

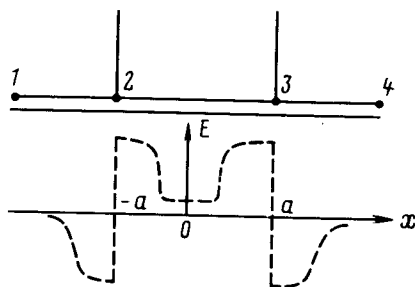
НЕЛОКАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ТОКА В КВАЗИОДНОМЕРНОМ ПРОВОДНИКЕ С ВОЛНОЙ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков

Теоретически показано, что при протекании тока I вдоль части проводника с волной зарядовой плотности (ВЗП) электрическое поле и напряжение возникают и в области, где ток отсутствует. Если I превышает пороговый ток пиннинга, на границах участка, где течет ток, может происходить рождение доменных стенок – фазовых солитонов. Эффекты связаны с движением и деформацией ВЗП и в области, где ток $I = 0$.

1. В последнее время значительное внимание уделяется исследованию эффектов, сопровождающих протекание тока в квазиодномерных проводниках с ВЗП. В частности, оказа-

лось, что измеряемые величины (такие как напряжение и ток) зависят от расположения измерительных и подводющих ток контактов ¹⁻³. В работе Ю.И. Латышева и др. недавно обнаружено возникновение электрического поля E вне области протекания тока (см. рис.). В их работе использовались нитевидные образцы с диаметром вплоть до нескольких мкм; ток I пропусклся через контакты 2, 3, а напряжения V_{ik} (i, k – номера контактов) измерялись между токовыми контактами 2, 3 и между удаленными контактами 1, 4. Было обнаружено, что при протекании тока выше порогового тока пиннинга ВЗП возникают напряжения V_{12} и V_{34} , величина которых порядка V_{23} , а знак противоположен знаку V_{23} .



Здесь мы рассмотрим задачу о протекании тока в проводнике с ВЗП в геометрии, изображенной на рис. и покажем, что специфика отклика фазы ВЗП на электрическое поле приводит к результатам, качественно согласующимся с данными эксперимента. Кроме того будут предсказаны эффекты (например, рождение фазовых солитонов на контактах 2 и 3), которые, по-видимому, можно наблюдать в будущих экспериментах.

Поскольку подавление энергетической щели Δ учитываться не будет, достаточно ограничиться уравнениями для фазы ВЗП χ и тока I . Мы воспользуемся результатами микрокопической теории ⁴. При низких температурах ($T \ll \Delta$) и при малом по сравнению с Δ искривлении поверхности Ферми уравнения могут быть записаны в виде

$$-\frac{D}{2}\chi'' + \lambda_1 \dot{\chi} = El \quad (1)$$

$$I = I_q + \sigma_N \dot{\chi} / l, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} - D_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) I_q = \lambda \sigma_N \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (2)$$

где $D = vl$ – коэффициент диффузии, l – длина свободного пробега, $\lambda_1 = C_1 \frac{\Delta}{T} \exp(-\Delta/T)$ – коэффициент трения ВЗП¹⁾, I_q – ток квазичастиц, $D_1 = C_2 \left(\frac{T}{\Delta} \right)^{3/2} D$, $\lambda = C_3 \left(\frac{T}{\Delta} \right) \exp\left(-\frac{T}{\Delta}\right)$, σ_N – проводимость в нормальном состоянии (т. е. с $\Delta = 0$), коэффициенты C_1, C_2, C_3 – числа, равные по порядку величины единице. Уравнение (2) получено из уравнения диффузии квазичастиц (с точностью до численного множителя) путем замены зависящего от энергии коэффициента диффузии $D(\epsilon)$ на независящий от энергии коэффициент D_1 ; в пределе стационарного или однородного в пространстве поля E это уравнение в модели (3) является точным.

Следует иметь в виду, что в уравнения (1) и (2) входят x -компоненты плотности тока и поля, усредненные по сечению проводника, поэтому $I(x) \equiv \langle j_x \rangle = I\theta(a - |x|)$, где $2a$ – расстояние между контактами 2 и 3.

2. Пусть через проводник протекает переменный ток $I(t) = I_\omega \exp(-i\omega t)$. Тогда пространственная зависимость фазы ВЗП легко находится из (1 – 2) с учетом непрерывности

¹⁾ Малость λ_1 связана с тем, что трение ВЗП обусловлено наличием возбуждений над щелью; учет других возможных механизмов трения, в частности, состояний внутри щели привел бы к увеличению λ_1 .

фазы и ее производной в точках 2 и 3

$$\chi_{\omega} = - (I_{\omega} l / i \omega \sigma_N) \{ [1 - e^{-\kappa a} \operatorname{ch}(\kappa x)] \theta(a - |x|) + \frac{1}{2} (1 - e^{-2\kappa a}) e^{(a - |x|)\kappa} \theta(|x| - a) \},$$

где $\kappa^2 = -i\omega D_2$, $D_2 = \lambda D/2 + D_1 \approx D_1$. С помощью (1) и (2) можно найти распределение поля $E_{\omega}(x)$ и вычислить напряжения V_{23} , $V_{12} = V_{34}$ и V_{14} .

Получим

$$V_{23} = V_0 [(D/2D_1)f + \lambda_1(1-f)], \quad V_{12} = \frac{V_0}{2} f [\lambda_1 - D/2D_1], \quad V_{14} = \lambda_1 V_0.$$

Здесь

$$V_0 = 2aI_{\omega} / \sigma_N, \quad f = (1 - e^{-2\kappa a}) / (\kappa a).$$

При достаточно низких частотах $f \approx 2$. Учитывая малость λ_1 , получим в этом случае $V_{23} = V_0(D/2D_1) \approx -V_{ex} \equiv -(V_{12} + V_{34})$. Следовательно, полное напряжение V_{14} будет малым и по сравнению с V_{23} и внешним напряжением V_{ex} , которые значительно компенсируют друг друга. Отметим, также, что напряжение V_{23} существенно отличается от напряжения, которое было бы при однородном скольжении ВЗП. Последнее совпадает с V_{14} . Распределение поля $E_{\omega}(x)$ качественно изображено на рис. пунктирной линией. Глубина проникновения поля E_{ω} в области (1, 2) и (3, 4) $L_E(\omega) \approx \sqrt{D_1/\omega}$ уменьшается с ростом ω .

Результаты этого пункта справедливы при $V_0 \ll \Delta$ и в пренебрежении пиннингом. Отметим, также, что в пределе высокой температуры $T \gg \Delta$ рассмотренные эффекты малы по параметру Δ/T .

3. Если ток через контакты 2, 3 имеет вид прямоугольного импульса большой длительности, то распределение поля сначала имеет вид, изображенный на рисунке. При этом растет длина L_E , на которую проникает поле E и на которой отлична от нуля скорость ВЗП (т. е. $\dot{\chi} \neq 0$), а также увеличивается напряжение V_{ex} . Дальнейшая эволюция E и χ зависит от величины тока I .

При достаточно больших токе I или расстоянии a ,

$$I > I_c \sim \sigma_N \frac{\Delta}{a} \left(\frac{T}{\Delta} \right)^{3/2}, \quad (3)$$

рост градиента фазы $\partial\chi/\partial x$ приведет к подавлению щели Δ в точках 2 и 3. Это произойдет при $-V_{ex} \approx V_{23} \sim \Delta$, когда электрическое поле проникает на длину $(\sigma_N/l)\Delta(T/\Delta)^{3/2}$.

При этом в системе возникнут центры проскальзывания фазы (ЦПФ) ⁵, сопровождающиеся нелинейными осцилляциями Δ и χ , которые нельзя описать с помощью уравнений (1)–(2).

Если же ток I или расстояние между токовыми контактами малы, так что условие (3) не выполняется (но $I \gg I_T$, I_T – пороговый ток пиннинга), то распространяющиеся от контактов 2 и 3 возмущения E и χ через время порядка a^2/D_1 начнут подавлять друг друга, а поле E начнет уменьшаться по величине как $1/\sqrt{t}$, распространяясь все дальше от контактов 2 и 3. При этом напряжения выходят на стационарное значение $-V_{ex} \approx V_{23} = V_0 \left(\frac{\Delta}{T} \right)^{3/2}$, $V_{14} = \lambda_1 V_0$. Уменьшение и распространение поля E в области (1, 2) и (3, 4) будет происходить до тех пор, пока его распределение не зафиксируется пиннингом.

4. Мы учтем пиннинг ВЗП в простейшей модели, которая может быть строго обоснована в случае соизмеримой ВЗП. Именно, добавим в левую часть уравнения (1) слагаемое $E_0 \sin \pi \chi$, где $E_0 l \sim \Delta(\Delta/\epsilon_F)^{n-2}$, n – порядок соизмеримости. Ясно, что в случае переменного тока пиннингом можно пренебречь, если $\omega \lambda_1 \gg E_0 l$. Проанализируем, к каким следствиям приведет учет пиннинга, при протекании постоянного тока I . При слабых токах фаза возмущается в области (2, 3) и спадает до нуля при $x \rightarrow \pm \infty$ на характерной длине L ($L = \sqrt{2D_1/\lambda E_0 l}$ – размер фазового солитона, рост длины при понижении температуры связан с экранированием ⁴). В этом случае для V_{23} получим $V_{23}^2 = (V_0/\lambda) [1 - (1/2)f(a/L)]$. Следовательно, при

$a \gg L$ $V_{23} = V_0/\lambda$, а при $a \ll L$ $V_{23} = (V_0/\lambda)(a/L)$, т. е. изменяется температурный ход проводимости I/V_{23} . Напряжение V_{14} снова связывается с током как в однородном случае $V_{14} \approx V_0/\lambda$. С увеличением I статическая деформация ВЗП растет и при некотором пороговом токе I_T невозмущенного на бесконечности статического решения для χ не существует. При $I > I_T$ статическое решение существует в виде доменных стенок — цепочки фазовых солитонов, период которой зависит от разности $I - I_T$. Образование цепочки при токах мало превышающих критический происходит путем последовательного рождения солитонов в точках 2 и 3 и их удаления от этих точек. Нетрудно получить выражения для I_T : $I_T = \frac{2L}{a} \lambda \sigma_N E_0$ при $a \ll L$ и $I_T = \lambda \sigma_N E_0 [1 + 24K^4(1/\sqrt{2}) \times (L/a)^4]$ при $a \gg L$. При больших токах $I \gg I_T$ осцилляции фазы χ в пространстве становятся все более слабыми и пространственная зависимость χ приближается к статическому решению уравнения диффузии $\chi' = \text{const}$.

Мы признательны Ю.И.Латышеву и В.В.Фролову за ознакомление с экспериментальными результатами и за обсуждение.

Литература

1. Gill J.C. Sol. St. Commun., 1982, 44, 1041.
2. Mihaly G., Hutiray Gy., Mihaly L. Phys. Rev., 1983, B28, 4896.
3. Ong N.P., Verma G. Phys. Rev., 1983, B27, 4495.
4. Артеменко С.Н., Волков А.Ф. ЖЭТФ, 1981, 80, 2018; 1981, 81, 1872.
5. Горьков Л.П. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 76.