получить индуктивность интерферометра  $2 \cdot 10^{-10}$  Гн, что в 2 раза превышает значение флуктуационной индуктивности /для 77 К/:

$$L_f = (\Phi_0 / 2\pi)^2 / k_B T. \quad /4/$$

Строго говоря, теоретические выражения, описывающие шумовые характеристики ВЧ-сквидов, получены в пределе малых флуктуаций, т.е. при выполнении условия <sup>/14/</sup>

$$\pi(\gamma/2)^{2/3} < \ell(\gamma/2)^{2/3} \ll \pi, \quad /5/$$

где  $\ell = 2\pi L_c / \Phi_0$  - безразмерная индуктивность интерферометра,  $\gamma = 2\pi k_B T / I_c \Phi_0$  - отношение энергии тепловых флуктуаций к энергии джозефсоновского контакта.

Левая часть этого неравенства означает, что режим гистерезисный

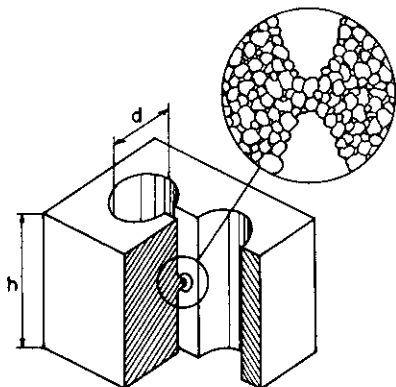


Рис.1. Конструкция двухдырочного радиочастотного сверхпроводящего квантового интерферометра. В качестве джозефсоновского контакта выступает естественная граница между гранулами ВТСП-керамики.

$l > \pi$ , а правая указывает на то, что характерная ширина распределения плотности вероятности скачков много меньше  $\Phi_0/2$ . Как легко видеть, правая часть неравенства /5/ хорошо выполняется только для  $L$ , меньших  $L_F$  /при 77 К  $L_F \approx 1,02 \cdot 10^{-10}$  Гн/.

Если значение индуктивности выбрать из условия  $L = L_F/\pi$ , то легко получить оценку шумов интерферометра, исходя из резистивной модели /15/:

$$(\delta E_\gamma)_{\min} \approx [2p(1-p)]/\sigma^2 \cdot (\pi l/2\omega) \cdot (\gamma/2)^{1/3} k_b T \approx 7 \cdot 10^{-30} \text{ Дж/Гц}$$

$$\text{при } l \approx \pi, [2p(1-p)/\delta^2]_{\text{opt}} \approx 0,7, \omega \approx 2\pi \cdot 30 \text{ МГц} \approx 1,88 \cdot 10^8 \text{ Гц} \quad /6/$$

Вклад шумов согласующего контура при использовании азотного предусилителя, как в работе /12/ ( $T \approx T_T$ ), легко может быть сделан пренебрежимо малым:

$$\begin{aligned} (\delta E_\gamma)_T / (\delta E_\gamma)_{\min} &\approx [1/8 \pi k^2 Q p(1-p)] \cdot (T_T/T) \cdot (L_F/L) \approx \\ &\approx (1/2 \pi) \cdot (L/L_F) \ll 1, \end{aligned} \quad /7/$$

поскольку  $k^2 Q \approx 1$ ,  $T_T/T \approx 1$ ,  $p(1-p) \approx 0,25$ . Более того, при  $T_T > T$  он еще может быть незначительным. Поэтому при работе без азотного предусилителя достаточно использовать короткие коаксиальные кабели с небольшой собственной емкостью. Практически дело упрощается тем, что азотные криостаты могут быть сделаны в 2-3 раза короче гелиевых.

Хорошо известно /15/, что из-за сравнительно малых коэффициентов преобразования в ВЧ-сквидах большую роль играют шумы предусилителя. Действительно, поскольку значения спектральной плотности шума хороших полевых транзисторов  $S_V$  лежат в области  $10^{-18}$  В<sup>2</sup>/Гц, для реализации чувствительности на уровне  $10^{-29}$  Дж/Гц при  $L = 3 \cdot 10^{-11}$  Гн необходимо иметь

$$(\delta \epsilon_{\text{впр}})_{\min} = S_V / 2LH^2 = k^2 / \omega^2 \cdot S_V / 2L_T < 10^{-29} \text{ Дж/Гц}, \quad /8/$$

что приводит к требованиям на коэффициент преобразования

$$H = \omega/k \cdot (L_T/L)^{1/2} > 4 \cdot 10^{10} \text{ В/Вб}. \quad /9/$$

Условия /7/-/9/ для ВЧ-сквида при  $T = 77$  К выполняются. В частности, в наших экспериментах:  $\omega \approx 1,8 \cdot 10^8$  Гц;  $k \approx 0,10 \div 0,15$ ;  $L_T \approx /4 - 5/ \cdot 10^{-7}$  Гн и  $L \approx /2 - 3/ \cdot 10^{-10}$  Гн, так что  $H \approx 5 \cdot 10^{10}$  В/Вб. В измерениях с охлаждаемым предусилителем ( $T_T \approx T$ ):

$$(\delta E_{\gamma})_T \approx 0,3 (\delta E)_{\min}.$$

Выражение /6/ при  $L \approx 2L_F$  становится неприменимым, так как оно получено в пределе  $L \ll L_F$ . Поэтому значение  $\delta E_{\gamma} \approx 7 \cdot 10^{-30}$  Дж/Гц для  $L \approx 3 \cdot 10^{-11}$  Гн можно рассматривать как нижний предел при работе ВЧ-сквидов с указанными характеристиками при азотной температуре. Далее, поскольку из /6/  $(\delta E_{\gamma})_{\min} \approx LI_c T^{2/3} \omega^{4/3} - 1$  можно предположить, что для индуктивности сквида  $L \approx 2 \cdot 10^{10}$  Гн собственный шум интерферометра будет

$$(\delta E_{\gamma}) > (\pi L/L_F)(\delta E_{\gamma})_{\min} \approx 2\pi \cdot 7 \cdot 10^{-30} \text{ Дж/Гц.} \quad /10/$$

Вклады усилителя и согласующего контура при этом становятся несущественными.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Из оценок, сделанных в предыдущем параграфе, следует, что в ВЧ-сквидах с азотным уровнем охлаждения при  $L > L_F$  чувствительность полностью определяется шумами интерферометра. Напомним, что для большинства "гелиевых" ВЧ-сквидов ситуация обратная, т.е. их чувствительность в области белого шума лимитируется шумами транзистора даже при использовании охлаждаемых преобразователей, дающих возможность увеличить коэффициент преобразования.

Исследуемые интерферометры /рис.1/ помещались в герметическую трубку диаметром 40 мм, наполненную газообразным гелием. Такая конструкция позволяла при отоплении сквида избежать конденсации паров и изолировала интерферометр от жидкого азота, кипение которого создает дополнительный шум. Азотный металлический криостат экранировался с помощью трехслойного пермаллового экрана и толстостенного /30 мм/ алюминиевого экрана. Коэффициент экранирования постоянного поля 60 дБ.

Резонансный контур состоял из двух катушек, изготовленных из медного провода. Часть катушки резонансного контура, помещаемая внутрь интерферометра с индуктивностью  $L_{T1} \approx 10^{-7}$  Гн, изготавливалась из медного провода диаметром 0,1 мм. Внешняя часть катушки  $/L_{T2} \approx 3 \cdot 10^{-7}$  Гн/ наматывалась проводом диаметром  $0,25 \pm 0,05$  мм. Это позволило получать достаточно высокие значения добротности контура  $Q \approx 60$  даже с учетом влияния потерь в интерферометре.

На рис.2 показана типичная амплитудно-частотная характеристика ВЧ-сквида при азотной температуре. Для некоторых интер-

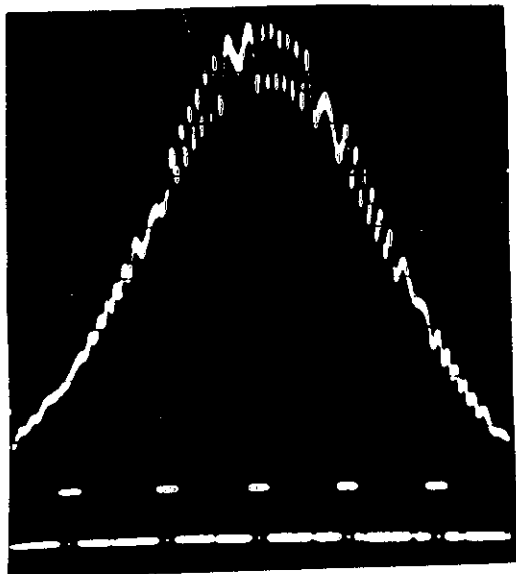


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика радиочастотного сквида с низкоиндуктивным джозефсоновским контактом при температуре жидкого азота. Диаметр отверстий 0,8 мм.

ферометров удается наблюдать инверсию максимального отклика сквида относительно знака расстройки, отсутствие отклика на резонансной частоте  $\omega/2\pi$ . Это означает, что эффекты неадиабатичности достаточно велики  $\omega L/R > 1$ , и нормальные сопротивления таких контактов  $R$  чрезвычайно малы  $\omega L = 4 \cdot 10^{-2}$  Ом. Дополнительные исследования

показывают, что для большинства контактов, полученных описанным способом, значения нормальных сопротивлений лежат в области  $0,1 \div 1$  Ом при критическом токе  $I_c = 10^{-4} \div 10^{-5}$  А. Поэтому в "хороших" интерферометрах  $R > 1$  Ом;  $I_c \approx 20 \div 30$  мкА/ неадиабатические явления могут быть малы вплоть до частот возбуждения  $\omega/2\pi \approx 1$  ГГц.

Поскольку в наших экспериментах индуктивность интерферометра  $L$  была примерно равна флуктуационной  $L_f$  /или превышала ее/, то даже при  $t \gg 1$

вольтамперные характеристики  $V(I)$  существенно сглажены тепловыми флуктуациями /рис.3/. В связи с этим сигнальные

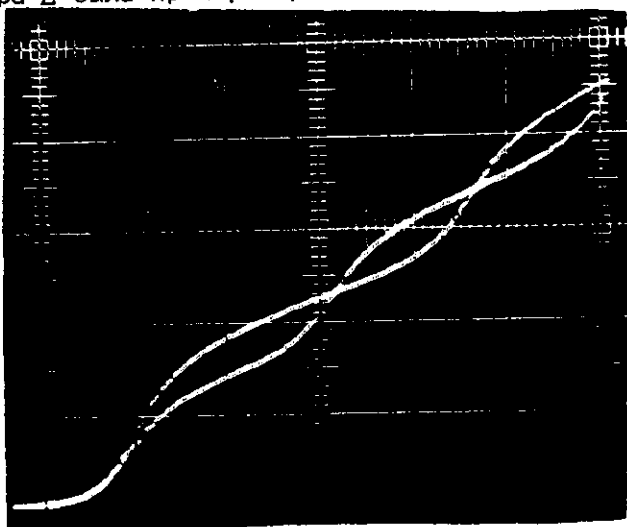


Рис. 3. Вольтамперная характеристика сквида в полосе частот 10 кГц при температуре жидкого азота. Диаметр отверстий 0,8 мм.

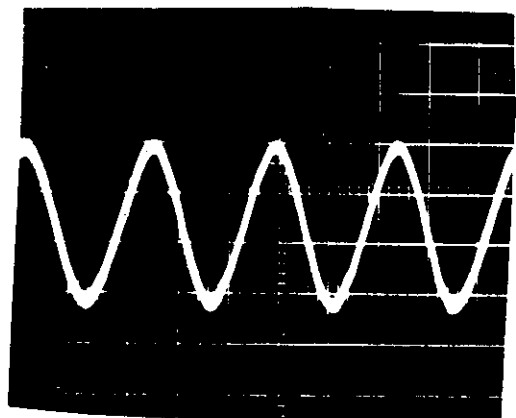


Рис.4. Вольт-эрстедная характеристика сквида при температуре жидкого азота в полосе частот 10 кГц. Диаметр отверстий 1 мм.

характеристики имеют не треугольную, а скорее синусоидальную форму /рис.4/.

Высокие коэффициенты преобразования согласующего контура за счет уменьшения емкости коаксиального кабе-

ля позволили реализовать высокие значения чувствительности в области белого шума для серии интерферометров, выполненных из различных по /плотности критического тока/ керамик  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Геометрическая индуктивность интерферометров рассчитывалась по формуле /22/

$$L = (\mu_0/4\pi)\omega^2 dF,$$

/11/

Измерение произведения  $k^2L$  проводилось по стандартной методике с помощью измерения тока  $I_0$  в катушке  $L_T$ , необходимого для создания в сквиде  $\Phi_0$ , после чего значение  $k^2L$  вычислялось из формулы

$$k^2L = \Phi_0^2/I_0 L_T.$$

Для измерения спектральной плотности шума в сквид вводился синусоидальный поток с амплитудой  $\sim 10^{-2}\Phi_0$  на частоте, большей граничной частоты  $1/f$ -шума, по которому определялся коэффициент преобразования. Спектральная плотность шума и синусоидальный сигнал после усиления одновременно измерялись спектроанализатором типа СК4-72.

Измерение спектральной плотности шума в области низких частот показало /рис.5/, что все исследованные интерферометры имеют необычно высокую по сравнению со стандартными гелиевыми сквидами интенсивность  $1/f$ -шума уже с частот в десятки - сотни герц. Причем частота, начиная с которой интенсивность шума становится функцией частоты, зависит от свойств керамики и уменьшается при увеличении плотности критического тока образца  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при 77 К. В лучших образцах с  $j_c = 10^2$  А/см<sup>2</sup> шум типа  $1/f$  начинается с  $10 \pm 30$  Гц.

В настоящее время предпринимаются попытки создания сквидов из монокристаллических образцов  $j_c = 10^6$  А/см<sup>2</sup>. Однако полу-



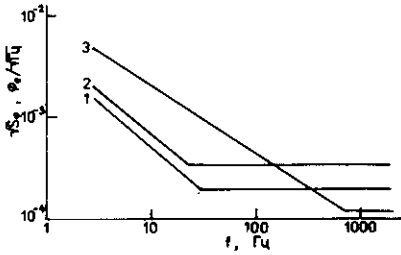


Рис. 5. Спектральные плотности шума в радиочастотных интерферометрах, выполненных из различных образцов поликристаллической керамики. Уменьшение частоты, при которой начинают проявляться шумы типа  $1/f$ , характерно для керамики с повышенным критическим током.

чить джозефсоновские контакты скрайбированием в таких образцах чрезвычайно трудно. Поэтому, возможно, что для указанной методики оптимальными могут оказаться поликристаллические образцы с достаточно высокими  $j_c = 10^3 - 10^4$  А/см<sup>2</sup> плотностями критического тока.

Для интерферометров, изготовленных из керамики с низкими  $j_c = 1-10$  А/см<sup>2</sup>, наблюдается резкая зависимость ВАХ, АЧХ и сигнальных характеристик от магнитного поля, появляются дополнительные периоды на зависимости  $V_T(\Phi_0)$ , возникают многозначности и гистерезисы, увеличивается частота появления  $1/f$ -шума. Такое необычное поведение ВЧ-сквидов легко объяснить, если в качестве модели керамики взять джозефсоновскую перколяционную среду /рис.1/, свойства которой легко изменяются под воздействием слабых электромагнитных /магнитных/ полей. Детальное исследование этих свойств представляется нам чрезвычайно важным и интересным не только с точки зрения динамики квантовых ин-

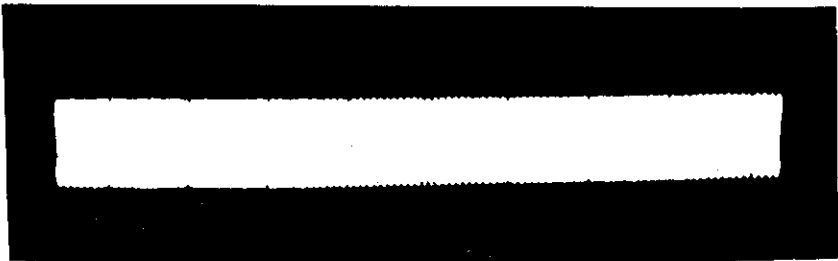


Рис. 6. В ВЧ-сквидах, изготовленных из поликристаллической керамики с высокими значениями критических токов, удается получить однозначные, обратимые вольт-эрстедные характеристики при изменении внешнего магнитного потока в сотни квантов при отсутствии огибающих, связанных с квантованием в паразитных контурах. Вольт-эрстедная характеристика снята при температуре жидкого азота.

терферометров, поскольку оно затрагивает широкий круг устройств /экраны, антенны, контакты, провода и т.д./, необходимых азотной электронике в целом.

Поскольку в настоящей работе детальных исследований джозефсоновских перколяционных свойств керамик не проводилось, то мы можем только утверждать, что наиболее качественные сквиды получаются из образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , имеющих большие плотности критического тока. Кроме этого параметра в качестве теста при отборе образцов использовались требования: а/ отсутствия "паразитных" контуров квантования, так называемого "bulk SQUID" и б/ узости ширины перехода в сверхпроводящее состояние.

В сквидах, изготовленных из таких материалов, удается получить однозначные, обратимые сигнальные характеристики даже при изменении внешнего магнитного потока в сотни квантов /рис.6/. Как правило, на таких зависимостях отсутствует и огибающая, связанная с квантованием в "паразитных" контурах. Эти свойства чрезвычайно важны при использовании режима счета квантов. Для сквида, показанного на рис.6, крутизна преобразования, глубина модуляции и период по току при  $\Phi_e = \Phi_0$  и  $\Phi_e = \pm 120\Phi_0$  совпадают с точностью до 10%, которая определяется экспериментальной погрешностью.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

На основе поликристаллической керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , имеющей достаточно высокие ( $j_c(77\text{ K}) \approx 10^2 \text{ A/cm}^2$ ) плотности тока, с использованием в качестве слабой связи границы между кристаллитами удастся создать высокочувствительные  $\delta E \approx 10^{-28}$  Дж/Гц/ ВЧ-сквиды. Практически для таких сквидов с индуктивностью контура квантования  $L \approx L_F$  это предельные значения чувствительности, и для дальнейшего снижения  $\delta E$  необходимо уменьшение индуктивности или /и/ повышение частоты возбуждения, т.е. создание СВЧ-сквидов азотного уровня охлаждения.

Сложность технологических задач при изготовлении интерферометров с  $L = L_F/\pi$  и простота создания СВЧ-усилителей при азотных температурах делают второй путь предпочтительней, по крайней мере, в ближайшее время. Однако зарегистрированные в настоящей работе неадиабатические явления /инверсия максимального отклика относительно знака расстройки, отсутствие квантования на резонансной частоте/ указывают на сравнительно низкие сопротивления джозефсоновских контактов, образованных границами зерен. Поэтому для создания высокочувствительных СВЧ-сквидов необходимо решить проблему получения стабильных высокоомных джозефсоновских контактов. Хороших результатов в этом

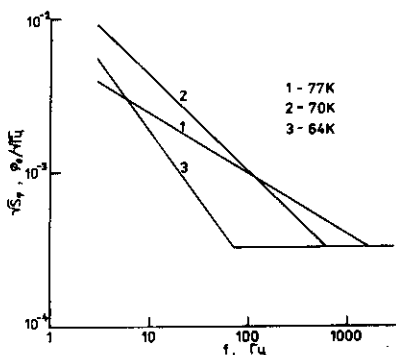


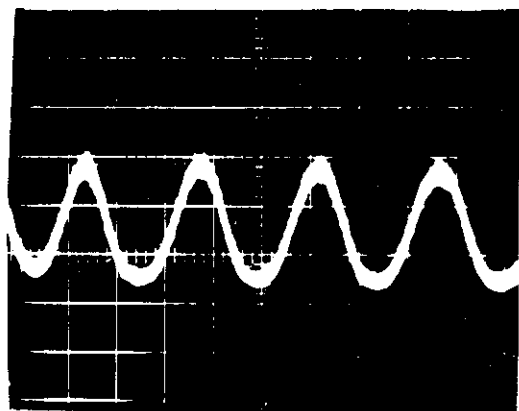
Рис.7. Спектральные плотности шума для одного радиочастотного интерферометра, снятые при различной температуре. Видно, что уменьшение температуры ведет к росту критического тока поликристаллической керамики и соответственно к снижению частоты, при которой начинают проявляться избыточные флуктуации типа  $1/f$ .

направлении можно добиться, используя импульсное формирование границы между кристаллитами в жидком азоте<sup>/23/</sup>.

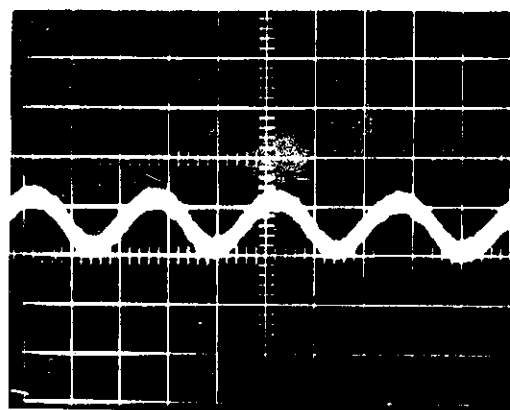
Проблема  $1/f$ -шума в ВТСП ВЧ-сквидах в настоящее время интенсивно исследуется<sup>/24/</sup>. Первые измерения  $1/f^\alpha$ -шума в одноконтатных интерферометрах /рис.7/ показывают, что его граничная частота и показатель степени  $\alpha$  сильно зависят от температуры. Это позволяет предположить, что в основе генерации  $1/f^\alpha$ -шума лежит тепловой механизм распада метастабильных состояний в интерферометре. Зависимость критического тока  $I_c(T)$  объясняет резкое изменение шума  $1/f$  с температурой. Такой механизм должен приводить к флуктуациям и в других системах с джозефсоновскими контактами, например в ПТ-сквидах, стандартах Вольта, смесителях и т.д. Поэтому изучение  $1/f$ -шума является общим вопросом для сверхпроводниковой азотной электроники. Однако уже из наших первых измерений /рис.5 и 6/ следует, что для уменьшения шума типа  $1/f$  необходимо отбирать образцы керамики с максимальными значениями плотности критического тока.

На некоторых интерферометрах не удастся наблюдать квантовой интерференции на гармониках тока, циркулирующего в основном контуре квантования. Причинами такого поведения могут быть неадиабатические явления, так как с ростом  $q = \omega L/R$  траектория движения частицы в координатах  $\Phi(\Phi_e)$  сглаживается, и возникает резкая зависимость плотности критического тока интерферометра от ВЧ-мощности, т.е. разрушение контура квантования при больших уровнях накачки. Однако последние исследования показали, что сквиды, изготовленные из керамики с большим критическим током, работоспособны во всех известных режимах. На рис.8 представлены вольт-эрстедтные характеристики для сквида, работающего:

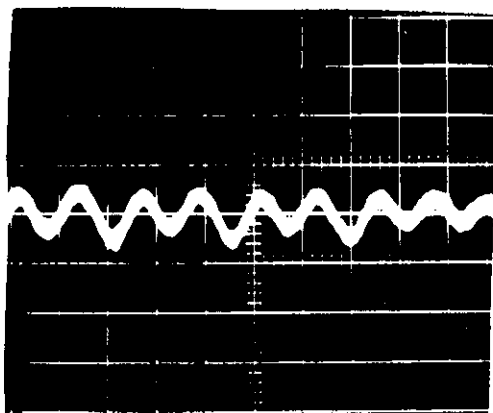
- а/ в режиме с отдельной накачкой /накачка подается через специальную индуктивность во второе отверстие/;
- б/ в режиме съема сигнала на второй гармонике /накачка подается непосредственно в колебательный контур/;



а/



б/



в/

Рис.8. Вольт-эрстедные характеристики для сквида с контуром квантования 1 мм, работающего: а/ в режиме с отдельной накачкой /ВЧ-смещение подается через специальную индуктивность во второе отверстие/; б/ в режиме съема сигнала на второй гармонике /ВЧ-смещение подается непосредственно в колебательный контур/; в/ в режиме съема сигнала на второй гармонике с отдельной накачкой.

в/ в режиме съема сигнала на второй гармонике с отдельной накачкой.

Еще одной важной для ВТСП-сквидов проблемой является старение, т.е. зависимость их параметров от термоциклирования. Так, если не применять специальных мер защиты, то после отогревания интерферометров на воздухе, квантование в основном контуре исчезает. По-видимому, при этом разрушается область слабой связи. Дополнительные исследования показали, что этот процесс связан с образованием гидратов бария и разрушением фазы /123/. Отжиг, оптимизированный для фазы /123/, не восстанавливает сверхпроводимости. Поэтому в наших экспериментах отогревание интерферометра для замены резонансного контура, изменения его индуктивности и т.д. проводилось толь-

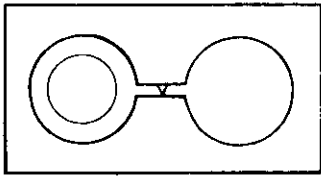


Рис.9. Схематичное изображение сквида с уменьшенной площадью одного из контуров квантования при помощи сверхпроводящего цилиндра.



ко в инертной /гелиевой/атмосфере. В этом случае изменений  $\ell$  при многократном циклировании не отмечено.

Уменьшение индуктивности интерферометра, отмеченное выше, необходимо для выполнения в азотных сквидах важного неравенства /5/ и проведения исследований в пределе "малых" флуктуаций. Конструктивно это достигалось уменьшением площади одной из петель двухдырочного сквида с помощью сверхпроводящего цилиндра /рис.9/. Сквид при этом автоматически превращается в магнитометр с площадью приемной петли, примерно равной площади второго отверстия. Это частично решает /хотя бы временно/ проблему создания антенных устройств для магнитометров, хотя, естественно, уменьшает коэффициент связи по магнитному потоку. Тем не менее одновременное увеличение крутизны преобразования и снижение собственного шума интерферометра позволяет использовать такую конструкцию для создания магнитометров с чувствительностью  $\approx 10^{-13}$  Т/Гц<sup>1/2</sup>.

Минимальные значения индуктивности, которые мы реализовали в указанной конфигурации, имеют значения  $\approx 3 \cdot 10^{-11}$  Гн. Однако основной проблемой для использования остается  $1/f$ -шум, который в конструкции, показанной на рис.9, практически не уменьшался по сравнению с симметричным интерферометром. Более того, если керамика, использованная для изготовления цилиндра, недостаточно качественная, то и белый шум, и шум типа  $1/f$  в асимметричном случае увеличиваются.

В заключение авторский коллектив считает приятным долгом выразить глубокую признательность С.С.Тихомировой, А.Н.Борзяку, О.Г.Замолодчикову, И.К.Крылову за изготовление различных сортов керамик, из которых удалось получить сквиды с приведенными параметрами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bendorz J.G., Müller K.A. - Z.Phys., 1986, В 64, p.189.
2. Clarke J. - In: Advances in Superconductivity, Eds. B.Deaver and J.Ruvalds, Plenum, N-Y., 1983, p.13.
3. Ketchen M.V. et al. - Appl.Phys. Lett., 1982, v.40, p.736.

4. Van Harlingen D.J. et al. - Appl.Phys., 1982, v.41, p.197.
5. Kotch R.H. et al. - IEEE Trans.Magn., 1983, v.MAG-19, p.449.
6. Senes 200 digital SQUID system, CTF Systems, Inc., Port Coquitlan, Canada.
7. Одегнал М. - ФНТ, 1985, № 11, с.5.
8. Шнырков В.И. - Зарубежная радиоэлектроника, 1983, № 6, с.16.
- 9.
10. Harrop S. et al. - Physika C, 1988, v.153-155, p.1676.
11. Bobrakov V.F. et al. - In: JINR Rapid Communications, v.4(30)-88, Dubna: JINR, p.101.
12. Шнырков В.И. и др. - ФНТ, 1988, т.14, с.770.
13. Zimmerman J.E. et al. - Appl.Phys.Lett., 1987, v.51, p.617.
14. Лихарев К.К. и др. - Новые возможности для сверхпроводниковой электроники. М.: Изд. МГУ, 1988, с.60.
15. Лихарев К.К., Ульрих Б.Т. - Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Изд. МГУ, 1978.
16. Wu M.K. et al. - Phys. Rev., Lett., 1987, v.58, p.908.
17. Meszaros S. et al. - Physika C., 1988, v.153-155, p.1529.
18. Шабло С. и др. - ФНТ, 1987, т.13, № 7, с.43.
19. Tsai J.S. et al. - Japan J. Appl. Phys., 1987, v.26, p.701.
20. Веркин Б.И., Дмитриенко И.М. и др. - ФНТ, 1988, т.14, № 1, с.34.
21. Шнырков В.И. и др. - ЖТФ, 1983, т.59, с.1809.
22. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. - Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат, 1986, с.247.
23. Тавхелидзе А.Н. - Препринт ОИЯИ, Р-13-84-436, Дубна, 1984.
24. Глянецев В.Н. и др. - В сб.: 1-е Всесоюзное совещание по ВТСП. Харьков: Изд.ФТИНТ АН УССР, 1988, с.2.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 января 1989 года.