ЕСТЕСТВЕННЫЙ ФЛИККЕР-ШУМ ("ШУМ $1/f$") И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Ю.Л.Климонтович

Существование сверхпроводимости связывается с существованием в системе заряженных частиц Бозе флуктуаций тока и магнитного поля со спектром $1/f$. Диссипация и интенсивность источника шума пропорциональны частоте. Вследствие этого "постоянные" составляющие тока и магнитного поля затухают лишь за время порядка времени жизни установки.

Естественный фликкер-шум. Шумы типа $1/f$ наблюдаются в различных системах, но до настоящего времени нет единого взгляда на их природу [1]. Мы основываемся на трактовке естественного (обусловленного "атомарной" структурой) фликерр-шума, предложенной в [2,3]. В [4] она использована для объяснения наличия шума $1/f$ в музыке, который был обнаружен в [5]. В [2,3] задача расчета шума $1/f$ сводится к решению уравнения диффузионного процесса некоторой физической величины $n(\mathbf{R}, t)$ на временах $\tau_{obs} \gg \tau \gg \tau_D$. Здесь $\tau_D = L^2/D$ – время диффузии, L – характерный размер образца. Для области фликкер-шума уравнение Ланжевена для компоненты Фурье $n(\omega, \mathbf{k})$ имеет вид

$$(-i\omega + Dk^2)n(\omega, k) = y(\omega, k); \quad \omega_{min} \ll \omega \ll \tau_D^{-1}, \tag{1}$$

$$(yy)_{\omega,\mathbf{k}} = 2Dk^2 n_{eff} \exp\left[-\frac{L_\omega^2 \mathbf{k}^2}{2}\right]; \qquad L_\omega^2 = D/\omega, \quad n_{eff} = AV_\omega \langle \delta n_V \delta n_V \rangle.$$

Минимальная частота ω_{min} определяется временем наблюдения τ_{obs} которое значительно меньше времени жизни установки: $\tau_{obs} \ll \tau_{life}$. При условии $\tau \gg \tau_D$ "частица" успевает продиффундировать много раз и покрывает объем $V_\omega = L_\omega^3 \gg V$ $(L_\omega = \sqrt{D/\omega})$. Вследствие этого интенсивность источника Ланжевена пропорциональна эффективной концентрации частиц. $\langle \delta n_V \delta n_V \rangle$ – одновременной коррелятор флуктуаций, усредненных по объему образца V. Для идеального газа он равен n/V. Константу A находим из условия нормировки.

В (1) дисперсия в распределении Гаусса по $\mathbf{k}$ пропорциональна частоте ω. Это позволяет произвести в (1) замену $\mathbf{k}^2 \to \overline{\mathbf{k}}^2 = \omega/D$ и перейти к уравнению для функции $n(\omega)$. Из него следует выражение для спектральной плотности фликкер-шума [2,3]

$$(\delta n \delta n)_\omega = \frac{\pi}{\ln(\tau_{obs}/\tau_D)} \frac{\langle \delta n_V \delta n_V \rangle}{\omega}, \quad \tau_{obs}^{-1} \ll \omega \ll \tau_D^{-1}. \tag{2}$$

Оно может быть представлено в форме Хоуге [1].

Естественный фликкер-шум и сверхпроводимость. До открытия высокотемпературной сверхпроводимости считалось, что теория сверхпроводимости, во всяком случае в своих основах, завершена. В настоящее время возникли новые вопросы, в частности, о физической причине исчезновения электрического сопротивления току заряженных бозе частиц, например, купперовских пар. Мы хотим показать, что существование сверхпроводимости связано с существованием шума1/ $1/f$ для флуктуаций тока и магнитного поля. Это обусловлено тем, что в уравнениях Ланжевена для тока и магнитного поля при фликкер-шуме диссипация и интенсивность источника шума пропорциональны $|\omega|$. Благодаря этому выделяются "постоянные" составляющие тока и магнитного поля – компоненты Фурье на частотах, определяемых временем жизни установки: $\omega = \tau_{life}^{-1}$. Таким образом, ширины спектров "постоянных" составляющих порядка τ_{life}^{-1}. На фоне постоянных составляющих существует фликкер-шум, нижняя граница которого определяется временем наблюдения. При этом, как правило, $\tau_{obs} \ll \tau_{life}$.

Здесь рассматриваются лишь состояния значительно ниже точки фазового перехода, при котором образуется система заряженных частиц Бозе. Для расчета низкочастотных флуктуаций в области перехода надо ввести соответствующие источники Ланжевена в уравнения Гинзбурга – Ландау – Горькова или в соответствующие уравнения теории Бардина – Куппера – Шриффера.

Рассмотрим два примера диссипативных уравнений. 1. Диссипация обусловлена вязкостью с коэффициентом η. Для малых токов и магнитных полей уравнение для ротора электрического тока имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{\Omega} + \frac{e^2 n_s}{mc}\mathbf{B}\right) = D\frac{\partial^2 \vec{\Omega}}{\partial \mathbf{R}^2}, \qquad \vec{\Omega} = \mathrm{rot}\,\mathbf{j}, \qquad D = \eta/\rho. \tag{3}$$

2. Диссипация характеризуется эффективной частотой столкновений ν. Уравнение для магнитного поля приводится тогда к виду

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\mathbf{B} - \delta_L^2 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial \mathbf{R}^2}\right) = D\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial \mathbf{R}^2}, \qquad D = \nu\delta_L^2 \tag{4}$$

δ_L – длина Лондона. Диссипация здесь связана со скин-эффектом. В уравнениях (3), (4) диссипация носит диффузионный характер, поэтому источники Ланжевена $\mathbf{J}_{\vec{\Omega}}$, $\mathbf{J}_{\mathbf{B}}$ для области фликкер-шума определяются формулами типа (1). После усреднения по k уравнение для **B** принимает вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{\Omega} + \frac{e^2 n_s}{mc}\mathbf{B}\right)\right)_\omega + |\omega|\,\vec{\Omega}(\omega) = \mathbf{J}_\Omega(\omega); \qquad (\mathbf{J}^2_{\vec{\Omega}})_\omega \propto |\omega|\,\langle \delta\vec{\Omega}_V \delta\vec{\Omega}_V \rangle. \tag{5}$$

Спектральная плотность источника определяется выражением (ср. с (2))

$$(\mathbf{J}_{\vec{\Omega}}\mathbf{J}_{\vec{\Omega}})_\omega = 2|\omega|\,\frac{\pi}{\ln(\tau_{obs}/\tau_D)}\,\langle \delta\vec{\Omega}_V \delta\vec{\Omega}_V \rangle. \tag{6}$$

Мы видим, что диссипативный член и интенсивность шума пропорциональны $|\omega|$. За постоянные составляющие принимаем значения $\vec{\Omega}(\omega = \tau_{life}^{-1})$, $\mathbf{B}(\omega = \tau_{life}^{-1})$. При таком определении в (5), (6) диссипативный член и источник Ланжевена равны нулю и уравнение (5) удовлетворяется, когда $\vec{\Omega}$ и **B** связаны уравнением Лондона $\mathrm{rot}\,\mathbf{j} = -(e^2 n_s/mc)\mathbf{B}$ и, следовательно,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial \mathbf{R}^2} - \frac{1}{\delta_L^2}\mathbf{B} = 0. \tag{7}$$

Эти уравнения описывают экранировку магнитного поля (эффект Мейснера) и распределение постоянного электрического тока по сечению образца.

С помощью уравнения (5) можно произвести расчет низкочастотных флуктуаций. Для области естественного фликкер-шума, когда выполняются неравенства (2) и время наблюдения $\tau_{obs} \ll \tau_{life}$, спектр флуктуаций $\delta\vec{\Omega}$ при $\delta\mathbf{B} = 0$ определяется выражением (2) при замене в нем n на $\vec{\Omega}$. Чтобы рассчитать спектр индуцированных (пропорциональных $\delta\mathbf{B}$) флуктуаций, надо использовать уравнения Максвелла.

Изложенное дает основания полагать, что существование сверхтекучести He^4 при течении в узких зазорах возможно благодаря наличию низкочастотных флуктуаций скорости течения со спектром $1/f$. В этом случае коэффициент диффузии порядка постоянной Планка $\hbar$.

Пользуюсь возможностью поблагодарить проф. Л.Я.Кобелева за обсуждение настоящей работы.

Пользуюсь возможностью поблагодарить проф. Л.Я.Кобелева за обсуждение настоящей работы.

Литература

1. *Weissman M.B.* Rev. of Mod. Phys., 1988, **60**, 537.
2. *Климонтович Ю.Л.* Письма в ЖТФ, 1983, **9**, 406.
3. *Климонтович Ю.Л.* Статистическая физика. М.: Наука, 1982; Harwood Academic Publishers, New York, 1986.
4. *Klimontovich Yu.L., Boon J.P.* Europhys. Lett., 1987, **3**, 395.
5. *Voss R., Clarke J.* J. Acc. Soc. Am., 1978, **63**. 258.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
21 ноября 1989 г.