

ТУННЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ КОНВЕРСИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ВОЛНУ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ – ПАЙЕРЛСОВСКИЙ ДИЭЛЕКТРИК

И.В.Криве, А.С.Рожавский, В.А.Рубаков

Рассчитана вероятность туннельного формирования тока волны зарядовой плотности на границе металл – пайерлсовский диэлектрик при подбарьерном переходе электронов проводимости металла в валентную зону диэлектрика.

При низких температурах носителями тока в пайерлсовском диэлектрике (ПД) являются не свободные электроны и дырки, а коллективные возбуждения фазы φ параметра порядка (волна зарядовой плотности – ВЗП). В замкнутой электрической цепи всегда имеется контакт пайерлсовского диэлектрика с металлом и поэтому возникает важная задача об определении механизма конверсии электронов проводимости в ток ВЗП на границе металл – пайерлсовский диэлектрик.

В литературе ^{1,2} рассматривался механизм конверсии, основанный на представлении о создании в ПД центра проскальзывания фазы (ЦПФ), в котором модуль Δ параметра порядка обращается в нуль и поэтому для его образования, необходима энергия порядка Δ . Известно, однако, что проводимость ВЗП появляется при напряжениях $eV \ll \Delta$ (см., например, обзор ³). Как будет в этом случае осуществляться переход электронов металла в ток ВЗП в идеальной ситуации, когда в ПД нет готовых ЦПФ, отсутствуют свободные электроны и дырки, а также примесные уровни внутри щели?

Чтобы электроны с металлического берега контакта попали в пайерлсовский диэлектрик, в валентной зоне последнего необходимо создать дополнительный уровень. Для непрерывности процесса конверсии в момент перехода уровень должен иметь энергию $(eV/2)$ электронов металла и может быть создан только за счет формирования солитона модуля параметра порядка. Так как энергия такого солитона порядка Δ , при напряжениях $eV \ll \Delta$ процесс конверсии будет происходить туннельно.

Физически ясно, что в валентную зону (вакуум) ПД можно переводить только пары электронов с противоположными спинами. Поэтому процесс рассеяния электрона на границе металл — ПД напоминает процесс андреевского рассеяния на границе металл — сверхпроводник.

В теоретико-полевоом подходе лагранжиан ПД с комплексным параметром порядка имеет вид ^{4,5}

$$\mathcal{L} = \frac{\dot{\Delta}^2 + \Delta^2 \dot{\varphi}^2}{g^2 \omega_0^2} - \frac{\Delta^2}{g^2} + \bar{\psi}_s \{ i \gamma_\mu (\partial_\mu - ieA_\mu) - \Delta e^{i\gamma_s \varphi} \} \psi_s. \quad (1)$$

Здесь ψ_s — электрон-дырочный спинор, s — индекс проекции спина, γ_μ ($\mu=0, 1$), $\gamma_s = \gamma_0 \gamma_1$ — набор матриц Паули, A_μ — потенциал электрического поля, g — константа электрон-фононной связи, ω_0 — частота фононов с импульсом $2k_F$.

Для определения вероятности туннельной конверсии электронов металла в ВЗП необходимо найти решение эвклидовых уравнений движения модели (1) с граничными условиями, фиксирующими в начальном (i) и конечном (f) состоянии значения модуля ($\Delta_i = \Delta_f = \Delta_0 \sim \epsilon_F \exp(-\pi v_F/g^2)$) и фазы ($\varphi_i = 0$, $\varphi_f = \varphi(x)$) параметра порядка. Заметим, что в процессе конверсии Δ обязан быть неоднородной функцией координат, для того чтобы обеспечить формирование электронного уровня внутри щели.

Так как в пайерлсовском диэлектрике выполняется условие адиабатичности $\bar{\omega} = \frac{g}{\sqrt{\pi v_F}} \omega_0 \ll \ll \Delta_0$, искомые решения должны отбираться из условия экстремума функционала энергии. Поэтому их зависимость от мнимого времени τ входит неявно — функциями τ становятся свободные параметры статических решений ^{4,7}.

$$\sigma_s(x) = \Delta \cos \varphi = \Delta_0 - \frac{k_0^2}{\Delta_0} \left\{ 1 - \text{th} \left(\frac{k_0 (x - x_0)}{v_F} \right) \right\},$$

$$\pi_s(x) = \Delta \sin \varphi = \frac{\omega_B k_0}{\Delta_0} \left\{ 1 - \text{th} \left(\frac{k_0 (x - x_0)}{v_F} \right) \right\}, \quad (2)$$

где ω_B — энергия электронного уровня внутри щели

$$\omega_B = \Delta_0 \cos \theta(\tau), \quad k_0 = \Delta_0 \sin \theta(\tau). \quad (3)$$

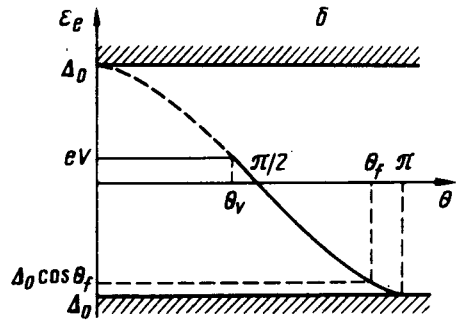
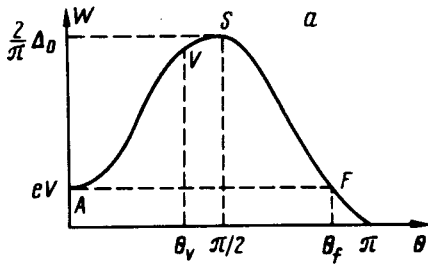
Так как $\varphi(x) = \arctg(\pi_s/\sigma_s)$, то набор фазы в момент τ равен $\Delta\varphi(\tau) = \varphi(x = \infty, \tau) - \varphi(x = -\infty, \tau) = 2\theta(\tau)$. Начальное значение кирального угла равно нулю, конечное — определяется из условия сохранения энергии при туннелировании. Потенциальная энергия на решениях (2)

с учетом энергии пары электронов металла имеет вид

$$W(\theta) = eV \Theta_H [\theta_v - \theta] + \Delta_0 \left\{ 2\Theta_H [\theta - \theta_v] \cos \theta + \frac{2}{\pi} (\sin \theta - \theta \cos \theta) \right\}, \quad (4)$$

$$\theta_v = \arccos \frac{eV}{2\Delta_0} \cong \frac{\pi}{2} - \frac{eV}{2\Delta_0}, \quad eV \ll \Delta_0, \quad (5)$$

где $\Theta_H[\dots]$ — функция Хевисайда. При $\theta < \theta_v$ (кривая AV на рис. 1, a) возникшая туннельная флуктуация (2), (3) отщепляет двукратно вырожденный уровень от пустой зоны проводимости и "опускает" его до энергии электронов металла на контакте ($eV/2$) (пунктирная кривая рис. 1, b). В точке V сформированный уровень занимают два электрона с противоположными спинами. С этого момента энергия электронов непрерывно уменьшается (рис. 1, b). Максимум потенциальной энергии равен $W(\theta = \pi/2) = (2/\pi)\Delta_0$ отвечает известному солитонному решению Бразовского — Шеи^{4,7}, которое при двукратном заполнении электронного уровня становится абсолютно неустойчивым (сфалерон). Туннелирование заканчивается при $\theta_f \cong \pi - (eV/2\Delta_0)$. Дальнейшая эволюция ВЗП к разности фаз $\Delta\varphi = 2\pi$ ($\theta = \pi$) происходит классически.



При напряжениях $eV \ll \Delta_0$ электроны переходят в пайерлсовский диэлектрик, на уровень, локализованный на инстантоне с характерным пространственным масштабом $l \sim k_0^{-1}(\theta = \pi/2) v_F = v_F / \Delta_0$. Для этого, чтобы вероятность занятия уровня электронами металла не была экспоненциально подавленной, центр инстантона (2) $x_0(\tau)$ должен располагаться вблизи контакта в области размера $k_0^{-1} v_F$. Это же ограничение возникает и из анализа кинетической энергии (1). Легко проверить, что слагаемое $\Delta_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx \dot{\varphi}_s^2$, входящее в "кинетическую" энергию инстантонного анзацта (2), (3) линейно расходуется на нижнем пределе. Это физическая расходимость, обязанная тому очевидному факту, что вероятность вакуум-вакуумного перехода $|0\rangle \rightarrow |\pm 2\pi\rangle$ в бесконечном объеме равна нулю. Для вычисления "кинетической" энергии инстантонов в приконтактной области пренебрежем координатной зависимостью экстремалей (2) и обрежем интеграл, на характерном размере $l \sim k_0^{-1}(\theta) v_F$ тогда

$$(\omega v_F^{-2}) \int dx (\dot{\Delta}^2 + \Delta^2 \dot{\varphi}^2) = \frac{M_i(\theta) \dot{\theta}^2}{2}, \quad M_i(\theta) \cong \frac{\Delta_0}{\omega^2} \sin^{-1} \theta \quad (6)$$

и туннельное действие равно

$$S = \int_0^{\pi - eV/2\Delta_0} d\theta (2M_i(\theta) W(\theta))^{1/2} \sim \frac{\Delta_0}{\omega} A, \quad A \sim 1. \quad (7)$$

С учетом (7) характерное время туннельной конверсии электронов металла в ПД для типичных параметров ВЗП

$$t \sim \omega^{-1} \exp(S) \sim 10^{-8 \div -10} \text{ с}. \quad (8)$$

Наши оценки относились к туннельному образованию на границе металл — ПД несоизмеримой ВЗП. В соизмеримом случае носителями тока в пайерлсовском диэлектрике являются

ся солитоны фазы, имеющие энергию $E_{\psi} \ll \Delta_0$ и дробный заряд $\pm 2e/M$ (M – индекс соизмеримости^{6,8}). В силу закона сохранения энергии и заряда описанный механизм конверсии приводит теперь к образованию комплекса из M солитонов и запирается при напряжениях $eV < ME_{\psi}$. Ясно также, что при высоких напряжениях $eV \gtrsim (2/\pi)\Delta_0$ вероятность приконтактного образования ВЗП не будет носить туннельного характера.

Авторы благодарят С.Н.Артеменко, А.Ф.Волкова и И.О.Кулика за полезные обсуждения.

Литература

1. Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1984, 86, 1818.
2. Артеменко С.Н., Волков А.Ф., Круглов А.Н. ЖЭТФ, 1986, 91, 1536.
3. Grüner G., Zettl A. Phys. Repts., 1985, 119, 118.
4. Бразовский С.А. ЖЭТФ, 1980, 78, 677.
5. Криве И.В., Рожавский А.С., Кулик И.О. ФНТ, 1986, 12, 1123.
6. Krive I.V., Rozhavsky A.S. Phys. Lett., A, 1985, 113, 313; Su Z. - B., Sakita B. Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 780.
7. Shei S.S. Phys. Rev. D, 1976, 14, 535.
8. Криве И.В., Рожавский А.С. УФН, 1987, 152, 33.

Харьковский

Государственный университет им. А.М.Горького

Физико-технический институт низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
23 апреля 1987 г.