ЖЭТФ, 1998, том 113, вып. 5, стр. 1748–1757 ©1998

$1/f$-ШУМ ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В. П. Коверда, В. Н. Скоков, В. П. Скрипов*

Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук
620219, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 23 сентября 1997 г.

Приведены результаты экспериментального исследования интенсивного источника широкополосного $1/f$-шума, генерация которого возникает в системе двух взаимодействующих неравновесных фазовых переходов. Реализация такого процесса осуществлена в области наложения фазового перехода нормальный проводник–сверхпроводник на кризисный переход жидкость–пар в кипящем охладителе. Предложена математическая модель, описывающая неравновесный фазовый переход в сложной нелинейной системе с двумя взаимодействующими параметрами порядка путем преобразования белого шума в стохастические колебания параметров порядка со спектрами $1/f$ и $1/f^2$. Свойства модельных колебаний со спектром $1/f$ качественно адекватны экспериментально наблюдаемым. Отмечено также характерное отличие модельных колебаний со спектром $1/f^2$ от случайных блужданий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Не ослабевающий на протяжении многих лет интерес к случайным процессам, спектральная плотность которых изменяется обратно пропорционально частоте, обусловлен распространенностью этого явления и отсутствием общепринятых универсальных математических моделей. Стохастические процессы со спектром обратно пропорциональным частоте ($1/f$-шум) наблюдаются в системах самой различной природы — от флуктуаций тока в радиофизических устройствах до клеточных автоматов, моделирующих явление самоорганизованной критичности, и нелинейных динамических систем с перемежаемостью. К настоящему времени благодаря многочисленным исследованиям (см., например, [1–5]) установлены основные свойства $1/f$-шума. Однако зачастую неясен сам механизм возникновения $1/f$-спектра и локализация его источников. Термические механизмы возникновения $1/f^n$-шума в металлах обсуждались в работах [6, 7]. Было замечено, что величина показателя n зависит от теплоизоляции подложки. Теоретические соображения о возможности отключения теплопроводного механизма были высказаны в работе [8]. Там же утверждается, что $1/f^n$-шум возникает из-за нелинейного взаимодействия диффузионных и теплопроводных мод. Идея о возможности изменения показателя n при переходе через точку фазового перехода второго рода была высказана в работе [9]. Общие соображения по поводу возникновения $1/f^n$-шумов в распределенных системах приведены в [10]. Согласно [10] масштабно-инвариантный степенной вид спектра в фононных системах связан с флуктуациями скорости диффузии фазы и релаксации фононных мод. Большинство из опубликованных работ, посвя-

*E-mail: iva@itp.e-burg.su

щенных данному явлению, имеют дело с пространственно-распределенными системами. В работе [11] нами приведены результаты экспериментального обнаружения генерации сигналов с $1/f$-спектром при джоулевом разогреве сверхпроводника в кипящем охладителе. Отличительным моментом этих экспериментов является то, что в системе присутствовал только один источник стохастических сигналов с $1/f$-спектром. Подобное поведение связано с взаимодействием фазовых переходов, идущих в нелинейных подсистемах, содержащих сверхпроводник с током и кипящий охладитель.

В настоящей работе приведены подробные экспериментальные результаты по наблюдению стохастического процесса с $1/f$-спектром с высокой интенсивностью при джоулевом саморазогреве тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников в кипящем азоте и предложена математическая модель неравновесного фазового перехода в двумерной системе, преобразующая белый шум в шумы со спектрами $1/f$ и $1/f^2$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводились на тонкопленочных мостиках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Толщина мостиков составляла ≈ 0.3 мкм, ширина 0.5–1.0 мм, длина 2–8 мм. Температуры сверхпроводящего перехода $T_c = 86$–88 K, плотности критического тока $j_c = 10^5$–10^6 А/см^2 при 77 K. В процессе эксперимента образцы погружались непосредственно в жидкий азот. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в режиме фиксированного напряжения источника.

При пропускании транспортного тока выше критического в пленках развивалась тепловая неустойчивость с образованием температурно-электрического домена, что приводило к появлению «падающих» участков вольт-амперной характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением. На рис. 1 приведена характерная ВАХ

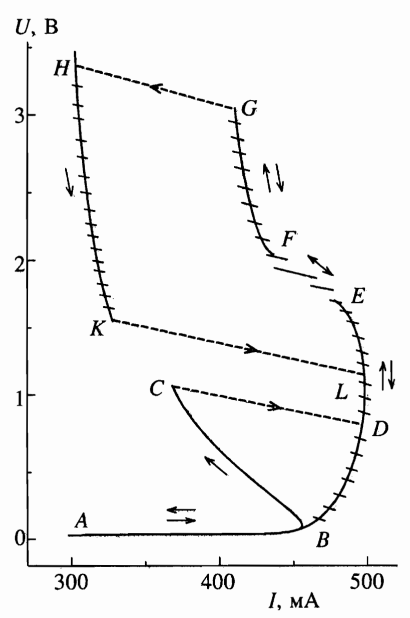

Рис. 1. Вольт-амперная характеристика тонкопленочного ВТСП-мостика в кипящем азоте

образца. Участок AB соответствует сверхпроводящему или устойчивому слаборезистивному состоянию. Участок BC соответствует появлению теплового домена в сверхпроводящей пленке. Теплообмен с жидким азотом на этом участке осуществляется за счет однофазной конвекции. При свободно-конвективном теплообмене слой азота вблизи поверхности ВТСП-нагревателя перегревался. При достижении перегрева в несколько градусов происходило локальное вскипание азота на «слабом» месте образца. Вскипание наблюдалось визуально, при этом на ВАХ происходил скачок вдоль нагрузочной линии (CD на рис. 1). Участок DE на рис. 1 соответствует локальному («точечному») кипению.

В режиме пузырькового кипения на ВАХ наблюдались осцилляции, связанные с осцилляциями теплоотдачи. На рис. 1 они показаны короткими отрезками (вдоль нагрузочной линии электрической схемы). Колебания падения напряжения на потенциальных контактах и транспортного тока регистрировались осциллографами С9-8, соединенными с компьютером. При некоторых нагрузках (участок EF на рис. 1) наблюдалось существенное увеличение амплитуды осцилляций и происходили случайные скачки из точки E в точку F (вдоль нагрузочной линии). Отрывной диаметр пузырей при этом увеличивался, и цепочка отдельных пузырей трансформировалась в паровую струю с образованием в месте кипения «сухого» пятна. Плотность теплового потока в данном случае соответствовала первой критической плотности потока при переходе азота от пузырькового к пленочному кипению ($\sim 10^6$ Вт/м^2). Иными словами, участок EF на рис. 1 может быть связан с неравновесным фазовым переходом от пузырькового к пленочному кипению (кризис кипения). Однако при этом локальность кипения не нарушалась, и генерация пара по-прежнему происходила из сосредоточенного «слабого» места пленки. Локальность наблюдаемого кризиса кипения может быть связана с сильной неоднородностью тепловыделения вдоль образца из-за локализации теплового домена в режиме фиксированного напряжения источника.

При дальнейшем увеличении нагрузки граница пара резко перемещалась с образованием на поверхности образца сплошной паровой пленки (точка G на рис. 1). Обратный переход от сплошного пленочного кипения к пузырьковому происходил при других нагрузках (точка K), т. е. на ВАХ наблюдался гистерезис.

По измеренным осциллограммам падения напряжения на потенциальных контактах (или транспортного тока) были вычислены спектральные плотности колебаний, связанные с кипением азота. За исключением участка EF на рис. 1 полученные спектры имели характерный лоренцевский вид. На участке EF наряду с неравновесным фазовым переходом сверхпроводник–нормальный проводник в условиях джоулева саморазогрева (который происходит всегда, когда ВАХ имеет «падающие» участки) наблюдался фазовый переход, связанный с локальным кризисом кипения. На рис. 2 (кривая *1*) приведена типичная реализация падения напряжения на потенциальных контактах, соответствующая участку EF на рис. 1 (критический режим). Там же для сравнения дана реализация падения напряжения (кривая *2*), соответствующая участку DE на рис. 1. Длина каждой реализация определялась буферной памятью осциллографа и составляла 2048 точек. Временной интервал между точками варьировался от 500 мкс до 20 мс, что давало возможность изменять время наблюдения сигнала (определяющее нижнюю границу частоты в спектре) приблизительно от 1 до 40 с. Наблюдаемые колебательные процессы были стационарны. На рис. 3 приведены типичные функции распределения амплитуд колебаний падения напряжения в критическом режиме. Из рисунка видно, что наблюдаемый процесс можно в некотором приближении считать гауссовским. Од-

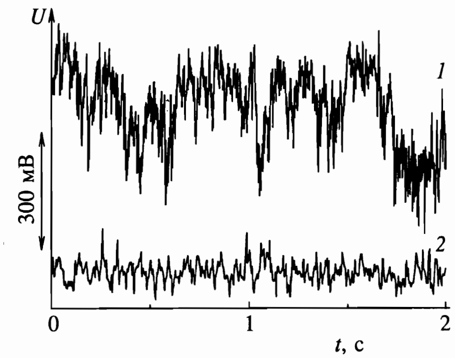

Рис. 2

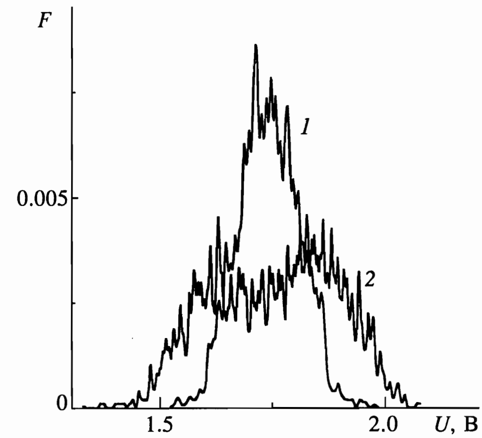

Рис. 3

Рис. 2. Реализация падения напряжения на потенциальных контактах в критическом режиме (*1*) и в режиме «обычного» пузырькового кипения (*2*)

Рис. 3. Функции распределения амплитуд колебаний падения напряжения: *1* — нагрузочное сопротивление $R_0 = 1$ Ом, *2* — $R_0 = 5$ Ом

нако видно, что экспериментальная функция распределения могла расслаиваться на два максимума. Такое расслоение тем больше, чем больше угол наклона нагрузочной линии электрической схемы к вольт-амперной характеристике (больше нагрузочное сопротивление электрической схемы). Полная симметрия функции распределения относительно ее среднего значения наблюдалась лишь в том случае, когда рабочая точка соответствовала середине интервала EF (см. рис. 1). В противном случае функция распределения была асимметрична, т. е. система большую часть времени находилась в точке E или точке F.

По измеренным реализациям методом быстрого фурье-преобразования были рассчитаны спектральные плотности. Для всех реализаций, снятых в критическом режиме при различных временны́х интервалах между точками, спектральная плотность изменялась обратно пропорциональна частоте в области частот $f \leq 100$ Гц. Подобное поведение сохранялось при изменении напряжения источника в пределах нескольких десятых долей вольта и при изменении в несколько раз нагрузочного сопротивления цепи, которому отвечало изменение угла наклона нагрузочной линии к вольт-амперной характеристике в пределах $\simeq 30°$. Следует отметить, что наблюдаемые амплитуды падения напряжения на образце в критическом режиме составляли десятые доли вольта, что более чем на пять порядков превышает характерные амплитуды сигналов при наблюдении то́кового $1/f$-шума в твердых телах.

На рис. 4 приведена спектральная плотность колебаний падения напряжения в критическом режиме. Спектр получен по реализациям, снятым с различной временно́й дискретизацией, и усреднен по набору реализаций (около 70 реализаций). Штриховая линия на рис. 4 получена в результате обработки низкочастотной части спектра ($f = 2\cdot10^{-2}$–10^2 Гц) и соответствует зависимости $\propto 1/f^{1.02}$. В области частот $f > 10^2$ Гц

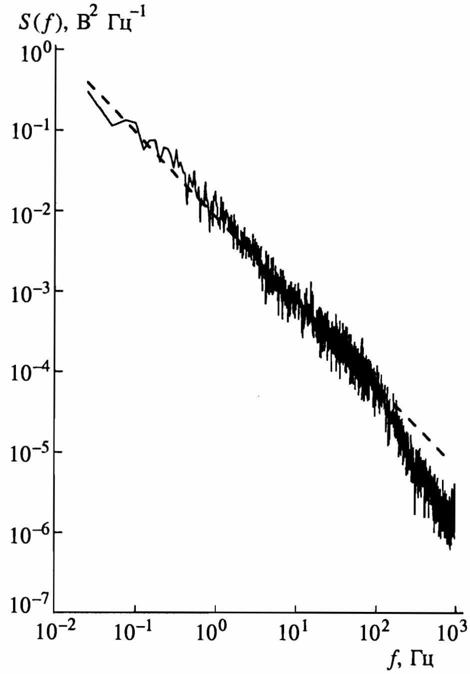

Рис. 4. Спектр, определенный по экспериментальным реализациям в критическом режиме

наблюдалась зависимость близкая к $1/f^{1.5}$. Подчеркнем, что рис. 4 соответствует достаточно большому ансамблю реализаций, однако и спектры для отдельных реализаций (охватывающие три порядка частоты) также имели $1/f$-вид.

Таким образом, взаимодействие двух неравновесных фазовых переходов, связанных с нелинейными процессами в сверхпроводнике с током и кипящем охладителе, приводит к генерации интенсивных стохастических колебаний со спектром $1/f$.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Описанный эксперимент с определенностью показывает, что в данном случае мы имеем дело с единственным точечным источником $1/f$-стохастических сигналов. Для объяснения этих результатов неприменима распространенная модель экспоненциально широкого распределения времен релаксаций [1–3], в которой $1/f$-шум трактуется как суперпозиция релаксационных случайных процессов. Для того чтобы получить диапазон, перекрывающий четыре порядка по частоте, согласно этой модели требуется разброс постоянных времени отдельных источников в пределах шести порядков [3].

Альтернативный подход к объяснению описанных результатов эксперимента состоит в поиске такой динамической системы, которая преобразовывала бы белый шум в шум со спектром $1/f$. Эксперимент также показал, что такая система работает в окрестности неравновесного фазового перехода.

В окрестности фазового перехода для параметра порядка T можно записать уравнение

$$\dot{T} = \alpha T - \beta T^3 + \Gamma(t), \tag{1}$$

где $\Gamma(t)$ — источник белого шума, который присутствует в любой физической системе. Известно, что флуктуации, описываемые уравнением типа $\dot{x} = F(x) + \Gamma(t)$, где $F(x)$ — гладкая непрерывная функция, а $\Gamma(t)$ — гауссовский δ-коррелированный шум, не могут приводить к $1/f$-спектру. Уравнения этого типа дают лоренцову или квазилоренцову форму спектра. В частности, и уравнение (1) дает лоренцевский спектр.

Как уже отмечалось выше, $1/f$-поведение наблюдалось экспериментально в условиях, когда в сложной нелинейной системе идут два взаимодействующих неравновесных фазовых перехода. Поэтому для этого случая в [12] предложена двумерная система уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{T} &= -\beta T P^2 + \alpha P + \Gamma(t), \\ \dot{P} &= -\beta P T^2 + \gamma T + \Gamma(t). \end{aligned} \tag{2}$$

Система (2) описывает два фазовых перехода с взаимодействующими параметрами порядка T и P. Параметры T и P определяются конкретной природой неравновесных фазовых переходов и могут быть связаны с температурой, размерами диссипативных областей или с флуктуациями кинетических коэффициентов. Флуктуации последних вблизи точек фазовых переходов рассматривались теоретически в [9]. Не конкретизируя в данной работе физический смысл величин T и P, опишем свойства этой системы.

При равенстве коэффициентов $\alpha = \gamma$ система (2) потенциальна и эквивалентна уравнению (1). В этом случае она дает при любых коэффициентах совпадающие лоренцевские спектры для параметров T и P. Но если $\alpha < \gamma$, то для любых коэффициентов легко подобрать уровень интенсивности шума $\Gamma(t)$, когда флуктуации T имеют спектр $\propto 1/f$, а флуктуации P пропорциональны $1/f^2$. При численном интегрировании методом Эйлера и использовании в качестве $\Gamma(t)$ последовательности случайных чисел с гауссовским распределением такой характер зависимости прослеживался в [12] в пределах четырех-пяти порядков частоты.

Рассмотрим сначала поведение системы (2) в отсутствие шума ($\Gamma(t) = 0$). Асимптотические решения для $t \to \infty$ при $\beta > 0$, $0 < \alpha < \gamma$ и при ненулевых начальных условиях имеют вид

$$T = \sqrt{\frac{\alpha}{2\beta(\gamma - \alpha)t}}, \quad P = \sqrt{\frac{2\alpha(\gamma - \alpha)t}{\beta}}, \tag{3}$$

т. е. они описывают релаксационный процесс с $T \propto t^{-1/2}$ и $P \propto t^{1/2}$, так что их произведение есть величина постоянная: $TP = \alpha/\beta$.

Но при численном интегрировании системы методом Эйлера с шагом dt,

$$\begin{aligned} T_{i+1} &= T_i + (-\beta T_i P_i^2 + \alpha P_i)dt, \\ P_{i+1} &= P_i + (-\beta P_i T_i^2 + \gamma T_i)dt, \end{aligned} \tag{4}$$

обнаруживается, что с течением времени T и P следуют асимптотике (3) только до определенного предела, который зависит только от шага dt. По достижении этого предела P резко уменьшается, а T возрастает, потом опять идет релаксация, и в дальнейшем процесс повторяется (рис. 5). Такое поведение связано с тем, что производная при численном интегрировании системы берется в начальной точке i-го интервала и численное

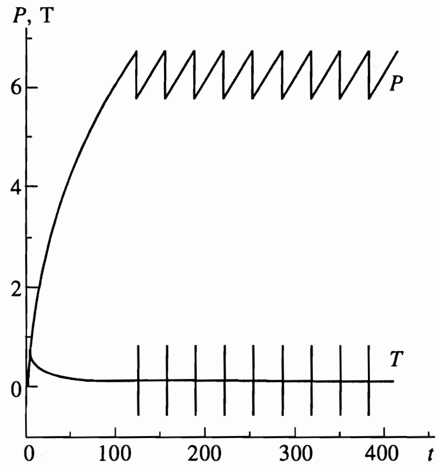

Рис. 5. Результаты численного интегрирования системы (4)

интегрирование неустойчиво. Чтобы сделать его более устойчивым, мы перешли к системе

$$T_{i+1} = T_i + \left\{[-\beta((1-c)T_i + cT_{i+1})]\,P_i^2 + \alpha P_i\right\} dt,$$
$$P_{i+1} = P_i + \left\{[-\beta((1-c)P_i + cP_{i+1})]\,T_i^2 + \gamma T_i\right\} dt, \qquad (5)$$

в которой в зависимости от параметра c ($0 \le c \le 1$) значение T_i в первом уравнении и значение P_i во втором при вычислении производной может быть взято не только в начальной ($c = 0$) или в конечной ($c = 1$), но и в средней точке i-го интервала интегрирования. В частности, система (5) при $c = 1$ дает асимптотики (3) при любых шагах интегрирования dt и начальных условиях.

Но если значение интегрируемой величины берется не в начальной точке интервала разбиения, то возникает неоднозначность в способе введения в систему шума. Мы проверили несколько вариантов и в этой работе в дальнейшем представляем результаты численного интегрирования системы с шумом следующего вида:

$$T_{i+1} = \left\{T_i + \left[-(1-c)\beta T_i P_i^2 + \alpha P_i\right] dt\right\}(1 + cP_i^2 dt)^{-1} + W_i dt,$$
$$P_{i+1} = \left\{P_i + \left[-(1-c)\beta P_i T_i^2 + \gamma T_i\right] dt\right\}(1 + cT_i^2 dt)^{-1} + W_i dt, \qquad (6)$$

в которой значение производной при численном интегрировании вычисляется так же, как и в системе без шума (5), а действие шума учитывается впоследствии. Шум $W_i dt$ представляет собой дифференциал случайных блужданий, где W_i — гауссово распределение случайных чисел со среднеквадратичным отклонением D.

На рисунках 6–8 для примера приведены результаты численного интегрирования системы (6) при следующих значениях параметров: $\beta = 1$; $\alpha = 0.5$; $\gamma = 1$; $D = 2.14$; $c = 0.5$. При шаге $dt = 0.05$ интервал интегрирования включает 130000 точек. Реализация процесса $T(t)$ и ее спектр $S_T(f)$ приведены на рис. 6, а функция распределения F_T — на рис. 7. Видно, что она похожа на гауссовскую, но это имеет место при $\alpha < 0.5\gamma$. При $\alpha > 0.5\gamma$ вблизи нуля F_T имеет минимум, и это характерно для других значений параметров рассчитанных реализаций системы (6).

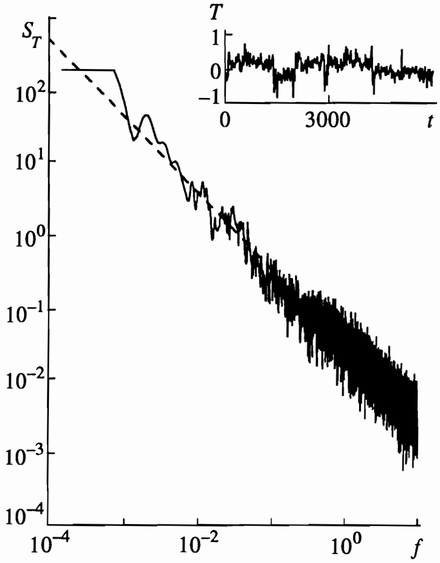

Рис. 6

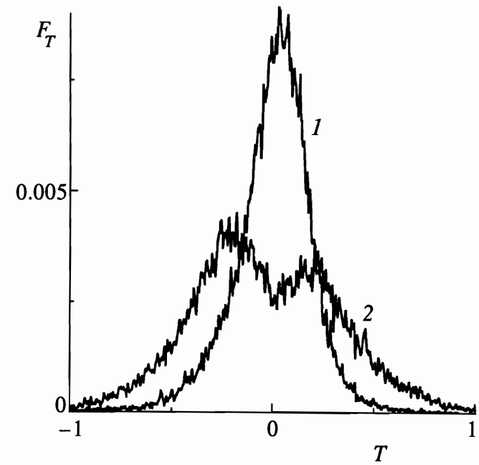

Рис. 7

Рис. 6. Спектр $S_T(f)$ и реализация процесса $T(t)$, полученные численным интегрированием системы (6). Штриховая линия — зависимость $S_T(f) \propto 1/f^{1.05}$

Рис. 7. Функции распределения амплитуд колебаний $T(t)$, полученные численным интегрированием системы (6): *1* — параметр $\alpha = 0.5$, *2* — $\alpha = 0.75$

На врезке рис. 8 вместе с реализацией $P(t)$ для сравнения приведена реализация процесса случайных блужданий

$$w(t) = \int_0^t W(t)dt,$$

которая имеет такой же спектр как и $S_P(t)$. Из этого сравнения видно, что расходимость спектра $1/f^2$ при $f \to 0$ для реализации $P(t)$ обусловлена не возрастанием амплитуды как при случайных блужданиях, а увеличением производных. То же относится и к шуму $T(t)$, имеющему расходимость $1/f$. Обе компоненты шума — и $1/f$, и $1/f^2$ — стационарны и не зависят от начальных условий. Отмечается хорошая воспроизводимость спектров и функций распределения для других последовательностей случайных чисел w_i. Уменьшение параметра c от единицы вплоть до нуля сильно не изменяет вида реализаций, но на их спектрах в высокочастотной области появляется пик, связанный с неустойчивостью численного интегрирования при малых c.

Интересно отметить, что размах амплитуд флуктуаций P и T при заданном шаге dt коррелирует с предельными величинами P и T, которые дает интегрирование системы (4) без шума. Самые большие выбросы по абсолютной величине лишь ненамного превышают эти пределы. Другим интересным свойством решений системы

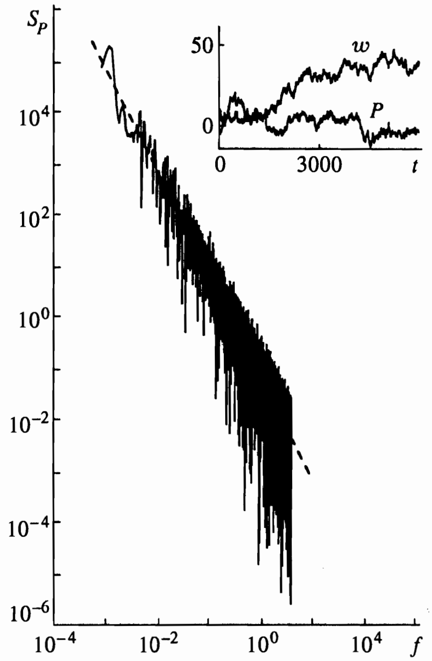

Рис. 8. Спектр $S_P(f)$ и реализации $P(t)$ и случайных блужданий $w(t)$, полученные численным интегрированием. Штриховая линия — зависимость $S_P(f) \propto 1/f^2$

оказывается то, что произведение $P(t)T(t)$ имеет спектр белого шума, а среднее значение $\langle P(t)T(t)\rangle \simeq \alpha/\beta$ выполняется с хорошей точностью для любых параметров системы и длинах реализаций. Это означает автоподстройку уравнения для флуктуаций T к характерной собственной нулевой частоте, и мы имеем дело с самоорганизованной критичностью.

Интегрирование системы (6) при указанных параметрах с шагом $dt = 0.05$ и среднеквадратичным отклонением $D = 1.8$, представленное на рис. 6–8, показывает поведение шумов $1/f$ и $1/f^2$ в интервале пяти порядков частоты. При дальнейшем увеличении числа точек интегрирования ветви спектров флуктуаций T и P становятся горизонтальными, т. е. при заданных шаге и дисперсии спектры $1/f$ и $1/f^2$ наблюдаются только в ограниченном диапазоне частот. Но этот диапазон можно увеличить и проследить дальше низкочастотную асимптотику $1/f$ и $1/f^2$ при тех же параметрах α, β, γ системы, если с увеличением числа интервалов в n раз уменьшить шаг интегрирования dt с одновременным увеличением D в $\sqrt{n}$ раз. Поэтому сохраняется надежда, что если бы мы имели источник «истинного» белого шума, представляющего собой последовательность δ-функций с бесконечно малым шагом следования, и умели бы интегрировать такие уравнения, то система (2) дала бы ветви спектров $1/f$ и $1/f^2$ с бесконечной низкочастотной асимптотикой вплоть до $f = 0$.

При значениях $0 < \alpha < \gamma$ предложенная модель дает $1/f$-спектр для флуктуаций T, реализацию $T(t)$ и функцию распределения, адекватные описанному выше эксперименту (рис. 2–4). Свойства $1/f$-шума в этом случае похожи на наблюдаемые в радиотехнических устройствах, когда среднее значение $\langle T(t)\rangle = 0$. Но если параметры α и γ отрицательны ($0 > \alpha > \gamma$), или если они положительны, но шум воздействует на уравнения для P и T в противофазе, то средние значения $\langle T(t)\rangle \neq 0$ и $\langle P\rangle \neq 0$.

Поведение $1/f$ и $1/f^2$, а также стационарность сохраняются и в этом случае при тех же абсолютных величинах α, β и γ системы. Реализации флуктуаций T в этом случае содержат острые выбросы и внешне похожи на реализации, которые получаются в моделях клеточных автоматов «кучи песка» [13] или дорожного движения [14], интерес к которым в последнее время связан с изученйем самоорганизованной критичности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты экспериментального исследования источника $1/f$-шума, нетрадиционного для радиофизики, где, по-видимому, всегда имеют дело с суперпозицией большого числа источников шума другой природы. В нашем случае источник интенсивного широкополосного $1/f$-шума связан с взаимодействием двух неравновесных фазовых периодов. Математическая модель, предложенная для описания его свойств, качественно адекватна эксперименту, но помимо генерации $1/f$-шума предсказывает генерацию его спутника с $1/f^2$-спектром. Свойства $1/f^2$-шума отличаются от случайных блужданий, поскольку не наблюдается роста амплитуды выбросов, и расходимость, как и $1/f$-шума, связана с ростом производных. В эксперименте $1/f^2$-шум не наблюдался. Возможно, что флуктуации, ответственные за этот шум, связаны с параметрами неравновесного фазового перехода в кипящем охладителе, требуют дополнительных способов диагностики и поэтому не были зафиксированы. Во всяком случае, это ставит новую задачу для эксперимента.

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

Литература

1. Ш. М. Коган, УФН **145**, 285 (1985).
2. Г. П. Жигальский, УФН **167**, 623 (1997).
3. М. Букингем, *Шумы в электронных приборах и системах* (пер. с англ. под ред. В. Н. Губанкова), Мир, Москва (1986).
4. Ю. Л. Климонтович, *Статистическая теория открытых систем*, ТОО «Янус», Москва (1995).
5. Ю. С. Левитан, Н. Н. Панченко, О. А. Синкевич, Доклады АН **302**, 1359 (1988).
6. P. Dutta, P. Dimon, and P. M. Horn, Phys. Rev. Lett. **43**, 646 (1979).
7. P. Dutta and P. M. Horn, Rev. Mod. Phys. **53**, 497 (1981).
8. Р. О. Зайцев, Письма в ЖЭТФ **58**, 978 (1993).
9. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **90**, 1288 (1986).
10. Ю. Е. Кузовлев, ЖЭТФ **111**, 2086 (1997).
11. В. П. Коверда, В. Н. Скоков, В. П. Скрипов, Письма в ЖЭТФ **63**, 739 (1996).
12. В. П. Коверда, В. Н. Скоков, В. П. Скрипов, Доклады АН **356**, 614 (1997).
13. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. A **38**, 364 (1988).
14. X. Zhang and G. Hu, Phys. Rev. E **52**, 4664 (1995).