Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 9, стр. 496 — 498 10 ноября 1991 г.

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ ЧАСТОТЫ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОМПОЗИТОВ

А.Е.Морозовский

Институт металлофизики АН УССР
252680, Киев

Поступила в редакцию 3 октября 1991 г.

Рассмотрен нестационарный эффект Джозефсона в сверхпроводящих композитах вблизи порога протекания. Предсказан новый эффект, заключающийся в зависимости частоты джозефсоновского излучения от концентрации сверхпроводящей фазы. Введен новый индекс теории протекания - критический индекс концентрационной зависимости джозефсоновской частоты. Введенный индекс определен на основе модели "слабого звена".

Сверхпроводящие свойства неоднородных систем крайне интересны. Это связано как с тем, что многие высокотемпературные керамики являются существенно неоднородными объектами [1], так и с практическими применениями сверхпроводящих композитов [2,3].

В настоящей работе указывается на новую особенность нестационарного эффекта Джозефсона в сверхпроводящих композитах и определяются критические индексы частоты джозефсоновского излучения (зависимость частоты джозефсоновского излучения от концентрации сверхпроводящей фазы).

Мы будем рассматривать сверхпроводящие композиты, состоящие из элементов с минимальным размером a_0 при концентрации сверхпроводящей фазы p, большей порога протекания p_c ($p > p_c$). При этом будем считать, что в нормальном состоянии проводимость σ_1 фазы 1 (например, металла, переходящего при понижении температуры в сверхпроводящее состояние) много больше σ_2 фазы 2 (например, диэлектрика или полупроводника): $\sigma_1 \gg \sigma_2$.

При концентрации фазы 1, меньшей порога протекания, между "каплями" фазы 1 находятся прослойки фазы 2 [4] и эффект Джозефсона является наблюдаемым. При $p = 1$ расстояние между контактами велико и джозефсоновской генерации не наблюдается. Логично предположить, что вблизи порога протекания при $p > p_c$ джозефсоновская частота, как и другие величины, меняется критическим образом: $\omega \sim \tau^{-\alpha}$. В настоящей работе на основе модели "слабого звена" удается подтвердить это предположение и определить индекс α.

Модель "слабого звена" используется для анализа структуры сильно неоднородного композита и предложена в работах [4,5]. Согласно этой модели, при концентрации хорошо проводящей фазы, большей порога протекания, сильно неоднородная среда представляет собой базы большого сечения (фаза 1), соединенные параллельно подсоединенными узкими длинными мостиками (фаза 1) и тонкими изогнутыми прослойками (фаза 2). При достижении тока, больше критического, мостики и прослойки переходят в нормальное состояние, а базы могут остаться сверхпроводящими. При этом может наблюдаться явление джозефсоновской генерации. В рамках этой модели удается определить характерные размеры элементов неоднородной структуры (находящихся в элементе объема с характерным размером L, где $L \sim a_0\tau^{-\nu}$, a_0 - минимальный размер в рассматриваемой задаче, $\tau = (p - p_c)/p_c$, ν - критический индекс), например, при $p > p_c$ длину l мостика (одножильной нити фазы 1, на которой и набирается основное сопротивление) и площадь s прослойки (прослойка фазы 2 с характерной толщиной a_0 подсоединена параллельно мостику). При этом как l, так и s зависят от концентрации фазы 1 и определяются по формулам:

$$l \sim a_0 \tau^{-t+\nu}, \quad s \sim a_0^2 \tau^{-q-\nu}, \tag{1}$$

где t и q - критические индексы.

Модель "слабого звена" позволяет правильно описать эффективную проводимость σ^e сильно неоднородной среды в нормальном состоянии. Выражение для σ^e совпадает с предложенным в работе [6] и с точностью до членов второго порядка имеет вид:

$$\sigma^e \sim \sigma_1 \tau^t (A_0 + A_1 (\sigma_2/\sigma_1) \tau^{-t/s}), \tag{2}$$

где $A_0, \ A_1 \sim 1$.

В рамках этой модели были определены концентрационные и полевые зависимости гальваномагнитных и термогальваномагнитных параметров композитов вблизи порога протекания, влияние перегрева образца на эффективную электропроводность, концентрационную зависимость эффективных упругих модулей, концентрационную зависимость спектральной плотности $1/f$ шума, а также описано механическое и электрическое разрушение сильно неоднородных композитов [4,5,7].

Для описания поведения сверхпроводящих композитов при увеличении сверхпроводящего тока выше критического применим обобщение резистивной модели, в рамках которой нормальный и сверхпроводящий ток текут параллельно (резистивная модель для двух параллельно подсоединенных проводников - мостика и прослойки). При этом будем пренебрегать флуктуационным током и током смещения.

Сущность эффекта заключается в том, что основные вклады в сверхпроводящий и нормальный ток при общем токе больше критического пространственно разделены и текут в разных частях композита. При этом мы будем пренебрегать джозефсоновскими свойствами мостика (его характерный размер вблизи порога протекания много больше ξ). Тогда общий ток $I = jL^2$ (j - плотность тока), текущий в характерном объеме композита L^3, определяется выражением:

$$I_{c_1} + V/R + I_{c_2} \sin\varphi = I, \tag{3}$$

где V - напряжение, на характерном расстоянии L, R - сопротивление параллельно подсоединенных мостика и прослойки ($R = R_1 R_2/(R_1 + R_2)$, $R_1 \sim (1/\sigma_1) l/a_0^2$, $R_2 \sim (1/\sigma_2)(a_0/s)$). I_{c_1} - критический ток, текущий через мостик ($I_{c_1} = j_{c_1} a_0^2$, j_{c_1} - плотность критического тока первой фазы). I_{c_2} - критический ток прослойки ($I_{c_2} = j_{c_2} s$, j_{c_2} - плотность критического тока второй фазы), φ - разность фаз на прослойке.

Интересно отметить, что критическая плотность тока композита j_c может определяться как критическим током, текущим через мостик ($1 \gg \tau \gg (j_{c_2}/j_{c_1})^{1/(q+\nu)}$, так и критическим током прослойки ($(j_{c_2}/j_{c_1})^{1/(q+\nu)} \gg \tau \gg (\sigma_2/\sigma_1)^{1/(t+q)}$). При этом мы пренебрегаем как индуктивностью, так и емкостью рассматриваемой системы.

Частота джозефсоновского излучения определяется известным выражением $\omega = 2eR((I - I_{c_1})^2 - I_{c_2}^2)^{1/2}$. Подставляя в эту формулу значения R, I_{c_1}, I_{c_2} и I, а также учитывая (1), получаем:

$$\omega \sim (2e/\hbar)(a_0 \tau^{-t-\nu}/\sigma_1)((j - j_{c_1}\tau^{2\nu})^2 - (j_{c_2}\tau^{-q+\nu})^2)^{1/2}. \tag{4}$$

Будем рассматривать случай, когда все элементы внутри баз являются сверхпроводящими, то есть $\Delta j = j - j_{c_1}\tau^{2\nu} - j_{c_2}\tau^{-q+\nu} \ll j_{c_1}\tau^{2\nu} + j_{c_2}\tau^{-q+\nu}$. Тогда

$$\omega \sim (2e/\hbar)(a_0\tau^{-t-\nu}/\sigma_1)(\Delta j(\Delta j + 2j_{c_2}\tau^{-q+\nu}))^{1/2}. \qquad (5)$$

Из формулы (5) видно, что при одном и том же Δj (превышении плотности тока над критической) индекс α джозефсоновской частоты слабо меняется при изменении концентрации сверхпроводящей фазы вблизи порога протекания:

$$\alpha = t + \nu \quad (\Delta j \gg 2j_{c_2}\tau^{-q+\nu}),$$
$$\qquad (6)$$
$$\alpha = t + \nu/2 + q/2 \quad (\Delta j \ll 2j_{c_2}\tau^{-q+\nu}).$$

При дальнейшем увеличении тока часть элементов внутри базы перейдет в сверхпроводящее состояние и появится джозефсоновское излучение с другой частотой.

Надо также отметить, что шунтированные извне джозефсоновские переходы (прослойки) достаточно малыми сопротивлениями (мостики), видимо, количественно правильно описываются резистивной моделью [8].

Вопрос о синхронизации джозефсоновского излучения, возникающего при малых токах в разных частях образца и о критическом поведении джозефсоновской частоты в системах без минимального размера будет рассмотрен в отдельной публикации.

Автор благодарен Габовичу А.М. и Снарскому А.А. за обсуждение работы.

1. Jorgensen J.D., Dabrowski B., Shiyou Pei et al., Phys. Rev. B, 1989, 40, 4.
2. Пан В.М., Прохоров В.Г., Шпигель А.С., Металлофизика сверхпроводников. Киев: Наук. думка, 1984.
3. Лихарев К.К., Семенов В.К., Зорин А.Б., Новые возможности для сверхпроводниковой электроники. М.: ВИНИТИ, 1989.
4. Снарский А.А., ЖЭТФ, 1986, 91, 1405.
5. Морозовский А.Е., Снарский А.А., ЖЭТФ, 1989, 95, 1844.
6. Efros A.L., Shklovskii B.I., Phys. Stat. Sol. B, 1976, 76, 475.
7. Морозовский А.Е., Снарский А.А., Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 871.
8. Лихарев К.К., Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.