

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ S-N-S -ПЕРЕХОДАХ

В.В.Шmidt

Теоретически рассмотрены эффекты, возникающие в распределенном джозефсоновском S-N-S -переходе, когда его электроды находятся при разных температурах. Показано, что такое состояние эквивалентно случаю, когда все части перехода имеют одинаковую температуру, но когда через переход проходит однородно распределенный внешний ток.

Термоэлектрические эффекты в сосредоточенных S-N-S -переходах были рассмотрены в работе Аронова и Гальперина [1].

В настоящей работе будут рассмотрены термоэлектрические эффекты, которые могут быть наблюдаемы в протяженных S-N-S джозефсоновских переходах. Будет показана их сильная зависимость от приложенного внешнего магнитного поля.

Рассмотрим для определенности S-N-S -переход, имеющий поперечные размеры l и w ($l > w$, $w \leq \lambda_J$) и толщину нормальной прослойки d . Здесь λ_J - джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля. Предположим, что берега перехода, т.е. сверхпроводящие электроды, имеют разную температуру - соответственно T_1 и T_2 .

Уравнение для разности фаз ϕ волновой функции берегов получается элементарным обобщением результатов работы [1]:

$$\frac{\Phi_0}{2\pi L} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\alpha(T_1 - T_2)}{R_n} - \frac{\hbar}{2eR_n} \frac{\partial \phi}{\partial t} = j_c \sin \phi \quad (1)$$

Здесь Φ_0 - квант магнитного потока, L - удельная индуктивность берегов, т.е. индуктивность сверхпроводящей полосы, приходящаяся на единицу ее площади (имеет размерность Генри), α - термоэдс нормальной прослойки ($\sim 10^{-6}$ В/К), R_n - сопротивление нормальной прослойки, приходящееся на единицу ее площади (размерность Ом \cdot м²), j_c - плотность критического тока перехода, ось X направлена вдоль длинной стороны перехода l . Удельная индуктивность L и джозефсоновская глубина проникновения λ_J связаны простым соотношением:

$$L = \frac{\Phi_0}{2\pi j_c \lambda_J^2}$$

Уравнение (1) легко преобразуется к виду

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \eta \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi - \frac{1}{\lambda_J^2} \frac{j_e}{j_c}, \quad (2)$$

где введены обозначения $\eta = L/R$, $j_e = -\alpha(T_1 - T_2)/R_n$. Из (2) следует, что процессы, которые возникнут в нашем распределенном переходе с берегами при разных температурах должны быть полностью

аналогичны процессам в таком переходе с одинаковой температурой берегов, но с однородно введенным в него внешним током j_e . Эквивалентная схема такого перехода изображена на рис.1. Это значит, что при определенных условиях в протяженном джозефсоновском переходе, берега которого поддерживаются при разных температурах, могут возникнуть джозефсоновские вихри, которые под действием разности температур (эквивалентно внешнему току j_e) придут в движение вдоль перехода и приведут к появлению высокочастотного напряжения между берегами перехода. Это напряжение будет иметь постоянную составляющую, пропорциональную частоте переменной составляющей (нестационарный эффект Джозефсона), и будет сильно зависеть от внешнего магнитного поля.

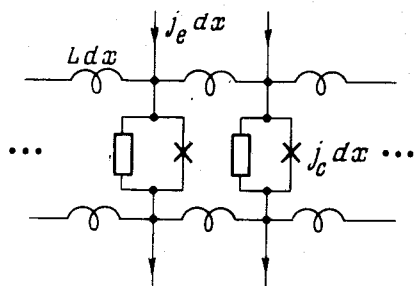


Рис.1

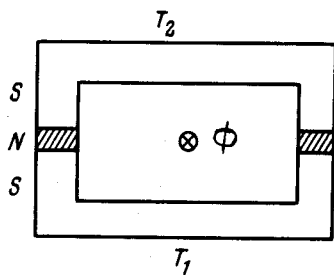


Рис.2

Рис.1. Эквивалентная схема SNS -перехода, берега которого имеют разную температуру

Рис.2. Двухконтактный SNS -контур для наблюдения термоэлектрического аналога эффекта Мерсеро

Хочется особо подчеркнуть, что все эти явления будут разыгрываться в переходе, не подсоединенном ни к какой внешней электрической цепи. Для этого необходима лишь разность температур берегов перехода.

Рассмотрим некоторые следствия сделанного утверждения.

1. Пусть $l \ll \lambda_J$, переход находится во внешнем магнитном поле параллельном плоскости перехода и перпендикулярном стороне l . Тогда полный максимальный бездиссипативный ток через переход будет определяться известным [2] соотношением

$$I_{max} = j_c l w \left| \frac{\sin kl/2}{kl/2} \right|, \quad k = 2\pi B_e d / \Phi_0, \quad (3)$$

где B_e — индукция внешнего магнитного поля. В нашем случае эта формула дает ту критическую разность температур, начиная с которой в переходе возникает джозефсоновская генерация электромагнитных колебаний

$$(T_1 - T_2)_c = R_n \frac{I_{max}}{\alpha l w}.$$

В частности из (3) следует, что генерация будет начинаться при любой отличной от нуля разности температур, каждый раз, когда в переходе будет укладываться целое число квантов магнитного потока. Возникшая между берегами разность потенциалов при $T_1 - T_2 > (T_1 - T_2)_c$ имеет постоянную составляющую, которая сильно и немонотонно будет зависеть от B_c .

2. Если $l \gg \lambda_J$, то условие возникновения нестационарного состояния и движения вихрей можно получить, воспользовавшись результатом работы [3], где рассчитана зависимость критического тока длинного перехода с однородным внешним током от величины внешнего магнитного поля.

3. Укажем, наконец, на термоэлектрический аналог эффекта Мерсеро [4]. Если два одинаковых сосредоточенных $S-N-S$ -контакта включены в замкнутый сверхпроводящий контур (рис.2), и верхняя и нижняя половинки контура поддерживаются при разных температурах, то критическая разность температуры ΔT_c , при которой между этими половинками появится разность потенциалов, будет немонотонной функцией магнитного потока Φ , заключенного в сверхпроводящем контуре

$$\Delta T_c = \frac{2j_c R_n}{\alpha} \cos \pi \Phi / \Phi_0.$$

Простые оценки показывают, что если $S-N-S$ -переход имеет $j_c \sim 10^2 \text{ А/м}^2$, $R_n \sim 10^{-14} \text{ Ом} \cdot \text{м}^2$, $\alpha \sim 10^{-6} \text{ В/К}$, то обсуждаемые в этой работе эффекты должны возникнуть при максимальной разности температур на берегах перехода $\sim 10^{-6} \text{ К}$. Указанные здесь характерные параметры перехода можно получить на $S-N-S$ -переходе с толщиной нормальной прослойки $d \sim 10^{-3} \text{ см}$.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 ноября 1980 г.

Литература

- [1] А.Г.Аронов, Ю.М.Гальперин. Письма в ЖЭТФ, 19, 281, 1974.
- [2] J.M.Rowell. Phys. Rev. Lett., 11, 200, 1963.
- [3] М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев, В.К.Семенов. ФНТ, 2, 1252, 1976.
- [4] R.C.Jaklevik, J.Lambe, A.H.Silver, J.E.Mercereau. Phys. Rev. Lett., 12, 159, 1964.