ХФТИ 87-44

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Харьковский физико-технический
институт АН УССР

Ю.М.Полуэктов, В.В.Слезов

СИЛЫ И ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ В НЕОДНОРОДНЫХ НЕРАВНОВЕСНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Препринт

Москва-ЦНИИатоминформ-1987

УДК 537.312.62

ПОЛУЭКТОВ Ю.М., СЛЁЗОВ В.В. Силы и диссипация энергии в неоднородных неравновесных сверхпроводниках: Препринт ХФТИ 87-44 . - Харьков: ХФТИ АН УССР. 1987, - 8 с.

Построена феноменологическая теория объемных сил и диссипативных процессов в неоднородных неравновесных сверхпроводниках вблизи температуры перехода из нормального в сверхпроводящее состояние. Подход основан на использовании динамических уравнений сверхпроводимости, сформулированных на основе лагранжева формализма, которые обобщают теорию Гинзбурга-Ландау на нестационарный неравновесный случай для "грязных" сверхпроводников. Приведены оценки величин объемных сил, возникающих на неоднородностях, при релаксации параметра порядка и при проникновении электромагнитного поля в сверхпроводник.

Список лит. - 15 назв.

Как известно, на поверхность сверхпроводника, находящегося во внешнем магнитном поле, действует сжимающее давление, равное по величине плотности энергии поля [1]. При этом в объеме сверхпроводника отсутствует воздействие сверхпроводящих электронов и магнитного поля на решетку металла. Справедливость этого можно доказать, использовав как теорию Лондонов, так и теорию Гинзбурга-Ландау [2]. Данное утверждение, как показано ниже, перестает быть справедливым для неоднородного по своим характеристикам сверхпроводника и для сверхпроводника, находящегося в неравновесном состоянии. Наличие неоднородностей или неравновесность приводят к появлению объемных сил, действующих со стороны конденсата куперовских пар и электромагнитного поля на решетку сверхпроводника.

Целью настоящей работы является построение феноменологической теории объемных сил и диссипативных процессов в неоднородных неравновесных сверхпроводниках вблизи температуры перехода T_c из нормального в сверхпроводящее состояние. Примененный в работе подход основан на использовании динамических уравнений сверхпроводимости, обобщающих теорию Гинзбурга-Ландау на нестационарный неравновесный случай для "грязных" сверхпроводников [3-7]. Для решения поставленной задачи, динамические уравнения сверхпроводимости формулируются нами на основе лагранжева подхода, примененного к скалярному комплексному полю, причем диссипативные процессы учитываются введением диссипативной функции. Такой подход позволяет записать как закон сохранения энергии, так и закон сохранения импульса для сверхпроводящих электронов и электромагнитного поля и тем самым определить объемные силы и скорость диссипации энергии. Приведены оценки величин объемных сил, возникающих на неоднородностях, при релаксации параметра порядка и при проникновении электромагнитного поля в сверхпроводник.

ЛАГРАНЖЕВА ФОРМУЛИРОВКА ДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Для описания динамики "грязных" сверхпроводников в работах [3-7] были получены уравнения, обобщающие теорию Гинзбурга-Ландау [8] на нестационарные ситуации. В комплексной форме в обозначениях Гинзбурга-Ландау уравнение для параметра порядка $\Psi = f e^{i\chi}$ (f - модуль, χ - фаза) имеет вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2mD}\left(1+|\Psi|^2/\Gamma^2\right)^{-1/2}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial t}-\frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi+\frac{\Psi}{2\Gamma^2}\frac{\partial|\Psi|^2}{\partial t}\right)+\frac{\hbar^2}{2m}\left(\vec{\nabla}+\frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)^2\Psi-\alpha\Psi-\beta|\Psi|^2\Psi=0. \quad (\mathrm{I})$$

Параметры, содержащиеся в уравнении (I), определяются формулами

$$\alpha=-4\hbar\kappa_B T_c\theta/\pi m D,\quad \beta=14\zeta(3)\hbar^2/\pi^4 m^2 D^2 N_F,\quad \Gamma^2=\pi m\hbar D N_F/16\kappa_B T_c \tau_{ph}^2,$$

где $\hbar$ - постоянная Планка; m - масса электрона; $e=-|e|$ - заряд электрона; κ_B - постоянная Больцмана; $\theta=(T_c-T)/T_c$; T - температура; $D=\ell v_F/3$ - коэффициент диффузии электронов; v_F - фермиевская скорость; ℓ - длина свободного пробега электрона; $\zeta(3)$ = I,202 - дзэта-функция Римана; $N_F=m^2 v_F/2\pi^2\hbar^3$ - плотность состояний на уровне Ферми; $\tau_{ph}=\hbar\theta_D^2/\kappa_B T_c^3$ - время неупругой электрон-фононной релаксации; θ_D - температура Дебая; φ и $\vec{A}$ - электродинамические потенциалы. Модуль параметра порядка связан с величиной энергетической щели Δ соотношением

$$|\Psi| = \Delta\left(\pi m v_F \ell N_F/12\hbar\kappa_B T_c\right)^{1/2}.$$

Уравнение (I) применимо при выполнении условий

$$\ell \ll \xi_0,\quad \omega \ll \tau_{ph}^{-1},\quad D\kappa^2 \ll \tau_{ph}^{-1},$$

где $\xi_0 = 0{,}18\hbar v_F/\kappa_B T_c$, а ω и κ - характерные частоты и волновые числа возмущений. Время τ_{ph} имеет обычно порядок $10^{-8}\ldots10^{-11}$ с. Необходимо также, чтобы температура T была близка к температуре перехода: $\theta \ll \hbar/\tau_{ph}\kappa_B T_c$.

Покажем, что динамические уравнения сверхпроводимости могут быть получены из лагранжева формализма, если рассматривать параметр порядка $\Psi=\Psi(\vec{r},t)$ как классическое комплексное скалярное поле. Известно, что для описания динамики механической системы необходимо задавать две функции - ее лагранжиан и диссипативную функцию [9]. Мы постулируем следующий вид функции Лагранжа и диссипативной функции единицы объема комплексного поля Ψ во внешнем электромагнитном поле:

$$L_0=\frac{\hbar^2}{2mv_0^2}\left|\left(\frac{\partial}{\partial t}-\frac{2ie}{\hbar}\varphi\right)\Psi\right|^2-\frac{\hbar^2}{2m}\left|\left(\vec{\nabla}+\frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)\Psi\right|^2-\alpha|\Psi|^2-\frac{\beta}{2}|\Psi|^4, \quad (2)$$

$$W_0=\frac{\hbar^2}{2mD}\left(1+|\Psi|^2/\Gamma^2\right)^{-1/2}\left\{\left|\frac{\partial\Psi}{\partial t}-\frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi\right|^2+\Gamma^{-2}\left[\mathrm{Re}\,\Psi^*\left(\frac{\partial\Psi}{\partial t}-\frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi\right)\right]^2\right\}. \quad (3)$$

При таком подходе температуру следует рассматривать как параметр. В общем случае параметры α и β могут зависеть от пространственных координат, вследствие наличия такой зависимости, например, в температуре перехода $T_c = T_c(\vec{r})$ или в длине свободного пробега $\ell = \ell(\vec{r})$. Внешнее электромагнитное поле вводится так, чтобы теория была калибровочно-инвариантна. Для этого временная и пространственная производные должны входить в уравнения в виде комбинаций [10] $\partial/\partial t - 2ie\varphi/\hbar$, $\vec{\nabla} + 2ie\vec{A}/\hbar c$, если они действуют на функцию Ψ. Выбор лагранжиана (2) и диссипативной функции (3) определяется следующими соображениями. Без учета первого слагаемого, лагранжиан (2) совпадает с точностью до знака со свободной энергией Гинзбурга-Ландау [8]. Первое слагаемое в (2) определяет кинетическую энергию комплексного скалярного поля. Лагранжиан такого вида использовался в работе [11], где также было показано, что постоянная v_0 имеет порядок фермиевской скорости v_F. Диссипативная функция W_0 выбрана таким образом, чтобы из уравнений Лагранжа в пренебрежении кинетической энергией $(\hbar/v_0)^2(2m)^{-1}\left|\left(\partial/\partial t - \frac{2ie\varphi}{\hbar}\right)\Psi\right|^2$ для параметра порядка получилось уравнение (I).

Итак, из уравнения Лагранжа

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{2ie}{\hbar}\varphi\right)\frac{\partial L_0}{\partial(\dot{\Psi}^* + \frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi^*)} + \left(\vec{\nabla} + \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)\frac{\partial L_0}{\partial(\vec{\nabla}\Psi^* - \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\Psi^*)} - \frac{\partial L_0}{\partial \Psi^*} = -\frac{\partial W_0}{\partial(\dot{\Psi}^* + \frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi^*)}$$

найдем уравнения движения поля Ψ, подставив в него функции (2) и (3),

$$\frac{\hbar^2}{2mv_0^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{2ie}{\hbar}\varphi\right)^2\Psi - \frac{\hbar^2}{2m}\left(\vec{\nabla} + \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)^2\Psi + \alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi =$$
$$= -\frac{\hbar^2}{2mD}\left(1 + |\Psi|^2/\Gamma^2\right)^{-1/2}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial t} - \frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi + \frac{\Psi}{2\Gamma^2}\frac{\partial|\Psi|^2}{\partial t}\right). \tag{4}$$

Уравнение (4) отличается от уравнения (I) первым слагаемым, возникающим из кинетической энергии в лагранжиане (2). Переход к теории не учитывающей кинетическую энергию формально осуществляется переходом к пределу $v_0 \to \infty$. Для совместного описания динамики как конденсата куперовских пар, так и электромагнитного поля к уравнению (4) следует добавить уравнение Максвелла

$$\mathrm{rot}\,\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{J}, \tag{5}$$

где $\vec{H} = \mathrm{rot}\,\vec{A}$; $\vec{E} = -\frac{1}{c}\dot{\vec{A}} - \vec{\nabla}\varphi$; c — скорость света; $\vec{J}$ - полная плотность тока. В дальнейшем будем также пользоваться градиентно-инвариантными потенциалами $\vec{Q} = \vec{A} + (\hbar c/2e)\vec{\nabla}\chi$, $\Phi = \varphi - (\hbar/2e)\dot{\chi}$.

Сравним в уравнении (4) члены, содержащие первые и вторые временные производные. Сравнение показывает, что при частотах $\omega \ll \omega^* =$

$= v_0^2/D\sqrt{1+|\Psi|^2/\Gamma^2} = 10^8 \ell^{-1} c^{-1}$ и выполнении условия $\Phi \ll \hbar\omega^*/2e$ член с второй производной в уравнении (4) всегда существенно меньше диссипативного слагаемого. Это справедливо практически при всех частотах, для которых еще можно пользоваться уравнением (4). Тем не менее, иногда могут возникать случаи, когда кинетическое слагаемое надо учитывать, например, при вычислении массы границы между нормальной и сверхпроводящей фазами [12].

Как следует из теории комплексного скалярного поля [10], величины

$$\rho_s = v_0^{-2}\left[\frac{ie\hbar}{m}\left(\psi\dot{\psi}^* - \psi^*\dot{\psi}\right) - \frac{4e^2}{m}\varphi|\psi|^2\right] = -\frac{4e^2}{m v_0^2} f^2 \Phi, \tag{6}$$

$$\vec{j}_s = -\frac{ie\hbar}{m}\left(\psi\vec{\nabla}\psi^* - \psi^*\vec{\nabla}\psi\right) - \frac{4e^2}{mc}\vec{A}|\psi|^2 = -\frac{4e^2}{mc} f^2 \vec{Q} \tag{7}$$

следует интерпретировать как плотность заряда и плотность тока поля Ψ. Отделив мнимую часть от уравнения (4), получим уравнение непрерывности

$$\dot{\rho}_s + div\,\vec{j}_s = 4e^2\Phi f^2/mD\sqrt{1+f^2/\Gamma^2}. \tag{8}$$

Таким образом, плотность заряда ρ_s не сохраняется, тогда как для полной плотности заряда ρ_0 должно выполняться уравнение сохранения заряда

$$\dot{\rho}_0 + div\,\vec{j} = 0. \tag{9}$$

Вычитая (8) из (9), находим

$$\dot{\rho}_n + div\,\vec{j}_n = -4e^2\Phi f^2/mD\sqrt{1+f^2/\Gamma^2}, \tag{10}$$

где величины

$$\rho_n = \rho_0 - \rho_s, \qquad \vec{j}_n = \vec{j} - \vec{j}_s \tag{11}$$

назовем "нормальными" зарядовой плотностью и плотностью тока. Величины ρ_s и $\vec{j}_s$ будем интерпретировать как "сверхпроводящие" плотности заряда и тока. Естественно считать, что для "нормального" тока выполняется закон Ома [3-7]

$$\vec{j}_n = \sigma\vec{E}, \tag{12}$$

где σ – удельная проводимость нормального металла. Заметим, что зарядовые плотности также входят в уравнение Максвелла

$$div\,\vec{E} = 4\pi(\rho_s + \rho_n). \tag{13}$$

Нетрудно убедиться, что последнее уравнение согласовано с соотношением (10), поскольку оно следует из уравнений (8) и (10). Переходя к пределу $v_0 \to \infty$ и полагая, что практически всегда справедливо, $\dot{\rho}_n$ малым, находим

$$\rho_n = -e^2 \Phi \dot{f}^2 / \pi m D \sigma \sqrt{1 + f^2/\Gamma^2}. \tag{14}$$

ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ В НЕРАВНОВЕСНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

Энергия комплексного скалярного поля во внешнем электромагнитном поле определяется выражением [10]

$$\begin{aligned} E &= -L_0 + 2\,\mathrm{Re}\left(\dot{\Psi} - \frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi\right)\left[\partial L_0 / \partial\left(\dot{\Psi} - \frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi\right)\right] = \\ &= \frac{\hbar^2}{2m v_0^2}\left|\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{2ie}{\hbar}\varphi\right)\Psi\right|^2 + \frac{\hbar^2}{2m}\left|\left(\vec{\nabla} + \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)\Psi\right|^2 + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4, \end{aligned} \tag{15}$$

которое, если пренебречь кинетической энергией ($v_0 \to \infty$) совпадает со свободной энергией Гинзбурга-Ландау [8]. Закон сохранения энергии сверхпроводящих электронов в электромагнитном поле имеет вид:

$$\dot{E} + \mathrm{div}\,\vec{j}_E = -2W_0 + \vec{j}_s \vec{E}, \tag{16}$$

где

$$\vec{j}_E = -\frac{\hbar^2}{m}\mathrm{Re}\left[\dot{\Psi}\left(\vec{\nabla} - \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)\Psi^*\right] - \varphi \vec{j}_s \tag{17}$$

– плотность потока энергии. Таким образом, как и должно быть, диссипативная функция (3) определяет изменение энергии поля за счет диссипативных процессов.

Закон сохранения энергии электромагнитного поля имеет обычный вид [1]:

$$\dot{\mathcal{E}} + \mathrm{div}\,\vec{S} = -\vec{j}\vec{E}, \tag{18}$$

где $\mathcal{E} = (E^2 + H^2)/8\pi$, $\vec{S} = c[\vec{E}, \vec{H}]/4\pi$. Закон сохранения энергии системы, состоящей из сверхпроводящих электронов и электромагнитного поля получаем, складывая (16) и (18),

$$\partial(E + \mathcal{E})/\partial t + \mathrm{div}\left(\vec{j}_E + \vec{S}\right) = -2W. \tag{19}$$

Полная диссипативная функция имеет вид:

$$W = \frac{\sigma E^2}{2} + \frac{\hbar^2}{2mD}\left(1 + f^2/\Gamma^2\right)^{1/2} \dot{f}^2 - \frac{\Phi}{2}\left(\dot{\rho}_n + \mathrm{div}\,\vec{j}_n\right). \tag{20}$$

Первое слагаемое в (20) описывает джоулевы потери при протекании нормального тока. Диссипация, описываемая вторым слагаемым, связана с изменением числа пар в конденсате. Последнее слагаемое в (20) ответственно за диссипацию, вызванную разбалансом заселенностей электронной и дырочной ветвей спектра квазичастиц [13]. Аналогичное соотношение для диссипативной функции в пределе $\Gamma^2 \gg f^2$ было получено в работе [14].

ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА

Согласно общей теории скалярного комплексного поля плотность импульса $\vec{p}^{\,o}$ и плотность потока импульса T_{ik}^{o} поля Ψ определяются соотношениями

$$\vec{p}^{\,o}=\frac{\hbar^2}{-v_o^2}Re\left[\left(\vec{\nabla}\Psi+\frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\Psi\right)\left(\dot{\Psi}^*+\frac{2ie}{\hbar}\varphi\Psi^*\right)\right], \qquad (21)$$

$$T_{ik}^{o}=-L_o\delta_{ik}-\frac{\hbar^2}{m}Re\left[\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x_i}+\frac{2ie}{\hbar c}A_i\Psi\right)\left(\frac{\partial\Psi^*}{\partial x_k}-\frac{2ie}{\hbar c}A_k\Psi^*\right)\right]. \qquad (22)$$

Закон сохранения импульса сверхпроводящих электронов и электромагнитного поля в сверхпроводнике может быть записан в виде

$$\partial(p_i^*+p_i^o)/\partial t+\partial(T_{ik}^*+T_{ik}^o)/\partial x_k=-f_i^s, \qquad (23)$$

где $\vec{p}^{\,*}$ и T_{ik}^* – плотности импульса и потока импульса электромагнитного поля, $\vec{p}^{\,*}=[\vec{E},\vec{H}]/4\pi c$, $T_{ik}^*=(E^2+H^2)/8\pi\,\delta_{ik}-(H_iH_k+E_iE_k)/4\pi$.

Правая часть уравнения (23) представляет собой источник импульса для системы, включающей сверхпроводящий конденсат и электромагнитное поле. Это же выражение, но с обратным знаком, даст силу, действующую на единицу объема решетки сверхпроводника

$$\vec{f}^{\,s}=\vec{\nabla}'L_o+\frac{\hbar^2}{mD}\sqrt{1+f^2/\Gamma^2}\,\dot{f}\,\vec{\nabla}f+\frac{1}{c}\vec{Q}\left(\dot{\rho}_n+div\,\vec{j}_n\right)+ +\rho_n\vec{E}+\frac{1}{c}[\vec{j}_n,\vec{H}]. \qquad (24)$$

Рассмотрим причины, вызывающие возникновение объемных сил в сверхпроводнике. Первое слагаемое в (24) ($\vec{\nabla}'L_o$ – обозначает дифференцирование явной зависимости лагранжиана от координат) возникает при наличии неоднородностей в системе. Второе слагаемое связано с изменением в пространстве и во времени плотности куперовских пар, а третье – с возникновением разбаланса заселенностей электронной и дырочной ветвей спектра квазичастиц. Наконец последние два слагаемых в (24) дают силу Лоренца, действующую на нормальные плотности заряда и тока. В равновесной однородной ситуации объемная сила в сверхпроводнике f^s обращается в нуль [2].

Приведем оценки величин объемных сил. Для оценок примем следующие значения параметров, полностью характеризующих "грязный" сверхпроводник: T_c = 10 К; θ = 10^{-2}; $v_F = 10^8$ см/с; $\ell = 10^{-6}$ см; $\tau_{ph}=10^{-10}$с.

Плотность сил, вызванных неоднородностью имеет вид:

$$\vec{f}_1=\vec{\nabla}'L_o=-f^2\vec{\nabla}\alpha-\frac{1}{2}f^4\vec{\nabla}\beta. \qquad (25)$$

Отметим, что эти силы ответственны за явление пиннинга вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода. Оценим, например, первое слагаемое в (25). Оно может быть записаю в виде $\vec{f}_1 = -\frac{H_{cm}^2}{4\pi}(f/f_0)^2 \alpha_0^{-1} \vec{\nabla} \Delta\alpha$, где $f_0^2 = -\alpha_0/\beta_0$ – равновесное значение параметра порядка, α_0, β_0 – значения параметров вдали от неоднородности, $\Delta\alpha(\vec{r}) = \alpha(\vec{r}) - \alpha_0$, $H_{cm}^2 = 4\pi\alpha_0^2/\beta_0$ – критическое магнитное поле. Таким образом, для $\vec{f}_1$ имеем оценку $f_1 = H_{cm}^2 \Delta\alpha/\alpha L_\alpha$, где L_α – размер неоднородности.

Характерное время релаксации малых возмущений параметра порядка определяется соотношением $\tau_z = \pi\hbar(1+f_0^2/\Gamma^2)^{1/2}/8k_B T_c \theta$. Тогда получим $\vec{f}_2 = \frac{\hbar^2}{mD}\sqrt{1+f^2/\Gamma^2} f \vec{\nabla} f \approx H_{cm}^2 L_f^{-1}$, где L_f – длина возмущения. Полагая $L_f \approx 10^{-5}$ см, найдем, что для принятых значений параметров $f_2 \approx 10^7$ дин/см^3. При $L_f \approx L_\alpha$ и $\Delta\alpha \approx \alpha$ имеем $f_1 \approx f_2$.

В третьем слагаемом в (24) для частот $\omega \ll \sigma$ выполняется условие $\dot{\rho}_n \ll \operatorname{div} \vec{j}_n$, так что $\vec{f}_3 = \frac{1}{c}\vec{Q} \operatorname{div} \vec{j}_n \approx \frac{\sigma^2 \lambda^2}{c^2} \frac{E^2}{\ell_E}$, где λ, ℓ_E – глубины проникновения магнитного и электростатического полей [13]. При напряженности электрического поля $E = 1$ В/см получим $f_3 \approx 10^3$ дин/см^3. Для того же поля сила $\vec{f}_4 = \rho_n \vec{E}$ равна $f_4 \approx E^2/\ell_E \approx 10^{-1}$ дин/см^3.

Оценим, наконец, силу $\vec{f}_5 = \frac{1}{c}[\vec{j}_n, \vec{H}]$, возникающую, например, при падении на сверхпроводниках электромагнитной волны с частотой ω. В таком случае [1] $E = \frac{\omega\lambda}{c} H$ и, следовательно, $f_5 = \frac{\sigma\omega\lambda}{c^2} H^2$. При частоте $\omega = 10^5$ с$^{-1}$ и поле $H = 10^2$ Э находим, что $f_5 \approx 1$ дин/см^3.

В работе [15] экспериментально показано, что движущиеся вихри Абрикосова увлекают за собой кристаллическую решетку. Согласно результатам настоящей работы это может быть вызвано как объемными силами, возникающими на неоднородностях в сверхпроводнике (силами пиннинга), так и силами, возникающими из-за неравновесности сверхпроводника в переменном магнитном поле, смещающем вихри Абрикосова. Как следует из общего выражения для объемной силы (24), наличие вихрей не является обязательным условием увлечения кристаллической решетки. И действительно, в работе [15] наблюдалось увлечение сверхпроводника и в полях $H < H_{c1}$, когда вихри еще отсутствуют. К сожалению тех экспериментальных данных, которые приведены в статье [15], не достаточно для более детального сопоставления настоящей теории с экспериментом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Физматгиз, 1959.
2. Шикина Н.И. О магнитных силах на поверхности сверхпроводника// ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 5(11). С. 1893-1904.

3. Голуб А.А. Динамические свойства коротких сверхпроводящих нитей. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 1(7). С. 341-347.
4. Kramer L.,Watts-Tobin R.J. Theory of dissipative current-carrying states in superconducting filaments //Phys.Rev.Lett.,1978. Vol.40. N 15. P.1041-1044.
5. Shön G., Ambegaokar V. Collective modes and nonequilibrium effects in current-carryind superconductors //Phys.Rev.,1979. Vol.19. N7. P.3515-3528.
6. Hu C.-R. New set of time-dependent Ginzburg-Landau equations for dirty superconductors near T_c//Phys.Rev.,1980,Vol.21. N7. P.2773-2798.
7. Watts-Tobin R.J., Krahenbühl Y., Kramer L. Nonequilibrium theory of dirty, current-carrying superconductors: phase-slip oscillators in narrow filaments near T_c //J.Low.Temp.Phys,1981. Vol.42. N5-6. P.459-501.
8. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. К теории сверхпроводимости// ЖЭТФ. 1950. Т. 20. Вып. 12. С. 1064-1082.
9. Голдстейн Г. Классическая механика. - М.: Наука, 1975.
10. Вентцель Г.Введение в квантовую теорию волновых полей. - М.-Л.: ОГИЗ-Гостехиздат. 1947.
11. Кулик И.О. О движении нитей Абрикосова под действием электрического поля и механизме диссипации энергии в однородных сверхпроводниках// ЖЭТФ. 1966. Т. 50. Вып. 6. С. 1617-1630.
12. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Эффективная масса границы раздела сверхпроводящей и нормальной фаз// ДАН СССР. 1984. Т. 276. № 5. С. 1095-1098.
13. Артеменко С.Н., Волков А.Ф. Электрическое поле и коллективные колебания в сверхпроводниках// УФН. 1979. Т. 128. Вып. 1.С.3-30.
14. Горьков Л.П., Копнин Н.Б. Движение вихрей и электросопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле// УФН. 1975. Т. 116. Вып. 3. С. 413-448.
15. Чигвинадзе Дж.Г. Увлечение кристаллической решетки движущимися вихрями Абрикосова// ЖЭТФ. 1974. Т. 67. Вып. 6(12). С.2361-2364.

Юрий Матвеевич Полуэктов, Виталий Валентинович Слёзов

СИЛЫ И ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ
В НЕОДНОРОДНЫХ НЕРАВНОВЕСНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Редактор, корректор А.И.Нагорная

Сдано в набор I4.05.87. Подписано в печать 31.07.87. Т-I6578.
Формат 60x84/I6. Бум. писч. № I. Офсетн. печ. Усл.п.л. 0,7.
Уч.-изд.л. 0,5. Тираж 280. Заказ № 813. Цена 8 коп. Индекс 3624.

Отпечатано в Харьковском ордена Ленина
и ордена Октябрьской Революции физико-техническом институте АН УССР
310108, Харьков, ул. Академическая, I

8 коп. Индекс 3624

Препринт, 1987, 1–8.