

01; 05.4; 12

© 1992

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ЭФФЕКТА
ПРИ ПОСТРОЕНИИ БОЛОМЕТРОВ
НА СВЕРХПРОВОДНИКАХ В НЕРЕЗИСТИВНОМ СОСТОЯНИИ

Н.В. Ф о м и н, Д.В. Ш а н ц е в

В настоящее время широко обсуждается идея создания широкодиапазонных тепловых приемников излучения на ВТСП. Основой использования сверхпроводников в качестве чувствительного элемента болометра является резкая зависимость их сопротивления от температуры в области сверхпроводящего перехода, что обеспечивает большую крутизну вольт-ваттной характеристики (ВВХ) прибора. Основными факторами, ограничивающими пороговую чувствительность таких болометров, являются токовые шумы, шумы Джонсона и тепловые флуктуации.

Возможность улучшения обнаружительной способности путем избавления от шумов Джонсона, пропорциональных вещественной части импеданса датчика, подталкивает к идее создания болометра на сверхпроводнике, находящемся в нерезистивном состоянии. Обоснование этой идеи и попытки реализовать ее на практике были предприняты, в частности, by McDonald [1]. В его работах предлагается использовать зависимость от температуры так называемой кинетической индуктивности сверхпроводника L_k . (Существование этой индуктивности обусловлено тем, что при создании в образце тока I , часть энергии переходит в кинетическую энергию носителей тока [2]). Механизм этой зависимости можно представить себе следующим образом: величина кинетической индуктивности обратно пропорциональна концентрации сверхпроводящих электронов, которая изменяется вместе с температурой образца. Естественно, что в отличие от обычных (резистивных) болометров, которые работают на постоянном токе смещения, при создании такого прибора необходим уже генератор переменного тока.

Заранее очевидно, что от болометров на сверхпроводниках в нерезистивном состоянии можно ожидать, с одной стороны, значительного уменьшения шумов, так как практически исчезает шум Джонсона (Найквиста), затем, на достаточно высокой частоте отсекаются избыточные низкочастотные шумы $\sim 1/\omega$, и, кроме того, исчезают дополнительные шумы, вызванные нестабильностью переходного состояния сверхпроводника (вихревые шумы и т. п.), но с другой стороны, приходится смириться с уменьшением крутизны ВВХ по сравнению с резистивными болометрами при тех же токах смещения, что объясняется недостаточно резкой зависимостью $I_k(T)$.

Первые экспериментальные результаты, полученные by McDonald [1], подтверждают эти предположения: при $T=6.6$ К значение порогового потока $P_{\text{пор}} = 44 \cdot 10^{-12}$ Вт \cdot Гц $^{-1/2}$, а вольт / ваттная чувствительность $S = 1.9 \cdot 10^6$ В/Вт.

В этой статье нам хотелось бы продолжить теоретические изыскания в данном направлении. Тот факт, что сверхпроводник обладает очень высокой добротностью (его сопротивление фактически равно 0), наталкивает на мысль использовать при измерении резонансную систему. Острые резонансные характеристики могли бы компенсировать недостаточную ВВЧ нашего прибора.

Далее заметим, что поскольку импеданс в сверхпроводящем состоянии $Z \approx i\omega L_k$, и, следовательно, напряжение на образце пропорционально ω , то естественным выглядит стремление повышать частоту ω , сколь это возможно. Похоже, что нет серьезных препятствий для создания прибора, работающего в диапазоне СВЧ. Большие сложности могут, однако, возникнуть со стабилизацией генератора СВЧ колебаний. Поэтому было бы желательно в принципе отказаться от генератора в измерительной схеме.

В свете вышесказанного обсудим модель болометра, работа которого основана на измерении биений в связанных осцилляторах. Рассмотрим две одинаковые резонансные системы, соединенные между собой слабой связью. Пусть в исходном состоянии возбуждены колебания только в первом резонаторе, тогда, как известно, будет происходить периодический процесс перекачки энергии от одной системы к другой - биений с частотой $\Omega \approx \omega_{\text{рез}} k_c$ (здесь $\omega_{\text{рез}}$ - резонансная частота, а k_c - безразмерный коэффициент связи между резонансными системами). Мы будем использовать зависимость амплитуды биений во втором резонаторе от его резонансной частоты. Вид этой зависимости описывается Лоренцевской кривой: чем больше рассогласование $|\omega_{\text{рез}1} - \omega_{\text{рез}2}|$, тем слабее биения. Ширина пика $\Delta\omega \approx \omega_{\text{рез}} k_c$.

Теперь, если $\omega_{\text{рез}1}$ (резонансную частоту 1-го резонатора) сделать фиксированной, а $\omega_{\text{рез}2}$ - зависящей от падающего потока тепла, то измеряя амплитуду биений во втором резонаторе, мы получаем информацию о величине потока P , причем крутизна ВВХ $S = dU/dP$ будет в $Q_c = 1/k_c$ раз больше, чем без использования резонансного эффекта.

Конкретная реализация такой модели может быть выполнена на двух тонких полосках из материалов ВТСП. Простейшим примером может служить конструкция, при которой оба полоска располагаются на подложке, выполняющей роль теплоотвода, параллельно друг другу. Пусть длина полосков - l .

Распространение сигналов в таких системах удобно описывать в рамках модели двухпроводной линии. Для таких линий используются телеграфные уравнения [3], в нашем случае принимающие вид:

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} = -L_1 \frac{\partial I_1}{\partial t} + Z_1 I_1; \quad -\frac{\partial I_1}{\partial x} = C_1 \frac{\partial U_1}{\partial t} + C_c \frac{\partial (U_1 - U_2)}{\partial t} \quad (1)$$

и

$$\frac{\partial U_2}{\partial x} = -L_2 \frac{\partial I_2}{\partial t} + Z_2 I_2; \quad -\frac{\partial I_2}{\partial x} = C_2 \frac{\partial U_2}{\partial t} + C_c \frac{\partial (U_2 - U_1)}{\partial t}$$

- для первого и второго полоска соответственно; здесь: x - направление линии, L и C - погонные индуктивность и емкость, порождаемые электромагнитным полем вне проводника, Z - погонный импеданс от поля внутри проводника, который включает интересующую нас кинетическую индуктивность и малое вещественное сопротивление. Член с C_c описывает слабую связь между двумя полосками, причем C_c - взаимная погонная емкость полосков. Соответственно, коэффициент связи определяется отношением $k_c = (C_c / C) \ll 1$.

Параметры полосков следует выбрать равными, тогда будут равными и их собственные частоты. Из уравнений (1) можно получить:

$$\omega_n = [(\pi n / l)^2 / (CL_\Sigma) - R^2 / (4L_\Sigma)]^{1/2} \approx (\pi n / l) / (CL_\Sigma), \quad (2)$$

где $n \in Z$, а $L_\Sigma = L + L_k$ (Т). При длине полосков $l \sim 1$ см, получим $\omega \sim 10^{10}$ с⁻¹.

Надо заметить, что поскольку L от температуры не зависит, а нас интересует возможно более сильная зависимость ω_n от T , то выгодно, чтобы кинетическая индуктивность была доминирующей по сравнению с „геометрической“ индуктивностью. Используя соотношения $L_k = (4\pi \delta_L^2 / S_* c^2)$ [2] и $LC = \epsilon / c^2$, где S_* - эффективное сечение сверхпроводника, по которому течет ток, ϵ - диэлектрическая проницаемость, c - скорость света, δ_L - Лондоновская глубина проникновения (для ВТСП $\delta_L \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ см), получим необходимое условие $S_* < \frac{4\pi c \delta_L^2}{\epsilon}$, откуда видно, что либо полоски должны быть достаточно тонкими (тогда S_* мало), либо они должны находиться достаточно близко друг от друга (тогда увеличивается значение C).

Работа прибора строится следующим образом. Излучение падает только на полосок (2). Полосок (1) ударно возбуждается напряжением U_0 , вследствие чего в нем появляются колебания на собственных частотах. Под действием падающего потока у полоска (2) изменяется температура, а значит, и резонансные частоты смещаются на некоторую величину относительно резонансных частот полоска (1). Чем больше это рассогласование, тем слабее возбуждается полосок (2), и по напряжению, снятому с него, можно судить о величине потока P . Через некоторое время T напряжение с обоих полосков „сбрасывается“, и прибор приходит в начальное состояние.

Теперь обсудим различные характеристики такого болометра. Во-первых, оценим его ВВЧ:

$$S = \frac{\partial U}{\partial P} = \frac{\partial U}{\partial \omega_{rez}} \frac{\partial \omega_{rez}}{\partial L_k} \frac{\partial L_k}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial P}.$$

Для этого используем формулу [2]

$$L_k = \frac{4\pi}{c^2 S_*} \delta_L^2(T) = \frac{4\pi}{c^2 S_*} \frac{T_c}{T_c - T} \delta_L^2(0) \quad (3)$$

для T , близких к T_c (T_c - критическая температура сверхпроводящего перехода). Тогда, учитывая (2), получаем:

$$S = \frac{U_0}{\Delta \omega} \frac{\omega_{rez}}{L_k} \frac{L_k}{T_c - T} G = \frac{U_0}{T_c - T} Q_c G. \quad (4)$$

Здесь $G = \partial T / \partial P$ - коэффициент теплопередачи. Отсюда видно, что улучшить ВВЧ можно, увеличивая Q_c , или, приближая рабочую температуру к T_c . Но в любом случае существует предельное значение крутизны S , обусловленное жестким ограничением: $Q_c < Q_R$, где Q_R - диссипативная добротность сверхпроводника:

$$Q_R = \frac{\omega L_k}{Re(\bar{Z})} \approx \frac{R_n}{\omega L_k} = \left(\frac{\delta_n}{\delta_L} \right)^2, \quad (5)$$

где $R_n = l / (s \sigma_n)$, σ_n - удельная проводимость сверхпроводника в нормальном состоянии, δ_n - глубина нормального скин-слоя на частоте ω , а импеданс сверхпроводника $\bar{Z} = (1/R_n + 1/i\omega L_k)^{-1}$. Если коэффициент связи окажется меньше, чем $Re(\bar{Z})/\omega L_k$, то колебания во втором полоске будут затухать быстрее, чем возбуждаться.

С помощью формул (3)-(5) получаем предельную оценку для крутизны:

$$S = \frac{U_0}{T_c} \left(\frac{\delta_n}{\delta_L(0)} \right) G.$$

Используя приближенные значения: $\sigma_n \approx 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $\omega \approx 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и $\delta_n \approx 10^{-4} \text{ см}$, получим, что $(\delta_n / \delta_L(0))^2 \approx 10^4$. Для сравнения: у аналогичных резистивных болометров, работающих на сверхпроводящем переходе, $S = (U/T_0) \cdot G$, где T_0 - ширина сверхпроводящего перехода.

Быстродействие прибора, которое у стандартных болометров определялось, фактически, только скоростью теплопередачи, здесь имеет еще одно ограничение, связанное с тем, что колебания во втором резонаторе возбуждаются за некоторое конечное время $\tau \approx 1/\Omega \approx 1/(\omega_{rez} k_c)$. Таким образом, при выборе оптимальной величины связи надо исходить из двух соображений: рост k_c ведет

к уменьшению постоянной времени прибора, а уменьшение k_c - к увеличению крутизны ВВХ. Характерное значение постоянной времени (при $\omega \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $k_c \approx 10^{-3}$) $\tau \approx 10^{-7} \text{ с}$.

И, наконец, рассмотрим шумовые характеристики болометра, определяющие его обнаружительную способность. Шумы Найквиста в диапазоне $\Delta\omega$:

$$\bar{U}_N^2 = 4T(\operatorname{Re}(Z)) \Delta\omega = 4T \Delta\omega \frac{(\omega L_R)^2}{(l/\sigma_n S_*)} \quad (6)$$

- гораздо меньше, чем шумы Найквиста на сопротивлении R у обычных болометров. Выражение для тепловых шумов, связанных с термодинамическими флуктуациями величин, можно получить, используя известную формулу $\Delta T^2 = T^2/C_V$ [4] и (6):

$$\bar{U}_T^2 = \left(\frac{U_0}{T_c - T} \right) Q_c^2 \frac{T^2}{S_* l c_V}, \quad (7)$$

где C_V - полная, а c_V - удельная теплоемкость сверхпроводника. Заметим, что при увеличении напряжения ударного возбуждения U_0 , отношение сигнал/шум увеличивается для шумов Найквиста, но остается неизменным для термодинамических шумов. Значит, существует критическое значение напряжения U_{0c} , при котором эти два вида шумов сравниваются, и дальнейшее увеличение U_0 становится бессмысленным. Из (6), (7) и (3) получаем:

$$U_{0c} = \frac{8\pi\omega}{c^2 Q_c} \delta_L^2(0) T_c \left(\frac{\Delta\omega b_n c_V}{T} \right).$$

При реальных значениях параметров $U_{0c} \approx 10^{-5} \text{ В}$, т. е. тепловые шумы в таких болометрах, видимо, имеют решающее значение.

З а к л ю ч е н и е. В данной статье обсуждались некоторые аспекты создания тепловых приемников излучения, использующих температурную зависимость кинетической индуктивности сверхпроводника, находящегося в нерезистивном состоянии. Была предложена идея построения прибора, в котором измеряется амплитуда биений в связанных резонаторах, резко зависящая от величины рас-согласования. Использование резонансного эффекта приводит к повышению ВВЧ таких болометров, а отсутствие шумов Найквиста на вещественном сопротивлении улучшает их обнаружительную способность по сравнению с обычными резистивными болометрами, работающими на сверхпроводящем переходе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М с D о н а l d D.G. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50.(12). P. 775.
- [2] Ш м и д т В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982.
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и в ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [4] Л а н д а у Л.Д., Л и в ш и ц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1978.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
23 июня 1992 г.