Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 11, стр. 730 – 733 5 декабря 1974 г.

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

К.К.Лихарев

Показано, что из обычного обобщения уравнений Гинзбурга – Ландау на нестационарный случай непосредственно следует возможность существования в однородном квазиодномерном сверхпроводнике границ доменов сверхпроводящей и нормальной фаз. Значение тока через проводник, при котором такая граница оказывается в равновесии, несколько меньше критического тока распаривания. Таким образом, равновесие индуцированных током доменов в сверхпроводнике возможно и без обсуждавшихся Волковым и Коганом тепловых эффектов.

1. Как показывают эксперименты [1], проведенные с длинными и узкими (ширина $\approx \xi$) полосками из тонких (толщина $<< \xi$) сверхпроводящих пленок, восстановление сверхпроводящего состояния в таких квазиодномерных образцах при уменьшении тока через них происходит не так, как это предсказывалось в теоретических работах [2]. Именно, появление сверхпроводящей (S) фазы происходит не при очень малых токах через проводник J, а при значениях J, меньших, но сравнимых с критическим током распаривания J_c. При этом уменьшение напряжения на образце от "нормального" значения $J R_N$ до нуля идет практически при постоянном значении тока $J = J_0 < J_c$. Такая картина естественно объясняется распространением доменов S-фазы от сверхпроводящих электродов к середине образца, если известно, что при $J = J_0$ могут существовать стационарные S-N-границы таких доменов.

В работе [3] было показано, что стабильность такой границы при $J < J_c$ может обеспечиваться распространением тепла, генерируемого током в N-фазе. Однако, по утверждению авторов работ [1], в их экспериментах нагревание образцов было весьма мало.

Цель настоящей статьи – сообщить, что существование в квазиодномерном сверхпроводнике при токе $J = J_0 < J_c$ стационарной S-N-границы непосредственно следует из обычных [2, 4] уравнений для изотермического случая.

2. Обычные одномерные нестационарные уравнения Гинзбурга – Ландау [2, 4] для параметра порядка $\psi = \Delta/\Delta_0$ и полного потенциала электрического поля μ можно записать в виде

$$u\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\mu\right)\psi = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + 1 - |\psi|^2\right)\psi \;, \qquad (1)$$

$$J = \mathrm{Im}\left(\psi^* \frac{\partial\psi}{\partial x}\right) - \frac{\partial\mu}{\partial x} \;,$$

где x – координата вдоль проводника, нормированная на $\xi(T)$ и есть отношение времени релаксации параметра порядка t_ψ к времени релаксации тока t_J. Для "грязного предела" $u \simeq 12$ в случае парамагнитных примесей и $u = \pi^4/14\zeta(3) \approx 5{,}79$ для немагнитных примесей. Время нормировано на t_J. Критический ток J_0 в нашей нормировке равен $\sqrt{4/27} \approx 0{,}385$. Функции $\psi(x)$, $\mu(x)$, описывающие границу, достаточно удаленную ($>> \xi$) от соседних границ, должны удовлетворять системе уравнений (1) с граничными условиями:

$$|\psi(-\infty)| = \psi_1, \qquad \psi(+\infty) = 0,$$
$$\mu(-\infty) = 0, \qquad \frac{\partial\mu}{\partial x}(+\infty) = -J, \qquad (2)$$

где ψ_1 – бо́льший положительный корень уравнения:

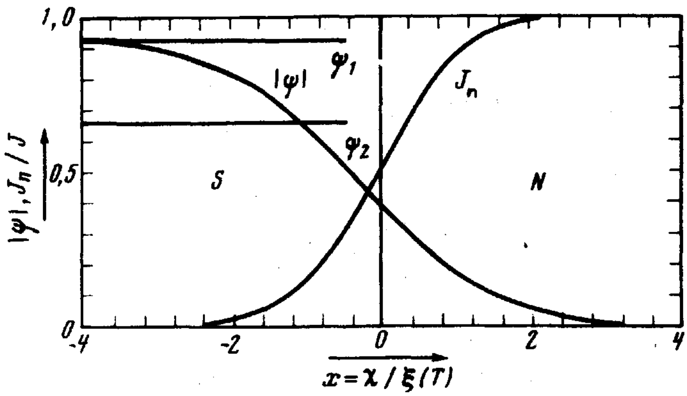
$$\psi^2(1-\psi^2)^{1/2} = J. \qquad (3)$$

Значение J_0 при этом должно находиться из условия нулевой скорости границы: $(\partial/\partial t) = 0$ [4]. Положение границы на нити оказывается при этом, естественно, неопределенным, так что его можно зафиксировать наложив дополнительное условие, например $\partial\mu/\partial x\,(0) = -J/2$.

3. Поскольку, как оказывается, длина стационарной S-N-границы порядка единицы (ξ), в правых частях уравнений (1) существенны все члены и аналитические выражения удается получить лишь для асимптотик при $x \to \pm\infty$. Поэтому уравнения (1) с граничными условиями (2) решались на ЭВМ обычным разностным методом для конкретных значений параметров u и J. К достоинствам решения на ЭВМ в данном случае можно отнести то,

что удается не только найти форму стационарной границы $\psi(x)$, $\mu(x)$, но и сразу убедиться в устойчивости этого решения, поскольку машина фактически моделирует процесс (1).

На рисунке показана вычисленная таким образом форма границы доменов для $u = 5{,}79$, причем, как оказалось, $J_0 \approx 0{,}335$. Влияние изменения коэффициента u на величину J_0 еще предстоит выяснить, однако легко показать, что при стремлении u к бесконечности J_0 стремится к нулю как $u^{1/3}$.



Зависимости ψ и нормальной компоненты тока $\left(J_N = -\dfrac{\partial\mu}{\partial x}\right)$ от координаты x вдоль сверхпроводника при том значении тока ($J = J_0$), когда S-N-граница неподвижна. $u = 5{,}79$, $J_0 \approx 0{,}335$, $\psi_1 \approx 0{,}92$, $\psi_2 \approx 0{,}67$

4. Из приведенных во второй из работ [1] данных (рис. 7) для Sn пленки следует, что при температурах, близких к критическим, значения J_0/J_c составляют от 0,72 при $T/T_c = 0{,}95$ до 0,55 при $T/T_c = 0{,}9$ (по теории 0,87). Можно предположить, что отличие величины J_0/J_c от рассчитанной связано либо с неизбежным при уменьшении T влиянии нагрева [2], либо с влиянием неучтенных в (1) аномальных членов, приводящих к эффективному увеличению t_ψ и u [5].

5. Нетрудно понять физическую причину существования стационарной S-N-границы. Как известно, для токов меньших $J_c(\psi_1 > \sqrt{2/3})$, однородное $(\partial/\partial x = 0)$ сверхпроводящее состояние подавляется, если исходное значение $|\psi|$ меньше ψ_2, где ψ_2 – меньший положительный корень уравнения (3), и устанавливается к равновесному уровню ψ_1 в противоположном случае. Поэтому равновесие границы соответствует такому значению тока, когда подавление параметра порядка током при малых значениях $|\psi|$ на в N-домене уравновешивается стремлением $|\psi|$ к равновесному уровню в S-домене.

6. Если ток не равен J_0, граница распространяется со скоростью v, несколько деформируясь при этом. Если отсчитывать v в сторону S-фазы, то v – монотонно возрастающая функция разности $J - J_0$. Легко по-

нять, что $v \to -\infty$ при $J \to 0$ и $v \to +\infty$ при $J \to J_c$. При значениях тока вблизи J_0 можно ввести "коэффициент вязкости"

$$\eta = \left(\frac{dv}{dJ}\right)^{-1}_{J = J_0} , \qquad (4)$$

который для $u = 5{,}79$ оказывается близким к 0,7.

7. Как уже говорилось, полученные результаты позволяют естественно объяснить вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов, изученных в работах [7].

Более того, нам кажется возможным объяснить в терминах S- и N-доменов и ступенчатую структуру ВАХ других квазиодномерных объектов – нитевидных кристаллов [6]. Правда, в рамках уравнений (1) не удается найти периодических решений, которые объясняли бы доменную структуру таких объектов[1]. Однако оказывается, что учет двумерности образца даже в первом приближении приводит к появлению отталкивания между соседними N-доменами, которое стабилизирует периодическую доменную структуру и переходит при дальнейшем увеличении ширины образца в обычное отталкивание между двумя соседними строчками вихрей.

Таким образом, есть надежда объяснить целый ряд наблюдающихся эффектов в квазиодномерных сверхпроводниках в терминах движения и взаимодействия индуцированных током доменов нормальной и сверхпроводящей фазы.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
27 сентября 1974 г.

Литература

[1] И.И.Еру, С.А.Песковацкий, А.В.Паладич, В.А.Кащей. ФТТ, 15, 1599, 1973; Препринт №35 ИРЭ АН УССР, 1974.

[2] Л.П.Горьков. Письма в ЖЭТФ, 11, 52, 1970; И.О.Кулик. ЖЭТФ, 59, 584, 1970.

[3] А.Ф.Волков, Ш.М.Коган. Письма в ЖЭТФ, 19, 9, 1974.

[4] T.J.Reiger, D.J.Scalapino, J.E.Mercereau. Phys. Rev. Lett., 27, 1787, 1971; А.Ф.Волков. ЖЭТФ, 66, 758, 1974.

[5] Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. Письма в ЖЭТФ, 8, 329, 1968.

[6] J.Meyer, G.V.Minnigerode. Phys. Lett., A38, 529, 1972.

[7] H.J.Fink. Phys. Lett., A42, 465, 1973; Phys. stat. sol. (b), 60, 843, 1973; В.П.Лукин, А.В.Тулуб. Вестн. Лен. ун-та, №4, 163, 1973; H. J. Fink, R. S. Poulsen. Phys. stat. sol (b), 63, 317, 1974.

[1] Решения, предложенные в работах [7], на самом деле этим уравнениям не удовлетворяют.