Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 5, с. 380 – 384 

# Критический ток в системе, состоящей из двух сверхпроводников, соединенных коротким мостиком малого диаметра из нормального металла (SNS)

*Ю. Н. Овчинников*[+*], *А. И. Ларкин*[+□]

[+]*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 119940 Москва, Россия*

[*]*Max-Planck Institute for Physics of Complex System, D-01187 Dresden, Germany*

[□]*Theoretical Physical Institute, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota 55455*

Поступила в редакцию 31 июля 2002 г.

После переработки 6 августа 2002 г.

Показано, что в системе сверхпроводник-сужение из нормального металла – сверхпроводник возможна реализация состояний с приращением фазы $\delta\varphi > \pi$. При выполнении условий $a \ll l \ll \xi(0)$, где $a$ – поперечный размер сужения, $l$ – длина сужения, $\xi(0)$ – корреляционный радиус при нулевой температуре, существует область параметров $(a, l, \xi(0), T)$, в которой критический ток достигается на решениях с разностью фаз $\delta\varphi > \pi$.

PACS: 74.50.+r

Исследованию сверхпроводящих систем, содержащих "узкое место" для протекания тока, посвящено большое число работ [1 – 6]. Наиболее простой из них является система SIS (сверхпроводник, изолятор, сверхпроводник). Такие системы (джозефсоновский контакт) широко используются, и теория как стационарных, так и нестационарных явлений в них была создана еще в конце 60-х годов [1 – 5]. Системы сверхпроводник – сужение из нормального металла – сверхпроводник являются более сложными и теория нестационарных явлений в них не может считаться завершенной. На простейшем примере: сверхпроводник – короткий мостик из "грязного" нормального металла – сверхпроводник мы покажем, что даже проблема критического тока не была решена корректно. Это обстоятельство, по-видимому, частично связано с успехами теории в системах SIS. Одна из первых работ, в которой рассматривалась система S-сужение из нормального металла – S, была сделана в 1975 г. [7]. Система сверхпроводник – сужение из того же материала-сверхпроводник была рассмотрена в работе [8]. В обеих работах, в частности, был найден ток как функция разности фаз в интервале $[-\pi, \pi]$. Ниже мы рассмотрим системы сверхпроводник – сужение из грязного нормального металла-сверхпроводник и найдем в ней зависимость тока от разности фаз в широкой области по разности фаз. Как будет показано ниже, вполне реализуема ситуация, при которой критический ток достигается при разности фаз много больше, чем $\pi$ по параметру $(\xi(0)/l)\,(\Delta/T_c)$, где $l$ – длина мостика, $a$ – поперечный размер мостика, $\Delta$ – параметр порядка в сверхпроводнике. Длина мостика предполагается много меньшей, чем $(D/\pi T_c)^{1/2}$, где $T_c$ – температура перехода в сверхпроводящих берегах. Для простоты предполагается, что контакт симметричный, и прозрачность на границе SN равна единице, что позволит использовать простейшие граничные условия: непрерывность функций Грина и их производной на границах раздела. В "грязном" пределе уравнения для функций Грина $\alpha, \beta$ сверхпроводника имеют вид [9, 10]

$$\alpha\Delta - \beta\omega + \frac{D}{2}\left(\alpha\partial_-^2\beta - \beta\frac{\partial^2\alpha}{\partial r^2}\right) = \alpha\beta\Gamma, \;\; \alpha^2 + \beta\beta^* = 1, \tag{1}$$

где $D = vl_{tr}/3$ – коэффициент диффузии, $\partial_- = \partial/\partial\mathbf{r} - 2ie\mathbf{A}$, $\mathbf{A}$ – векторный потенциал, $\Gamma = \tau_s^{-1}$ – время пробега электрона с переворотом спина.

Константа связи в мостике равна нулю и, следовательно, $\Delta = 0$. Предполагается также, что $\Gamma = 0$, $\mathbf{A} = 0$. Плотность тока $j$ выражается через функцию Грина $\beta$ и равна

$$j = -ie\nu D\, 2\pi T \sum_{\omega>0} \left(\beta^*\partial_-\beta - \beta\partial_+\beta^*\right), \tag{2}$$

где $\nu = mp/2\pi^2$ – плотность состояний на поверхности Ферми. Положим

$$\alpha = \sin\,\theta, \quad \beta = \cos\theta \exp\,(i\varphi). \tag{3}$$

Внутри мостика из нормального металла уравнение (1) сводится к системе из двух уравнений, одно из которых

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\cos^2\theta\right)=0 \tag{4}$$

есть следствие закона сохранения тока. Решение уравнения (4) есть

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}=\frac{A}{\cos^2\theta}, \tag{5}$$

где $A \equiv A(\omega)$ – константа интегрирования. Используя соотношение (4), приведем второе из уравнений к виду

$$\frac{\partial}{\partial x}\left\{\omega\sin\theta+\frac{D}{4}\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2+\frac{A^2}{\cos^2\theta}\right]\right\}=0. \tag{6}$$

Тем самым в системе уравнений (1) имеется два интеграла движения. Из уравнения (6) находим

$$\frac{\partial\sin\theta}{\partial x}=\pm\left\{\left[B^2-A^2-\frac{4\omega}{D}\sin\theta\right]-\right.$$
$$\left.-\left(B^2-\frac{4\omega}{D}\sin\theta\right)\sin^2\theta\right\}^{1/2}, \tag{7}$$

где $B$ – вторая константа интегрирования. В общем случае уравнение (7) решается в эллиптических функциях. В нашем случае короткого мостика величины $\{A,B\}$ велики. И в этом случае из уравнения (7) находим функцию $\sin\theta$:

$$\sin\theta=\pm\sqrt{1-Z^2}\cos\left(Bx-\frac{Bl}{2}+\gamma\right), \tag{8}$$

где $Z=A/B,\gamma$ – константа интегрирования. Для симметричного контакта константа

$$\gamma=0. \tag{9}$$

Разность фаз $\delta\varphi$ двух сверхпроводников в предположении, что существенна лишь область сужения, находится из уравнения (5)

$$\delta\varphi=A\int\limits_0^l\frac{dx}{\cos^2\theta}=$$
$$=Z\int\limits_0^{2Bl}\frac{dy}{(1+Z^2)-(1-Z^2)\cos(y-Bl)}. \tag{10}$$

Величина $Bl$ есть функция двух переменных: $(\delta\varphi,Z)$. При фиксированном значении $Z$ из уравнения (10) получаем

$$\frac{\partial(Bl)}{\partial(\delta\varphi)}=\frac{(1+Z^2)-(1-Z^2)\cos(Bl)}{2Z}. \tag{11}$$

Из этого уравнения следует, что величина $Bl$ при фиксированном значении $Z$ является однозначной, монотонно растущей функцией переменной $\delta\varphi$.

Вычисляя интеграл в формуле (10), находим

$$\delta\varphi=2\ \mathrm{Arctg}\left[\frac{1}{Z}\mathrm{tg}\left(\frac{Bl}{2}\right)\right]. \tag{12}$$

В области градиентов фазы, пока плотность тока не слишком велика, можно воспользоваться граничным условием непрерывности функции $\alpha$ на границе сверхпроводник – нормальный металл, используя для $\alpha$ невозмущенное значение в сверхпроводнике

$$\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2+\Delta^2}}=\pm\sqrt{1-Z^2}\cos\left(\frac{Bl}{2}\right). \tag{13}$$

Из уравнений (12), (13) находим

$$Z=\frac{\Delta}{(\omega^2+\Delta^2)^{1/2}}\frac{|\cos(\frac{\delta\varphi}{2})|}{\left(1-\frac{\Delta^2}{\omega^2+\Delta^2}\sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right)^{1/2}}, \tag{14}$$

$$\cos\left(\frac{Bl}{2}\right)=\pm\left(1-\frac{\Delta^2}{\omega^2+\Delta^2}\sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right)^{1/2}. \tag{15}$$

При прохождении разностью фаз $\delta\varphi$ точек $\pi(2N+1)$ ($N$ – целое число) функция $Bl$ имеет разрывы. Величина скачка $\delta(Bl/2)$ равна

$$\delta\left(\frac{Bl}{2}\right)=2\left(\frac{\pi}{2}-\ \arccos\left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2+\Delta^2}}\right)\right). \tag{16}$$

Величина $Bl$ является нечетной функцией разности фаз $\delta\varphi$. На рисунке приведена схематическая зависимость величины $Bl/2$ от аргумента $\delta\varphi$. Общее решение уравнения (10) для величины $Bl/2$ можно записать в виде

$$\frac{Bl}{2}=\pi N+\mathrm{arctg}\left(Z\mathrm{tg}\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right), \tag{17}$$

где $N$ – номер скачка.

Плотность тока в контакте определяется формулой (2) и равна

$$j=\frac{e\nu D}{l}\ 8\pi T\sum_{\omega>0}\Delta\frac{|\cos\ (\frac{\delta\varphi}{2})|}{\left(\omega^2+\Delta^2\cos^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right)^{1/2}}\times \tag{18}$$
$$\times\left[\pi N+\mathrm{arctg}\left(\frac{\Delta|\cos\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)|}{\left(\omega^2+\Delta^2\cos^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right)^{1/2}}\cdot\mathrm{tg}\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right)\right].$$

При $N \neq 0$ главный вклад в плотность тока возникает от первого слагаемого в квадратных скобках формулы (18). С логарифмической точностью при $N \neq 0$ находим

$$j = \frac{8\pi e\nu D}{l}\ N\ \Delta \left|\cos\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right| \cdot \ln\left(\frac{\pi^2 N^2 D}{l^2\ \max\ (\pi T, \Delta)}\right). \tag{19}$$

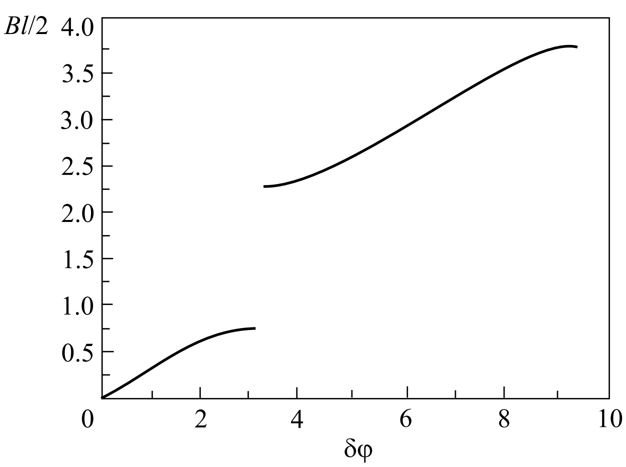
Проводимость $\sigma$ "грязного" металла равна

$$\sigma = 2\nu D e^2. \tag{20}$$

Используя выражение (20), запишем полный ток $I$ через контакт в виде

$$I = \frac{2\pi}{eR}\ \Delta\ N \left|\cos\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right| \cdot \ln\left(\frac{\pi^2 N^2 D}{l^2 \max(\pi T, \Delta)}\right), \tag{21}$$

где $R$ – сопротивление сужения в нормальном состоянии. Увеличение тока через сужение приводит к росту $N$ вплоть до $N_{cr}$. Критическое значение $N_{cr}$ находится из условия, что плотность тока становится столь велика, что подавляет параметр порядка $\Delta$ сверхпроводника вблизи сужения. При $N \sim N_{cr}$ выражение (21) для тока через контакт перестает быть справедливым.




Зависимость величины $Bl/2$ от разности фаз $\delta\varphi$

Найдем величину $N_{cr}$ и ток через контакт при $N \sim N_{cr}$. Воспользуемся для этого более простой моделью, в которой слабой связью является шейка гиперболоида вращения [8]. Координаты точек гиперболоида задаются ортогональными криволинейными координатами $\{u,\ v,\ \psi\}$ [11]

$$\begin{aligned} x &= a\sin u\ \mathrm{ch}\, v\cos\psi, \\ y &= a\sin u\ \mathrm{ch}\, v\sin\psi, \\ z &= a\cos u\ \mathrm{sh}\, v, \end{aligned} \tag{22}$$

где $0 \le u < u_s$. Поверхность гиперболоида, как следует из формул (22), задается уравнением

$$u = u_s. \tag{23}$$

Предположим, что длина свободного пробега электронов $l_{tr} \ll a u_s$, а параметр $a \ll \xi(0)$. При выполнении этих условий функции $\{\theta, \varphi\}$ зависят лишь от одной координаты $v$. Из уравнения (1) находим

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial \mathbf{r}}\cos^2\theta\right) = \\ &= \frac{1}{a^2\ \mathrm{ch}\ v(\cos^2\ u\ \mathrm{ch}^2\ v + \sin^2\ u\ \mathrm{ch}^2\ v)} \times \\ &\times \frac{\partial}{\partial v}\left(\mathrm{ch}\ v\ \cos^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial v}\right) = 0. \end{aligned} \tag{24}$$

Решение уравнения (24) есть

$$\frac{\partial\varphi}{\partial v} = \frac{A}{\mathrm{ch}\ v\cos^2\theta}, \tag{25}$$

где $A$ – константа интегрирования. Используя уравнение (25) и условие $a \ll \xi(0)$, приведем уравнение (1) для функции $\theta$ к виду, справедливому для всех значений $v$:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial v}\left[\mathrm{ch}^2 v\left(\frac{\partial\theta}{\partial v}\right)^2 + \frac{A^2}{\cos^2\theta}\right] + \\ &+ \frac{4a^2}{D}\ \mathrm{ch}^4\ v\left[\omega\frac{\partial\sin\theta}{\partial v} + \Delta\frac{\partial\cos\theta}{\partial v}\right] = 0. \end{aligned} \tag{26}$$

В области, где велики градиентные члены, следует оставить лишь первый член уравнения (26). Это уравнение легко решается и с учетом симметрии $v \to -v$ решение имеет вид

$$\sin\theta = \pm\sqrt{1 - \frac{A^2}{B^2}}\cos\Big[B(\mathrm{arctg}(e^v) - \mathrm{arctg}(e^{-v}))\Big]. \tag{27}$$

Изменение фазы $\delta\varphi$ при переходе через узкое горло гиперболоида определяется выражением

$$\begin{aligned} &\delta\varphi = \\ &= 2A\int_0^\infty \frac{dv}{\mathrm{ch}\ v\Big[1 - \Big(1 - \frac{A^2}{B^2}\Big)\cos^2\Big(B(\mathrm{arctg}(e^v) - \mathrm{arctg}(e^{-v}))\Big)\Big]} = \\ &= 2\ \mathrm{Arctg}\left(\frac{B}{A}\mathrm{tg}\left(\frac{\pi B}{2}\right)\right). \end{aligned} \tag{28}$$

Решение уравнения (28) можно представить в виде

$$\frac{\pi B}{2} = \pi N + \mathrm{arctg}\left(\frac{A}{B}\ \mathrm{tg}\ \left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right). \tag{29}$$

В области $v \gg 1$ удобно перейти к сферическим координатам, положив

$$\rho = a\ \mathrm{ch}\ v. \tag{30}$$

Уравнение (26) при этом принимает вид

$$\frac{1}{\rho^2}\ \frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho^2\frac{\partial\theta}{\partial\rho}\right) + \frac{2}{D}(\omega\ \cos\theta - \Delta\sin\theta) = 0. \tag{31}$$

На расстояниях $\rho \gg a$ уравнение (31) можно решать по теории возмущений. В этой области положим

$$\theta = \theta_0 + \theta_1; \qquad \Delta = \Delta_0 + \Delta_1, \tag{32}$$

где $\Delta_0$ – значение параметра порядка в сверхпроводнике на больших расстояниях от сужения, $\sin\ \theta_0 = \omega(\omega^2 + \Delta_0^2)^{-1/2}$. Величина $\theta_1$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2\theta_1}{\partial\rho^2} + \frac{2}{\rho}\ \frac{\partial\theta_1}{\partial\rho} - \frac{2}{D}\ \sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}\ \theta_1 - \frac{2}{D}\ \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}}\ \Delta_1 = 0. \tag{33}$$

Полагая

$$\theta_1 = \Phi/\rho, \tag{34}$$

приведем уравнение (33) к виду

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial\rho^2} - \kappa^2\Phi = \frac{2}{D}\ \frac{\omega\rho}{\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}}\ \Delta_1, \tag{35}$$

где

$$\kappa = \left(\frac{2}{D}\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}\right)^{1/2}. \tag{36}$$

Решение уравнения (35), удовлетворяющее граничным условиям при $\rho \to \infty$, дается выражением

$$\Phi = -\frac{\omega}{\kappa D\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}} \times \exp(\kappa\rho)\int\limits_\rho^\infty d\rho_1\rho_1\Delta_1(\rho_1)\exp(-\kappa\rho_1) - \exp(-\kappa\rho) \times \left[C_2 + \frac{\omega}{\kappa D\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}}\int\limits_a^\rho d\rho_1\rho_1\Delta_1(\rho_1)\exp(\kappa\rho_1)\right], \tag{37}$$

где $C_2$ – константа интегрирования.

Сшивая решение (27) с решением уравнений (31), (34) в промежуточной области $a \ll \rho \ll \xi$, получим значение коэффициента $C_2$ и одно уравнение на свободные параметры в решении (27):

$$C_2 = -\frac{\omega}{2\Delta_0\kappa} \pm \frac{\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}}{2\Delta_0\kappa}\sqrt{1-\frac{A^2}{B^2}} \times \left[\cos\left(\frac{\pi B}{2}\right) - \kappa a B\ \sin\left(\frac{\pi B}{2}\right)\right], \tag{38}$$

$$\pm\sqrt{1-\frac{A^2}{B^2}}\ \left[\cos\ \left(\frac{\pi B}{2}\right) + \kappa a B\ \sin\left(\frac{\pi B}{2}\right)\right] = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}} - \frac{2\Delta_0\omega}{D(\omega^2+\Delta_0^2)}\int\limits_0^\infty d\rho_1\rho_1\Delta_1(\rho_1)e^{-\kappa\rho_1}.$$

При получении формул (38) нами было использовано выражение для функции $\sin\theta$ в области $a \ll \rho \ll \xi$, следующее из уравнения (27)

$$\sin\ \theta = \pm\sqrt{1-\frac{A^2}{B^2}}\ \cos\left(\frac{\pi B}{2} - \frac{aB}{\rho}\right). \tag{39}$$

Поправка $\Delta_1$ к параметру порядка удовлетворяет уравнению

$$2\pi T\sum_{\omega>0}\left(\frac{\Delta_1}{\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}} + \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2+\Delta_0^2}}\ \frac{\Phi}{\rho}\right) = 0. \tag{40}$$

Плотность тока в гиперболоиде определяется выражением

$$j = e\nu D\,4\pi T\sum_{\omega>0}\cos^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial r} = e\nu D\,4\pi T\sum_{\omega>0}\frac{A}{a\cos u}. \tag{41}$$

Интегрируя это выражение по поверхности $\{v = 0,\ u < u_s\}$, получим значение полного тока $I$ через контакт:

$$I = \frac{2\pi^2}{eR}T\sum_{\omega>0}A(\omega), \tag{42}$$

где $R$ – сопротивление гиперболоида в нормальном состоянии:

$$R = \frac{1}{4a\sigma\ \sin^2(u_s/2)}. \tag{43}$$

При $N = 0$ уравнения (29), (38), (42) приводят к результату, полученному в работе [12]. Однако критический ток при $a \ll \xi$ достигается не на $N = 0$, а при больших значениях $N$. В области $N \geq 1$ из уравнений (29), (38) находим

$$A = 2NZ, \qquad Z = \frac{\Delta_0}{\omega}\left|\cos\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right|, \tag{44}$$

где частота $\omega$ лежит в интервале

$$\Delta_0 < \omega < \omega_{cr}(N). \tag{45}$$

Значение предельной частоты $\omega_{cr}(N)$ может быть оценено с помощью формулы (38) из условия, что поправочные члены становятся того же порядка, что и основные:

$$\omega_{cr}(N) \approx \Delta_0 \left(\frac{1}{aN|\cos(\frac{\delta\varphi}{2})|}\sqrt{\frac{D}{\Delta_0}}\right)^{2/3}. \tag{46}$$

Из формул (42), (43), (45) находим зависимость полного тока через сужение как функцию параметра $N$:

$$I = \frac{4\pi\Delta_0 N}{3eR} \times$$
$$\times \left|\cos\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)\right| \ln\left[\left(\frac{\Delta_0}{\pi T_c}\right)^{3/2}\sqrt{\frac{D}{\Delta_0}}\,\frac{1}{aN|\cos(\frac{\delta\varphi}{2})|}\right]. \tag{47}$$

Эта формула (47) позволяет найти величину критического тока $I_{cr}$ с точностью до численного множителя порядка единицы

$$I_{cr} = \frac{\Delta_0}{eRa}\sqrt{\frac{D}{\Delta_0}}\left(\frac{\Delta_0}{\pi T_c}\right)^{3/2}. \tag{48}$$

По параметру $\xi(0)/a$ критический ток $I_{cr}$ превышает значение, полученное в работе [12].

При получении выражения (48) для критического тока контакта $I_{cr}$ нами было использовано приближение сильной грязи. Это условие означает, что длина свободного пробега электронов $l_{tr}$ должна быть меньше всех характерных длин задачи. В частности, должны выполняться условия

$$l_{tr} \ll a \cdot u_s, \qquad l_{tr} < \frac{\pi a}{N_{cr}}, \tag{49}$$

где

$$N_{cr} = \frac{\xi(0)}{a}\left(\frac{\Delta_0}{\pi T_c}\right), \qquad \xi(0) = \sqrt{\frac{D}{\pi T_c}}. \tag{50}$$

В случае, если второе из условий (49) не выполняется, то выражение для тока (47) может быть использовано, во всяком случае, до значений $N$ порядка $N_1$, где

$$N_1 = \frac{\pi a}{2l_{tr}}. \tag{51}$$

Для исследования области значений $N > N_1$ необходимо использовать более общие уравнения, справедливые при произвольной длине свободного пробега электронов [13, 14]. Эта задача требует отдельного рассмотрения и будет сделана нами в подробной публикации.

Цель данной работы – продемонстрировать существование решений в области больших градиентов фазы параметра порядка, способных нести ток, существенно превышающий значение тока при изменении разности фаз в интервале $(-\pi, \pi)$.

Работа Ю.Н.О. поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 17729 и грантом Миннауки РФ. Работа А.И.Л. поддержана NSF грантом # 0120702.

1. M. Cohen, L. Falicov, and J. Phillips. Phys. Rev. Lett. **8**, 316 (1967).
2. B. D. Jesephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
3. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **51**, 1535 (1966).
4. N. R. Werthamer. Phys. Rev. **147**, 235 (1966).
5. V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
6. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **55**, 323 (1968).
7. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, Письма в ЖЭТФ **21**, 216 (1975).
8. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, Письма в ЖЭТФ **9**, 150 (1969).
9. K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
10. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **64**, 1096 (1973).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*, М.: Гос. Изд. Физ.-Мат.-Лит., 1959.
12. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, Физика низких температур, (Харьков) **4**, 296 (1978).
13. G. Eilenberger, Z. Phys. **214**, 195 (1968).
14. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **55**, 2262 (1968).