Письма в ЖТФ, том 20, вып. 2 26 января 1994 г.

05.4;12

ИЗБЫТОЧНЫЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ШУМ В БОЛОМЕТРАХ НА ВТСП ПЛЕНКАХ С НЕОДНОРОДНО УШИРЕННЫМ ПЕРЕХОДОМ

Н.Ф.Фомин, Д.В.Шанцев

I

С момента появления первых статей, предлагающих использовать для создания болометров пленки из ВТСП материалов [1,2], эта тема широко обсуждается в печати. Основой использования сверхпроводников в качестве чувствительного элемента болометра является резкая зависимость их сопротивления от температуры в области сверхпроводящего перехода. Пороговую чувствительность таких болометров ограничивают всевозможные виды шумов, из которых следует особо выделить термодинамический шум (далее — ТДШ). Этот вид шума является следствием термодинамических флуктуаций температуры, которые присущи любой статистичсекой системе, и поэтому принципиально не может быть устранен. Таким образом, если удастся избежать всех избыточных шумов, то предельные характеристики такого болометра будут определяться именно фундаментальным ТДШ.

В данной статье мы хотели бы обратить внимание на то, что существуют условия, при которых стандартные методы оценки ТДШ нуждаются в корректировке. Эти условия — сильная неоднородность и одновременно незначительная толщина сверхпроводящей пленки, используемой в болометре. Актуальность такого подхода обусловлена тем, что существующие на данный момент технологии изготовления ВТСП пленок часто не могут обеспечить хорошую однородность материала. Ниже будет рассмотрена простая модель, по которой можно приближенно определить величину ТДШ сопротивления в неоднородном сверхпроводнике.

Общепринятый путь для оценки ТДШ заключается в следующем. В предположении об однородности образца его полное сопротивление R считается однозначной функцией средней по образцу температуры $\langle T \rangle$. Это утверждение справедливо в первом порядке при малых вариациях температуры по объему материала. Изменение, таким образом, средней температуры образца на δT вызовет изменение полного сопротивления $\delta R = (\partial R/\partial T)\delta T$, где $\partial R/\partial T$ — крутизна характеристики $R(T)$ болометра в его рабочей точке. Соответственно

$$\overline{(\delta R)^2} = \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)^2 \overline{(\delta T)^2}. \tag{1}$$

Величина $\overline{(\delta T)^2}$, обусловленная ТДШ, дается классической формулой для статистических флуктуаций температуры любого тела объемом V и удельной теплоемкостью c [3]:

$$\overline{(\delta T)^2} = \frac{kT^2}{cV}, \tag{2}$$

где T — температура тела, k — постоянная Больцмана. Для спектральных плотностей формулу (1) следует переписать:

$$\overline{(\delta R)^2_\omega} = \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)^2 \overline{(\delta T)^2_\omega} \ . \tag{3}$$

Собственно шумовое напряжение U^2_ω, обусловленное ТДШ, всегда пропорционально шумам сопротивления, и потому нам будет достаточно вычислять только величину $\overline{(\delta R)^2_\omega}$.

Спектральные характеристики флуктуаций δT средней температуры образца определяются процессами ухода тепла из сверхпроводящей пленки в подложку, которая играет роль термостата. Обозначим время ухода тепла через τ. Эта величина определяет прохождение через прибор как шума, так и сигнала и обычно называется постоянной времени болометра. Чем меньше будет τ, тем более быстродействующим, но менее чувствительным будет болометр. Из уравнения теплопроводности сразу следует, что спектральная плотность флуктуаций температуры на частоте ω

$$\overline{(\delta T)^2_\omega} = \frac{\tau}{1+(\omega\tau)^2}\overline{(\delta T)^2}, \tag{4}$$

что вместе с (2) и (3) дает оценку величины ТДШ, которую практически во всех случаях можно считать удовлетворительной. Заметим также, что для большинства болометров используемые частоты ω как правило значительно меньше $1/\tau$, и потому формулу (4) можно переписать в более простом виде:

$$\overline{(\delta T)^2_\omega} = \overline{\tau(\delta T)^2}. \tag{5}$$

В итоге

$$\overline{(\delta R)^2_\omega} = \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)^2 \overline{(\delta T)^2}\tau. \tag{6}$$

Посмотрим теперь, какие нам следует внести изменения в подобную процедуру вычисления ТДШ для случая неоднородного материала. Под неоднородным мы понимаем образец, различные части которого имеют разные критические температуры T_c (т.е. $T_c = T_c(r)$).

Принципиальным моментом здесь является тот факт, что полное сопротивление сверхпроводника R уже не есть однозначная функция его средней температуры $\langle T \rangle$. Теперь оно будет меняться не только при изменении $\langle T \rangle$, но и при перераспределении температуры между отдельными участками, имеющими разную T_c, в то время как $\langle T \rangle = \text{const}$.

Проиллюстрируем это на простейшем примере. Представим себе, что две рядом расположенные области сверхпроводника имеют разные критические температуры: $T_{c1} \neq \neq T_{c2}$. Пусть при некоторой температуре T область *1* находится в середине своего сверхпроводящего перехода, а область *2* — уже в сверхпроводящем состоянии (т.е. $T \approx \approx T_{c1} < T_{c2}$). Тогда, если разность $T_{c1} - T_{c2}$ достаточно велика, то обмен теплом между этими двумя областями будет приводить лишь к изменению сопротивления области *1*, в то время как сопротивление области *2* будет оставаться постоянным и равным нулю. Отсюда видно: полное сопротивление может меняться и при постоянной $\langle T \rangle$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что в неоднородных материалах, кроме обычного ТДШ, связанного с флуктуациями средней температуры образца $\langle T \rangle$, присутствует еще и избыточный ТДШ, связанный с перераспределением температуры внутри сверхпроводника при $\langle T \rangle = \text{const}$. Естественно, нас будут интересовать только те случаи, когда избыточный шум больше обычного ТДШ, т.е.

$$\overline{(\delta R)^2_{\text{exp}}} > \overline{(\delta R)^2_0}, \tag{7}$$

ибо только тогда необходимо будет корректирвоать стандартную формулу (6).

Сразу заметим, что существует два основных фактора: по одному за и против избыточного шума. С одной стороны, избыточный шум — шум внутреннего теплообмена и связан с меньшими объемами, а следовательно (см. формулу (2)), с большими флуктуациями температуры. С другой стороны, обмен теплом между малыми областями в сверхпроводнике происходит за очень малые промежутки времени τ_*. Поэтому шум внутреннего теплообмена, будучи очень высокочастотным, сильно усредняется на реальных частотах (КГц), в отличие от шума внешнего теплообмена, характерные времена которого — времена ухода тепла из всего образца —

$\tau \gg \tau_*$. Мы однако надеемся, что роль этого фактора будет не так заметна в сверхпроводящих пленках малой толщины d. И в самом деле, при достаточно малой d каждая однородная по T_c область будет напрямую обмениваться теплом с подложкой, и это будет происходить за время $\tau_* \approx \tau$.

III

Для оценки величины избыточного шума используем следующую модель. Рассмотрим тонкую сверхпроводящую пленку толщиной d, состоящую из $N \gg 1$ отдельных областей (зерен) размером r_c. Будем считать, что критическая температура в пределах одного зерна постоянна (обозначим ее T_{ci} для зерна номер i), а все величины T_{ci}, $i = 1 \ldots N$ случайно распределены около некой $\langle T_c \rangle$ равномерно в полосе шириной ΔT. Мы предполагаем, что величина неоднородного уширения $\Delta T \gg \Delta T_0$, где ΔT_0 — ширина сверхпроводящего перехода для однородного образца.

Рассмотрим одну однородную по T_c область размером r_c. Зависимость ее сопротивления от температуры имеет обычный для сверхпроводника вид с шириной перехода, равной ΔT_0. В то же время ширина перехода всего образца — $\Delta T \gg \Delta T_0$. Для любой температуры T из этого интервала ΔT часть зерен находится уже в сверхпроводящем состоянии, часть — в нормальном, и лишь малая доля зерен попадает как раз в область своего сверхпроводящего перехода шириной ΔT_0. Именно эти зерна и дают болометрический эффект, так как только их сопротивление чувствительно к малым вариациям температуры, и именно они же и участвуют в образовании ТДШ.

Легко видеть, что такие "шумящие" зерна должны удовлетворять условию $T \in [T_{ci}, T_{ci} + \Delta T_0]$ и, следовательно, их доля в общем количестве равна $\Delta T_0/\Delta T \ll 1$. Все остальные зерна не могут участвовать в образовании ТДШ. Действительно, термодинамические флуктуации температуры одного конкретного зерна обязаны быть много меньше ΔT_0, так как ΔT_0 есть однородное уширение сверхпроводящего перехода и определяется, как минимум, термодинамическими флуктуациями температуры области размера $\xi \ll r_c$. Поэтому флуктуации температуры никак не сказываются на сопротивлении всего этого "мертвого", т.е. нешумящего объема сверхпроводника. Таким образом, полное сопротивление образца R определяется исключительно флуктуациями температуры "шумящих" зерен, которые занимают объем V_*

$$V_* = \frac{\Delta T_0}{\Delta T} V, \tag{8}$$

где V — объем всей пленки. Учитывая то, что флуктуации малы, а полное количество зерен очень велико, можно в первом приближении записать

$$\overline{(\delta R)^2_{\text{exc}}} = \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)^2 \overline{(\delta T_*)^2}, \tag{9}$$

где T_* — средняя температура по эффективной подсистеме объема V_* и, следовательно,

$$\overline{(\delta T_*)^2} = \frac{kT^2}{cV_*}. \tag{10}$$

Сравним теперь (9), (10) с (1) и (2). Легко видеть, что все наши рассуждения фактически свелись к необходимости замены в формулах для вычисления ТДШ полного объема пленки V на эффективный объем V_*, который определяется по формуле (8).

Теперь определим время τ_*, которое должно заменить τ. Из нашего предположения о том, что $\Delta T_0 \ll \Delta T$, т.е. $V_* \ll V$ следует, что каждое "шумящее" зерно окружено со всех сторон "мертвыми" областями, которые игают роль термостата. Флуктуации в различных областях V_* можно считать, таким образом, независимыми и время ухода тепла из всего объема V_* есть время ухода тепла из одного "шумящего" зерна. Это время зависит от того, насколько велик размер зерна r_c по сравнению с толщиной пленки d. Для случая $r_c \ll d$ можно оценить τ_* как r_c^2/D, где D — коэффициент диффузии. Если же $r_c \gg d$, то $\tau_* = \tau$ — время ухода тепла в подложку. Для наглядности будем полагать $\tau = d^2/D$. Тогда для функции $\tau_*(r_c)$ можно использовать интерполяционную формулу

$$\tau_* = \tau \frac{r_c^2}{r_c^2 + d^2}. \tag{11}$$

Производя в формуле (6) необходимые замены для избыточного шума, получим

$$\overline{(\delta R)^2_{\text{exc}}}^{(\omega)} = \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)^2 \overline{(\delta T_*)^2}\tau_* = \left(\frac{\partial R}{\partial T}\right)^2 \overline{(\partial T_v)^2}\tau \frac{\Delta T}{\Delta T_0}\frac{r_c^2}{r_c^2 + d^2} \tag{12}$$

или

$$\beta = \frac{\overline{(\delta R)^2_{\text{exc}}}^{(\omega)}}{\overline{(\delta R)^2_0}^{(\omega)}} = \frac{\Delta T}{\Delta T_0}\frac{1}{1 + (d/r_c)^2}. \tag{13}$$

Эта формула дает величину избыточного ТДШ сопротивления для болометра на неоднородной тонкой сверхпроводящей пленке в рамках рассматриваемой модели.

Подведем итоги. Можно утверждать, что если в качестве чувствительного элемента сверхпроводящего болометра используется сильно неоднородная и достаточно тонкая пленка, то наряду с классическим ТДШ, связанным с теплообменом пленки со внешней средой (подложкой), существует еще и избыточный ТДШ, связанный с теплообменом внутри самой пленки. Для количественной оценки была использована простейшая модель, результатом которой являются формулы (12) и (13). Если избыточный ТДШ оказывается больше обычного (коэффициент β в формуле (13) больше единицы), то стандартная формула для оценки ТДШ (формула (6)) неприменима и ее следует заменить на другую, в качестве которой можно использовать формулу (12). Заметим также, что увеличение шума тем больше, чем больше уширение перехода, вызванное неоднородностью материала, и что особенно ярко эффект должен проявляться в тонких пленках с толщиной d меньше или порядка масштаба неоднородности.

Предполагается, что предложенная модель с равномерным распределением критических температур различных зерен может в первом приближении подходить для описания поликристаллических образцов. Также можно надеяться, что сильное расхождение в ряде работ (например, [4]) между определенной на эксперименте величиной ТДШ и его теоретическим значением может быть устранено учетом неоднородности материала.

Работа выполнена в рамках проекта № 91157.

Список литературы

[1] *Алфеев В.Н., Александров А.С., Глухов Н.С.* и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 14. С. 62.
[2] *Гапонов С.В., Калягин М.А., Краюхин М.Б.* и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 12. С. 1836.
[3] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1978.
[4] *Леонов В.Н., Хребтов И.А.* // СФХТ. 1991. № 7. С. 1371.

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

Поступило в Редакцию
4 ноября 1993 г.