

1/f-ШУМ В КРИТИЧЕСКОМ НЕРАВНОВЕСНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

В.П.Коверда, В.Н.Скоков, В.П.Скрипов

Институт теплофизики УрО РАН

620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 7 февраля 1996 г.

После переработки 8 апреля 1996 г.

Экспериментально продемонстрировано возникновение 1/f-шума в системе: сверхпроводящая пленка с транспортным током – кипящий жидкий охладитель. Обнаружена широкая область параметров, в которых наблюдается широкополосный 1/f-шум с большим размахом флуктуаций, который связывается с совпадением характера релаксационных зависимостей $\delta T(t) \sim t^{-1/2}$, существующих в контактирующих подсистемах.

PACS: 05.40.+j, 64.70.Fx

Шум, спектральная плотность которого изменяется обратно пропорционально частоте, наблюдается в различных системах: от колебаний тока в резисторах до флуктуаций излучения квазаров или числа автомобилей при их движении по шоссе. К настоящему времени, благодаря многочисленным экспериментальным исследованиям (см. обзоры [1,2]), установлены основные свойства 1/f-шума. Но в целом проблема далека еще от удовлетворительного решения, так как многие явления, связанные с этим шумом, еще не поняты, в том числе, зачастую, не ясен сам механизм возникновения спектра 1/f и локализация его источников.

Термические механизмы возникновения 1/f-шума обсуждались в обзорах [1,2]. Недавно теоретические соображения о возможности отключения теплопроводного механизма были высказаны в работе [3]. Там же утверждается, что 1/fⁿ-шум возникает из-за нелинейных взаимодействий диффузионных и теплопроводных мод. Идея о возможности изменения показателя *n* при переходе через точку фазового перехода II рода была высказана в работе [4].

В настоящей работе приведена экспериментальная реализация условий наблюдения и продемонстрировано возникновение широкополосного низкочастотного 1/f-шума, за который ответственны флуктуации температуры. Такая ситуация возникает в сложной системе, в которой одновременно могут идти два взаимодействующих фазовых перехода, как например, на фазовый переход нормальный проводник – сверхпроводник в присутствии транспортного тока накладывается фазовый переход жидкость – пар в кипящем жидком охладителе. При этом доминирующим механизмом переноса тепла может быть движение межфазной границы жидкость – пар с нелинейной функцией релаксации температуры.

В системе – нагружения электрическим током тонкая сверхпроводящая пленка в жидком охладителе – имеем нелинейную зависимость джоулева тепловыделения от температуры, когда какой-либо участок пленки находится в резистивном состоянии. Если тепловыделения достаточно для того, чтобы жидкость закипела на этом участке, то имеем и нелинейную функцию теплоотвода. Равенство эффектов тепловыделения и теплоотвода от пленки при изменении

вводимой мощности определяет достаточно сложную вольт-амперную характеристику пленки в жидком охладителе [5]. Изменением нагрузки электрической цепи, в которую включена пленка, можно реализовать локальный неравновесный фазовый переход, который может быть докритическим, критическим или закритическим вблизи стационарной точки вольт-амперной характеристики с температурой T_c .

В окрестности неравновесного фазового перехода для релаксации флуктуации температуры $\delta T = T - T_c$ можно записать уравнение

$$\frac{d}{dt}\delta T = -\alpha\delta T - \beta\delta T^3 + O(\delta t^4) . \quad (1)$$

Мы сознательно не включаем в рассмотрение пространственную релаксацию температуры, поскольку имеем дело с сосредоточенной, а не с пространственно распределенной системой. Все тепло от греющей пленки передается тонкому слою жидкости под пузырьком. За счет испарения внешней границы этого слоя как раз и растет пузырь. В критическом режиме $\alpha = 0$. Если последним членом в (1) можно пренебречь, из уравнения (1) имеем на больших временах релаксационную зависимость для флуктуации температуры $\delta T \sim t^{-1/2}$. Такая зависимость известна как критическое замедление макроскопического приближения к равновесию [6]. При кипении азота на сверхпроводящей пленке флуктуации температуры вызываются флуктуациями теплоотвода, связанными с рождением, ростом и отрывом паровых пузырьков. Как правило, на пленке существует единственный центр кипения, из которого рождаются, растут и всплывают пузырьки азота, а точка на вольт-амперной характеристике испытывает "дрожание" при заданной постоянной нагрузке. Откликом этого дрожания и являются колебания тока и напряжения, которые регистрируются прибором. В критическом режиме (касание нагрузочной кривой вольт-амперной характеристики) флуктуация температуры, вызванная одиночным пузырьком, будет релаксировать как $\sim t^{-1/2}$. Нуклеация отдельных пузырьков в большинстве случаев статически независима во времени [7], поэтому, в общем случае, в уравнении (1) должен быть добавлен стохастический член, связанный со случайным процессом зарождения отдельных пузырей на поверхности пленки. Характер релаксационной зависимости флуктуации температуры, вызванной одиночным пузырем, и стохастический процесс зарождения пузырей позволяют ожидать появления в эксперименте для спектральной плотности флуктуаций температуры $1/f$ -поведения.

Отмеченная выше зависимость для релаксации флуктуаций температуры связана с критичностью неравновесного фазового перехода. В процессе роста одиночного пузыря его температура также релаксирует в соответствии с законом движения межфазной границы. Динамика роста отдельного пузырька может быть выведена из уравнения теплового баланса на его поверхности [8]:

$$-\lambda_l \frac{dT}{dr} \Big|_{r=R} = \Delta H v \rho_v , \quad (2)$$

где предполагается, что внутри маленького пузырька температура постоянна, λ_l - теплопроводность жидкости, ρ_v - плотность пара, ΔH - теплота парообразования, $v = dR/dt$ - скорость роста пузырька. Принимая для оценки градиента на поверхности пузырька значение $(dT/dr)_{r=R} = (T_\infty - T_0)/R$, где T_∞ - температура жидкости вдали от пузырька, и проинтегрировав уравнение (2),

найдем время роста пузырька $t = R_{max}^2 \Delta H \rho_v / \lambda_l (T_\infty - T_0)$. Отсюда видно, что размер пузырька в жидкости увеличивается, как $R \sim t^{1/2}$ [8, 9], скорость его роста $v \sim t^{-1/2}$, и, следовательно, температура межфазной границы релаксирует тоже как $\delta T' = T - T_0 \sim t^{-1/2}$, но стационарная точка здесь другая: T_0 – температура равновесия жидкость – пар. Такой характер релаксации температуры поверхности пузырька не связан с существованием критичности неравновесного фазового перехода, а следует из уравнения (2), описывающего движение межфазной границы. Возможные последствия такого совпадения характера релаксационных зависимостей в контактирующих подсистемах будут обсуждаться ниже, в связи с результатами эксперимента.

Эксперименты проводили на тонкопленочных мостиках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, погруженных непосредственно в жидкий азот. Толщина мостиков составляла ≈ 0.3 мкм, ширина ≈ 0.5 мм, длина ≈ 2 мм. Температуры сверхпроводящего перехода $T_c = 86-88$ К, плотности критического тока $j_c = 10^5 - 10^6$ А/см² при 77 К. При пропускании транспортного тока выше критического значения в образце развивалась тепловая неустойчивость. В локальном участке мостика с повышенным джоулевым тепловыделением происходило вскипание жидкого азота. На рис.1 приведен участок типичной вольт-амперной характеристики образца (штриховыми линиями показаны различные положения нагрузочных кривых электрической схемы, соответствующие докритическому (1), критическому (2) и закритическому (3) режимам).

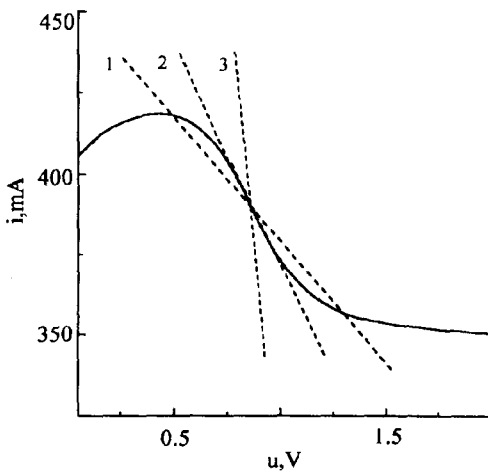


Рис.1. Участок вольт-амперной характеристики образца

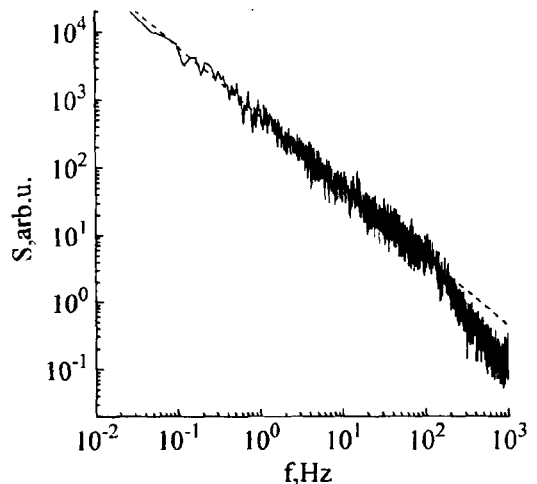


Рис.2. Спектр колебаний в режиме, близком к критическому

В экспериментах регистрировались осцилляции падения напряжения на потенциальных контактах, вызванные кипением азота. В окрестности критического режима амплитуда осцилляций заметно возрастала и составляла несколько десятых долей вольта. По измеренным осциллограммам определялся спектр колебаний. На рис.2 приведена спектральная плотность колебаний, определенная по 70 экспериментальным реализациям в режиме, близком к критическому. Штриховая линия на рис.2 получена в результате обработки низкочастотной части спектра ($f = 2 \cdot 10^{-2} - 10^2$ Гц) и соответствует зависимо-

сти $\sim 1/f^{1.02}$. Спектр отдельных реализаций, которым отвечал более короткий частотный интервал, также был всегда пропорционален $1/f$. В области частот $f > 10^2$ Гц наблюдалась зависимость, близкая к $\sim 1/f^{1.5}$. Таким образом, в наших экспериментах наблюдался низкочастотный $1/f$ -шум.

Функции распределения, определенные по снятым в опытах реализациям, в закритической и критической областях близки к гауссовским, а в докритической области имеют два максимума.

В опытах обнаружено, что широкополосный $1/f$ -шум возникает не только в критическом режиме, но и в достаточно протяженной области вольт-амперной характеристики в окрестности критического неравновесного фазового перехода (что оказалось неожиданным). $1/f$ -шум в этой области наблюдался при изменении напряжения источника в пределах нескольких десятых долей вольта и при изменении в несколько раз нагрузочного сопротивления цепи (которому отвечало изменение угла наклона θ нагрузочной кривой к вольт-амперной характеристике в пределах $\simeq \pi/6$ и соответствующее изменение коэффициента $\alpha \sim \operatorname{tg}\theta$ в уравнении (1)). Сложная система работает в этой области, по существу, как генератор стохастических колебаний со спектром $1/f$.

Область критического неравновесного фазового перехода характеризуется аномально большим размахом амплитуд флуктуаций температуры, что, по нашему мнению, связано не только с критичностью фазового перехода, но и с упоминавшимся выше совпадением поведения релаксационных зависимостей для температуры межфазной границы растущих пузырей и возникающим в критическом режиме законом релаксации температуры: в обоих случаях $\delta T \sim t^{-1/2}$. Возможно, что здесь мы имеем дело с некоторым резонансом или самоорганизацией.

В заключение заметим, что приведенная здесь ситуация может быть обобщена и на другие конкретные системы, поскольку неравновесные фазовые переходы, описываемые уравнением (1), встречаются в различных физических процессах. Граничное условие типа (2), дающее релаксационную зависимость $\sim t^{-1/2}$, может быть записано для движения межфазной границы при различных фазовых переходах I рода, лимитируемых диффузией или переносом тепла.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-16077а).

-
1. Ш.М.Коган, УФН **145**, 285 (1985).
 2. M.V.Weissman, Rev. Mod. Phys. **60**, 537 (1988).
 3. Р.О.Зайцев, Письма в ЖЭТФ **58**, 978 (1993).
 4. Р.О.Зайцев, ЖЭТФ **90**, 1288 (1986).
 5. V.N.Skokov and V.P.Koverda, Cryogenics **33**, 1072 (1993).
 6. Н.Г.Ван Кампен, *Стохастические процессы в физике и химии*, М.: Высшая школа, 1990, с.294.
 7. В.П.Скрипов, *Метастабильная жидкость*, М.: Наука, 1970.
 8. Б.И.Веркин, Ю.А.Кириченко, К.В.Русанов, *Теплообмен при кипении криогенных жидкостей*, Киев: Наук. Думка, 1988, с.34.
 9. В.А.Григорьев, Ю.М.Павлов, Е.В.Аметистов, *Кипение криогенных жидкостей*, М.: Энергия, 1977.