

ПИННИНГ ФЛУКСОНОВ НА СТРУКТУРЕ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ В ДЛИННОМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ ТУННЕЛЬНОМ ПЕРЕХОДЕ

*В.Н.Губанков, М.П.Лисицкий, И.Л.Сернученко, М.В.Фистуль**

*Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия*

**Purdue University, Physics Department
West Lafayette, USA*

Поступила в редакцию 12 марта 1993 г.

В длинном джозефсоновском туннельном переходе со структурой рассогласованных абрикосовских вихрей наблюдались пики на зависимости критического тока Джозефсона от внешнего магнитного поля, а также увеличение максимального критического тока с ростом числа абрикосовских вихрей, локализованных в переходе. Наблюдаемые эффекты доказывают существование пиннинга джозефсоновских вихрей на рассогласованных абрикосовских вихрях.

В теоретических работах ^{1,2} было показано, что абрикосовские вихри (*A*-вихри), введенные в область длинного (с максимальным размером, большим джозефсоновской глубины проникновения (λ_J)) джозефсоновского туннельного перехода (ДДТП), могут рассматриваться как локальные магнитные неоднородности, взаимодействующие с джозефсоновскими вихрями (*D*-вихрями). Введение в область ДДТП регулярной цепочки *A*-вихрей, являющихся пиннинг-центрами для *D*-вихрей (такие *A*-вихри принято называть эффективными), должно вызывать возрастание максимального критического тока Джозефсона (I_c^{max}) на зависимости критического тока Джозефсона (I_c) от магнитного поля, параллельного как плоскости перехода, так и его короткой стороне ³ (H_{\parallel}). Кроме того, по аналогии с ДДТП с периодическими диэлектрическими неоднородностями ⁴ можно ожидать, что регулярная цепочка эффективных *A*-вихрей будет приводить к возникновению на зависимости $I_c(H_{\parallel})$ серии регулярных пиков критического тока I_c при определенных полях $H_{\parallel} > |H_{c1}|$, удовлетворяющих условию пространственной соизмеримости периода в цепочке *D*-вихрей с периодом структуры *A*-вихрей (H_{c1} – параллельное плоскости ДДТП магнитное поле H_{\parallel} , при котором первый *D*-вихрь проникает в область перехода).

В настоящей работе приводятся результаты наблюдения эффектов пиннинга *D*-вихрей на цепочке рассогласованных *A*-вихрей, для которых оси, проходящие через сердцевину нормальных ядер, не совпадают между собой ^{5,6}. Использовались ДДТП Nb-AIO_x-Nb с геометрией типа "overlap" ⁷ с длиной $L \approx 500$ мкм и шириной $W \approx 20$ мкм; величина λ_J составляла ≈ 11 мкм. Ввод *A*-вихрей в область ДДТП осуществлялся путем охлаждения образца от $T > T_c$ до $T < T_c$ ($T = 4, 2$ К) в магнитном поле, перпендикулярном плоскости перехода (H_{\perp}). После охлаждения поле H_{\perp} выключалось и производилось измерение зависимости $I_c(H_{\parallel})$. Условия эксперимента (технология изготовления образца, экспериментальная установка, процедура ввода *A*-вихрей) были идентичны тем, которые использовались в ^{5,6}, что позволяло осуществлять ввод в пленки ДДТП неупорядоченной структуры рассогласованных *A*-вихрей со средним

межвихревым расстоянием

$$l \approx \Phi_0 (H_{\perp} W)^{-1}, \quad l \gg W$$

$$l \approx \sqrt{\Phi_0 / H_{\perp}}, \quad l \ll W. \quad (1)$$

Зависимость $I_c(H_{\parallel})$, измеренная после охлаждения ДДТП в фоновом магнитном поле ($1 \div 5$ мЭ), имела форму, аналогичную форме кривой для квазиодномерного туннельного перехода с наибольшим размером $L \gg \lambda_j$ (рис.1а). Значение магнитного поля H_{c1} составляло $\approx 2,5$ Э.

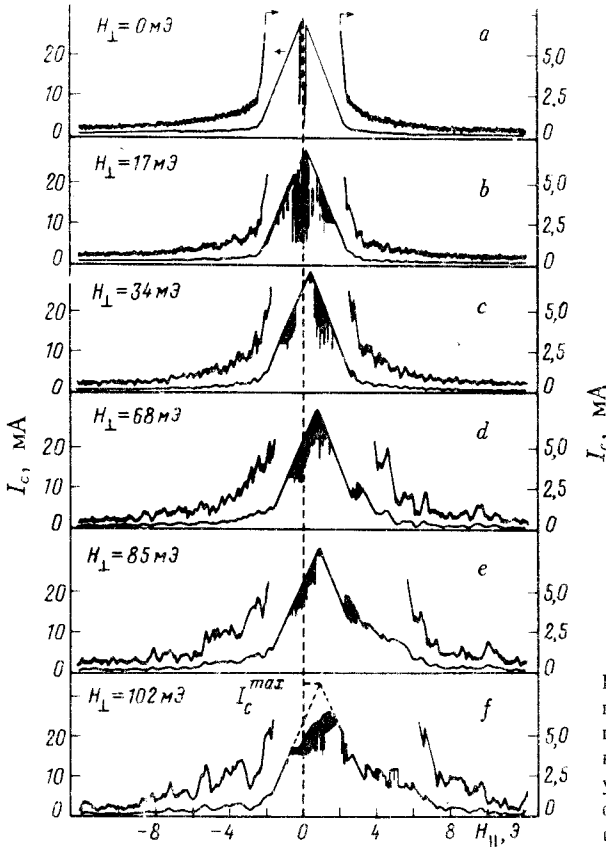


Рис.1. Зависимости $I_c(H_{\parallel})$, измеренные после охлаждения ДДТП в различных по величине перпендикулярных магнитных полях H_{\perp} . Величины полей H_{\perp} указаны на рисунке. Для каждой зависимости $I_c(H_{\parallel})$ использованы два масштаба тока

На рис.1б – f выборочно приведены зависимости $I_c(H_{\parallel})$, измеренные после охлаждения ДДТП в полях одинаковой полярности из интервала $8 \text{ мЭ} \leq H_{\perp} \leq 102 \text{ мЭ}$. Было обнаружено появление пиков I_c в области полей $H_{\parallel} > |H_{c1}|$, причем с увеличением поля H_{\perp} структура пиков становилась все более отчетливой, а средний период между ними (ΔH_{\parallel}) увеличивался. Последнее четко видно на экспериментальной зависимости $\Delta H_{\parallel}(H_{\perp})$, рис.2а (процедура определения величины ΔH_{\parallel} показана на рис.2б). Помимо появления пиков I_c , рост поля H_{\perp} приводил к сдвигу по оси H_{\parallel} главного максимума кривой $I_c(H_{\parallel})$, а также к изменению величины критического тока Джозефсона в главном максимуме кривой $I_c(H_{\parallel})$ (I_c^{max}). На рис.3а приведена зависимость I_c^{max} от величины поля H_{\perp} ; на кривой $I_c(H_{\parallel})$, соответствующей полю $H_{\perp} = 102 \text{ мЭ}$ (рис.1ф),

величина I_c^{max} не регистрировалась прямым образом и для ее нахождения использовался метод экстраполяции. Зависимость $I_c^{max}(H_{\perp})$ характеризуется увеличением величины I_c^{max} в интервале полей $8\text{ мЭ} \leq H_{\perp} \leq 34\text{ мЭ}$, резким уменьшением величины I_c^{max} при $H_{\perp} = 51\text{ мЭ}$ и вновь возрастанием тока I_c^{max} в интервале полей $51\text{ мЭ} < H_{\perp} \leq 102\text{ мЭ}$. Нестабильности критического тока I_c , наблюдавшиеся в некоторых интервалах полей H_{\parallel} на зависимостях $I_c(H_{\parallel})$ (рис.1), не связаны с внешними наводками и шумами: при этих значениях H_{\parallel} на ВАХ ДДТП, измеряемой на частоте $10 \div 90\text{ Гц}$, наблюдались как несколько значений критического тока I_c , так и солитонные ветви.

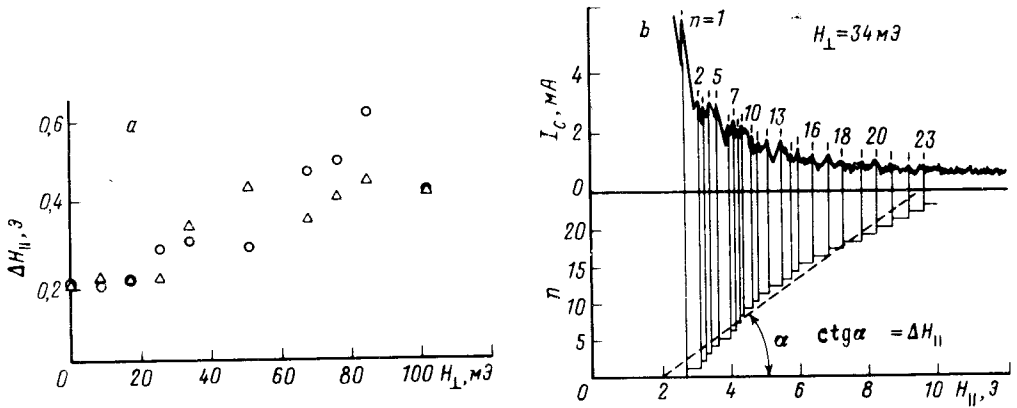


Рис.2. а - Зависимость среднего периода ΔH_{\parallel} между пиками I_c от магнитного поля охлаждения H_{\perp} . Кружки и треугольники соответствуют противоположным направлениям поля H_{\parallel} ; б - процедура определения ΔH_{\parallel} из зависимости $I_c(H_{\parallel})$, n - количество наблюдаемых пиков

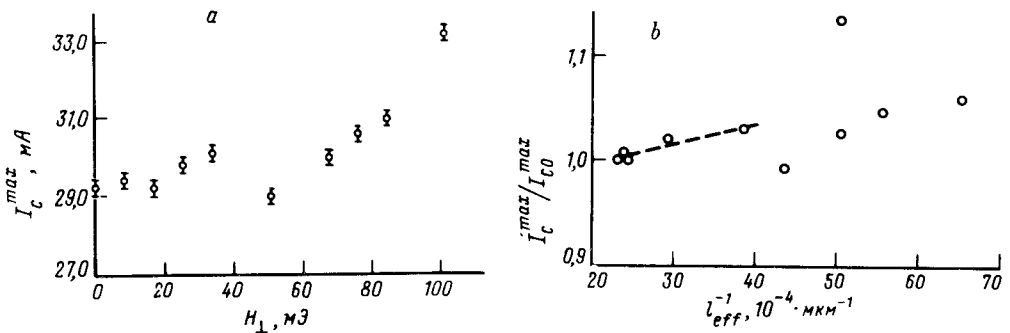


Рис.3. а - Зависимость I_c^{max} от величины магнитного поля охлаждения H_{\perp} ; б - зависимость I_c^{max}/I_{c0}^{max} от среднего расстояния между эффективными А-вихрями l_{eff}

Перейдем к обсуждению полученных результатов. При тех величинах полей H_{\perp} , которые использовались в экспериментах, в пленках ДДТП создавалась структура А-вихрей со средним межвихревым расстоянием $l > W$ (оценка величины l проводилась по формуле (1)). Следовательно, в проведенных нами экспериментах в область ДДТП вводилась структура А-вихрей в виде $1 \div 2$ вихревых рядов, ориентированных вдоль длинного измерения ДДТП. Пики на

зависимости $I_c(H_{\parallel})$, зарегистрированные после ввода в область ДДТП структуры рассогласованных A -вихрей, должны появляться, когда расстояние между эффективными A -вихрями l_{eff} и период в цепочке D -вихрей $l_f \approx \Phi_0/2\lambda_L H_{\parallel}^*$ становятся соизмеримыми ⁴ (λ_L – лондоновская глубина проникновения, H_{\parallel}^* – величина магнитного поля, при котором наблюдается пик тока I_c). Из условия соизмеримости следует ⁴, что период ΔH_{\parallel} между пиками I_c и величина l_{eff} должны удовлетворять соотношению

$$\Delta H_{\parallel} = \Phi_0(2\lambda_L l_{eff})^{-1}. \quad (2)$$

Экспериментальная зависимость $\Delta H_{\parallel}(H_{\perp})$ (рис.2а) качественно согласуется с формулой (2), так как величина l_{eff} с ростом поля H_{\perp} уменьшается. Используя экспериментальные значения ΔH_{\parallel} , с помощью формулы (2) можно оценить величину l_{eff} для каждого значения поля H_{\perp} (для используемого ДДТП ⁵ $\lambda_L \simeq 0,12$ мкм). Отметим, что величина l_{eff} для всех значений используемых в эксперименте полей H_{\perp} превышает среднее межвихревое расстояние l . Так, для максимального поля $H_{\perp} = 102$ мЭ значение $l_{eff} \simeq 200$ мкм, а среднее межвихревое расстояние l , рассчитанное по формуле (1), составляет $\simeq 14$ мкм.

Известно, что значение I_c^{max} приблизительно пропорционально силе, которую необходимо приложить для того, чтобы D -вихрь пришел в движение ⁹. Поэтому наблюдаемое увеличение максимального критического тока Джозефсона I_c^{max} с ростом поля H_{\perp} (рис.3а) отражает пиннинг D -вихрей, входящих в область ДДТП, на структуре эффективных рассогласованных A -вихрей. Анализируя с помощью теоретического метода ^{5,6} модифицированное уравнение синус-Гордона для ДДТП с захваченными рассогласованными A -вихрями ¹, можно показать, что наличие одного ряда эффективных рассогласованных A -вихрей со средним периодом $l_{eff} \gg \lambda_j$ приводит к возрастанию величины I_c^{max} , согласно соотношению

$$I_c^{max}/I_{c0}^{max} = 1 + a(W^{-1})\overline{\cos\theta}(L - 2\lambda_j)(l_{eff})^{-1}, \quad (3)$$

где I_{c0}^{max} – критический ток в главном максимуме зависимости $I_c(H_{\parallel})$, измеренной после охлаждения ДДТП в фоновом магнитном поле; a – средний параметр рассогласования A -вихрей ^{5,6}; член $\overline{\cos\theta}$ определяет среднее направление осей A -вихрей относительно оси D -вихря (ось A -вихря лежит в плоскости ДДТП и проходит через точки входа и выхода магнитного поля A -вихря). Формула (3) получена при условии $l_{eff} \gg W$ ($\lambda_j \simeq W$), что соответствует случаю, когда A -вихри взаимодействуют независимо друг от друга с D -вихрем (радиус взаимодействия между A -вихрями ² $\sim W$). Сила взаимодействия одного рассогласованного A -вихря с D -вихрем пропорциональна $a(W^{-1})\overline{\cos\theta}$. Для используемых в эксперименте ДДТП ^{5,6} $a \simeq 1$ мкм. Используя зависимость $\Delta H_{\parallel}(H_{\perp})$ (рис.2а) и формулу (2), можно рассчитать величины l_{eff} для каждого значения поля H_{\perp} и с помощью зависимости $I_c^{max}(H_{\perp})$ (рис.3а) построить график изменения $I_c^{max}/I_{c0}^{max}((l_{eff})^{-1})$, (рис.3б). На этом же рисунке с помощью метода наименьших квадратов проведена пунктирная линия через точки, соответствующие полям $H_{\perp} \leq 34$ мЭ, для которых среднее межвихревое расстояние l , рассчитанное по формуле (1), превышает ширину перехода W , что соответствует захвату одного ряда эффективных рассогласованных A -вихрей. Сравнивая угол наклона пунктирной линии с коэффициентом при $1/l_{eff}$ формулы (3), получим $\overline{\cos\theta} \approx 0,83$, что позволяет сделать вывод о

том, что эффективными пиннинговыми объектами для D -вихря являются только те рассогласованные A -вихри, оси которых имеют направление, близкое к направлению оси D -вихря.

Обращает на себя внимание скачкообразное уменьшение величины I_c^{max} при $H_{\perp} = 51 \text{ мЭ}$ (см. рис.3а). Можно полагать, что этот экспериментальный факт связан с вхождением в область ДДТП двух рядов эффективных рассогласованных A -вихрей.

Сдвиг главного максимума кривой $I_c(H_{\parallel})$ (рис.1b–f) скорее всего объясняется наличием в области ДДТП эффективного магнитного поля, создаваемого захваченными рассогласованными A -вихрями и имеющего компоненту, параллельную полю H_{\parallel} .

Таким образом, для ДДТП с захваченными 1÷2 рядами рассогласованных A -вихрей наблюдался эффект пиннинга D -вихрей на эффективных A -вихрях. Полученные результаты указывают на то, что эффективными рассогласованными A -вихрями являются те вихри, оси которых имеют близкое направление к осям D -вихрей.

Авторы благодарны В.В.Любимову за помощь, оказанную в измерении слабых магнитных полей, Л.Я.Винникову и А.Ф.Волкову за обсуждение полученных результатов.

-
1. Л.Г.Асламазов, Е.В.Гурович, Письма в ЖЭТФ **40**, 22 (1984).
 2. A.A.Golubov, A.V.Ustinov, Phys. Lett. A **162**, 409 (1992).
 3. T.Yamashita and L.Rinderer, J. Low Temp. Phys. **21**, 153 (1975).
 4. В.А.Маломед, А.В.Устинов, Физика низких температур **15**, 1128 (1989).
 5. В.Н.Губанков, М.П.Лисицкий, И.Л.Серпученко, М.В.Фистуль, ЖЭТФ **100**, 1326 (1991).
 6. V.N.Gubankov, M.P.Lisitskii, I.L.Serpuchenko, F.N.Sklokin and M.V.Fistul', Supercond. Sci. Technol. **5**, 168 (1992).
 7. А.Бароне, Дж.Патерно, Эффект Джозефсона. Физика и применение, М.: Мир, 1984 с.137 (A. Barone and G. Paterno, Physics and Applications of the Josephson Effect, Wiley-Interscience, New York, 1981).
 8. K.Schwidtal, Phys. Rev. B **2**, 2526 (1970).
 9. К.К.Лихарев, Введение в динамику джозефсоновских переходов, М.: Наука, 1985.