

©1995

ЭЛЕМЕНТЫ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В $s-n-s$ -КОНТАКТАХ

В.Б.Шижин, Н.И.Шижина

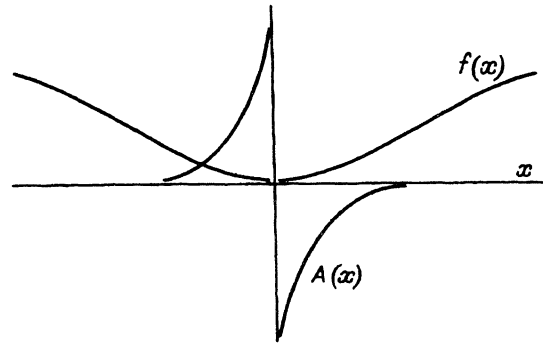
Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия
(Поступила в Редакцию 9 августа 1994 г.
В окончательной редакции 28 февраля 1995 г.)

Показано, что на середине отдельного $s-n-s$ -контакта возникает цепочка вихревых нитей, вытянутых вдоль магнитного поля. Высказано предположение о том, что эти вихревые нити могут служить источником дополнительного сопротивления периодической $s-n-s$ -структуры.

В работе Петрашова и Антонова [1] исследовалась проводимость двумерного серебряного канала, на одну из плоскостей которого нанесена периодическая система свинцовых полосок, находящихся в металлическом контакте с серебром. Авторы [1] показали, что при переходе свинцовых полосок в сверхпроводящее состояние сопротивление серебряного канала возрастает. С учетом того, что при этом часть серебряного канала также становится сверхпроводящей благодаря эффекту близости, рост сопротивления серебряного канала представляется достаточно неожиданным и требует хотя бы качественного объяснения.

Сами авторы [1] полагают, что ответственным за аномалию является специфический характер отражения электронов на границе (так называемое андреевское отражение [2]). Однако эта идея пока не доведена до количественных формул, позволяющих судить о степени ответственности такого отражения за рост сопротивления системы контактов.

В данном сообщении мы хотим обратить внимание на альтернативную возможность возникновения дополнительного сопротивления в $s-n-s$ -контактах, связанную с наличием вдоль середины n -областей цепочек вихревых нитей, которые, как известно [3], при наличии тока и отсутствии пиннинга начинают двигаться. При этом основная часть работы посвящена доказательству существования цепочки вихрей на середине каждого n -слоя. Что касается диссипативного движения этих вихрей при наличии тока через канал, то здесь мы ограничимся качественными утверждениями о том, что такое движение должно приводить к росту сопротивления канала.



Кривые, поясняющие возникновение разрыва в распределении векторного потенциала на середине нормального слоя в $s-n-s$ -контакте.
 Ox — нормаль к плоскости границы, $A(x)$ — y -компонента векторного потенциала, $f(x)$ — вещественный параметр порядка.

1. Микроописание отдельной $n-s$ -границы обычно производится с помощью уравнений Гинзбурга-Ландау (Г-Л) [4], которые в этой задаче можно считать одномерными и вещественными. Однако, сохраняя одномерность и вещественность уравнений Г-Л, возможно правильно описать систему плоских, параллельных друг другу, непрерывно переходящих одна в другую ns - и sn -границ. Конечно, можно разрезать каждый нормальный слой по его середине и искать решение отдельно для nd - и sn -границ, сшивая затем полученные решения на разрезе (как это и делалось для системы двух сверхпроводящих полупространств с вакуумным промежутком d , содержащим магнитный поток). Однако при $d \rightarrow 0$, что соответствует переходу к промежуточному состоянию, в таком решении возникает разрыв векторного потенциала, чего не должно быть на самом деле (см. рисунок). Возникающие затруднения в действительности могут быть устранены, если считать ψ -функцию, фигурирующую в теории Г-Л, комплексной и подходящим образом выбрать фазу ψ -функции.

2. Рассмотрим для простоты один нормальный слой толщиной $2a_n$, считая сверхпроводящие области, граничащие с ним, полупроводящими ($s-n-s$ -переход). Система уравнений Г-Л, записанная в безразмерном виде, выглядит таким образом:

$$\begin{aligned}
 (i\kappa^{-1}\nabla + A)^2\psi - \psi + |\psi|^2\psi &= 0, \\
 \Delta A &= -j = i(2\kappa)^{-1}(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi) - |\psi|^2A, \\
 \operatorname{div} A &= 0, \quad \kappa < 1/\sqrt{2}.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Как и выше, sn - и ns -границы находятся в плоскости yz , ось oz параллельна H , ось ox перпендикулярна фазовым границам, начало координат совпадает с серединой нормального слоя. Граничные условия для $s-n-s$ -перехода имеют вид

$$\begin{aligned}
 |\psi|_{x=\pm\infty} &\Rightarrow 1, \quad j_y|_{x\Rightarrow\pm\infty} \Rightarrow 0, \\
 \int H_z(x)dx &= 2H_c a_n = \sqrt{2a_n}.
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Величина $2a_n$ считается заданной (определяется геометрией показанной на рисунке). В задаче имеются три характерные длины: $2a_n$ — макротолщина нормального слоя, κ^{-1} — характерная длина, на которой

меняется параметр упорядочения, и $\delta = 1$ — глубина проникновения поля в массивный металл. В случае промежуточного состояния эти величины связаны неравенствами $a \gg \kappa \gg 1$. Далее эти неравенства будут использованы для соответствующих оценок.

Запишем решение системы (1), (2) в виде

$$\begin{aligned}\psi &= \psi_0 + \psi_1, \quad \psi_0 = \phi(x)e^{iky} + \phi(-x)e^{-iky}, \\ A &= A_0 + A_1, \quad A_0(x) = (0, A_0, 0), \\ A_0 &= \int H_z(x)dx, \quad A_0(x) = -A_0(-x),\end{aligned}\quad (3)$$

где ϕ — вещественная функция, удовлетворяющая граничным условиям

$$\phi(x)|_{+\infty} \Rightarrow 1, \quad \phi(x)|_{-\infty} \Rightarrow 0;$$

k — произвольная постоянная.

Подставим выражения (3) для ψ и A в (1) и определим ϕ и A_0 следующими уравнениями:

$$-\kappa^{-2}\phi'' + (k/\kappa - A_0)\phi = \phi(x)[1 - \phi^2(x) - \phi^2(-x)], \quad (4)$$

$$A_0'' = [\phi^2(x) + \phi^2(-x)], \quad (5)$$

$$-\infty < x < +\infty.$$

Уравнение для $\phi(-x)$ получается заменой в (4) x на $-x$. В уравнениях (4), (5) собраны все члены, отличные от нуля на $\pm\infty$.

Постоянная k выбирается так, чтобы $\phi(x)$ имела нужную асимптотику при $x \Rightarrow \pm\infty$.

$$\phi(x)|_{x \rightarrow +\infty} \Rightarrow 1, \quad \phi(x)|_{x \rightarrow -\infty} \Rightarrow 0.$$

Для этого необходимо положить

$$k = \kappa A_0(\infty) = \kappa a_n \sqrt{1} \gg 1. \quad (6)$$

При таком выборе k автоматически выполняется и граничное условие $j_y|_{x \Rightarrow \pm\infty} \Rightarrow 0$, т.е. система (4)–(6) полностью удовлетворяет граничным условиям (2).

Рассмотрим теперь систему уравнений для $\psi_1(x, y)$ и $A_1(x, y)$. Эта система получается вычитанием уравнений (4)–(6) из общей системы (1)

$$\begin{aligned}(i\kappa^{-1}\nabla + A)^2\psi_1 + ((i\kappa^{-1}\nabla + A)^2 - (i\kappa^{-1} + A_0)^2)\psi_0 - \\ - \psi_1(1 + |\psi|^2) + (\psi_1\psi_0^* + \psi_1^*\psi_0 + \psi_1\psi_1^*)\psi_0 = -2\phi(x)\phi(-x)\cos 2ky\psi_0,\end{aligned}\quad (7)$$

$$\nabla^2 A_1 - |\psi|^2 A_1 + (i/2\kappa)[\psi_1\nabla\psi_1^* - \psi_1^*\nabla\psi] = 2\phi(x)\phi(-x)\cos 2kyA_0, \quad (8)$$

$$\operatorname{div} A_1 = 0.$$

Граничные условия для ψ_1 и A_1 следуют из (2) с учетом поведения ψ_0 и A_0 на $\pm\infty$. Отсюда имеем

$$\psi_1|_{x \Rightarrow \pm\infty} \Rightarrow 0, \quad A_1|_{x \Rightarrow \pm\infty} \Rightarrow 0.$$

Таким образом, ψ_1 и A_1 отличны от нуля лишь в меру неоднородности уравнений (7), (8). Учитывая вид $\phi(x)$ при малых x

$$\phi(x) \cong \phi_0 \exp[(\kappa\sqrt{2})(a_n x - x^2/2)],$$

$$\phi(0) = (\kappa\sqrt{2}) \exp(-ka_n/2)$$

и очевидное неравенство $\phi(0) \ll 1$, которое выполняется с экспоненциальной точностью пока $ka_n \ll 1$, легко заметить, что неоднородные члены, содержащие множителем комбинацию

$$\phi(x)\phi(-x) = \phi^2(0) \exp[(-\kappa\sqrt{2})x^2],$$

существенно малы по сравнению с ψ_0 и A_0 . Это позволяет думать, что в общей системе уравнений ψ_1 и A_1 играют роль малых добавок к ψ_0 и A_0 .

Подводя итог, можно сказать, что описание $s-n-s$ -перехода при больших k , т.е. при $\kappa a_n \gg 1$, с хорошей точностью осуществляется функциями ψ_0 и A_0 . Порядок отбрасываемых членов, грубо говоря, определяется неравенствами

$$\psi_1/\psi_0 \sim A_1/A_0 \sim \phi(x)\phi(-x) \ll 1.$$

3. Используя нулевое приближение ψ_0 , A_0 , рассмотрим область малых x . Оказывается, что на середине нормального слоя вдоль оси oy модуль параметра упорядочения периодически обращается в нуль

$$|\psi_0|^2 = \phi^2(x) + \phi^2(-x) + 2\phi(x)\phi(-x) \cos 2ky.$$

Соответствующая система токов определяется уравнениями

$$j_y = [\phi^2(x) + \phi^2(-x)]A_0(x) - (k/\kappa)[\phi^2(x) - \phi^2(-x)],$$

$$j_x = [(\sin 2ky)/\kappa][\phi(-x)\phi'(x) - \phi(x)\phi'(-x)].$$

Таким образом, на середине нормального слоя имеется цепочка вихревых нитей, находящихся друг от друга на расстоянии π/x и вытянутых вдоль оси oz . Эта интерференционная картина возникает, по-видимому, всегда при сближении в магнитном поле двух сверхпроводящих полупространств на достаточно близкое расстояние. Аналогичная интерференционная картина наблюдается в джозефсоновском туннельном переходе, помещенном в магнитное поле [5]. Другим примером может служить одномерная вихревая структура, возникающая в тонкой сверхпроводящей пластинке второго рода, помещенной в параллельное магнитное поле [6].

Список литературы

- [1] Петрашов В.Т., Антонов В.Н. Письма в ЖЭТФ **54** 245 (1991).
- [2] Андреев А.Ф. ЖЭТФ **49** 655 (1965).
- [3] Де Женн П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М. (1968).
- [4] Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. ЖЭТФ **20** 1064 (1950).
- [5] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М. (1982).
- [6] Кулик И.О. ЖЭТФ **52** 1632 (1975).