

Вынужденное движение вихрей в джозефсоновском переходе, расположенном между двумя волноводами

С.Г. Успенский, А.С. Малишевский, В.П. Силин, С.А. Урюпин
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Для джозефсоновского перехода (ДП), магнитосвязанного с двумя плоскими волноводами, находящимися по обе стороны ДП, установлена связь транспортного тока со скоростью вихря, движущегося в ДП.

Изучение вихрей в слоистых джозефсоновских структурах давно привлекает внимание специалистов (см., например, [1-3]). Свойства вихрей в слоистых структурах могут существенно отличаться от их свойств в одиночном ДП [4,5]. Появление новых свойств обусловлено не только изменением пространственного распределения магнитного поля вихрей [4], но и возможностью генерации электромагнитных полей вне ДП движущимися вихрями [6,7]. С целью дальнейшего изучения возможности управления свойствами вихрей в настоящем сообщении описано движение вихря, в слоистой структуре, состоящей из ДП, связанного с двумя плоскими волноводами.

Структура состоит из тонкого несверхпроводящего слоя с диэлектрической постоянной ε и проводимостью σ , расположенного в области $-d < x < d$, и двух несверхпроводящих волноводов с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 и проводимостями σ_1 и σ_2 , расположенных в областях $-L_1 - d - 2d_1 < x < -L_1 - d$ и $L_2 + d < x < L_2 + d + 2d_2$ соответственно. Несверхпроводящие слои разделены сверхпроводящими слоями, имеющими толщины L_1 и L_2 и лондоновскую длину λ . В областях $x < -L_1 - d - 2d_1$ и $x > L_2 + d + 2d_2$ также расположены сверхпроводники с лондоновской длиной λ . При этом полагаем толщины волноводов достаточно большими, чтобы пренебречь сверхпроводящим туннельным током через них. В этом случае о данной системе можно говорить как о ДП, расположенном между двумя волноводами.

Ограничимся рассмотрением вихревых структур, движущихся вдоль оси Oz с постоянной скоростью v . Для поддержания такого движения вдоль оси Ox через ДП и оба волновода пропускается транспортный ток плотностью j . В этом случае уравнение для разности фаз $\psi(\xi=z-vt)$ волновых функций в сверхпроводниках, разделенных ДП, имеет вид:

$$\sin \psi(\xi) - k_j^{-2}(v) \psi''(\xi) + \frac{j}{j_c} \frac{1}{I(v)} = \frac{v\beta(v)}{\omega_j^2} \psi'(\xi), \quad (1)$$

где $\beta(v)$ – положительная величина, характеризующая диссипацию энергии в ДП и волноводах, $k_j^{-1}(v)$ – характерный размер вихря

вдоль оси Oz , а явный вид функции $I(v)$ зависит от скорости движения вихря v .

В случае отсутствия диссипации и транспортного тока уравнение (1) описывает свободно движущиеся вихри. В этом случае решение уравнения (1), которое представляет собой движущийся с постоянной скоростью v устойчивый элементарный вихрь (2π -кинк), имеет вид:

$$\psi(\xi) = 4 \arctg \left\{ \exp \left[k_j(v) \xi \right] \right\}. \quad (2)$$

Это решение описывает вихрь только в том случае, когда функция $k_j(v)$, является действительной, что накладывает ограничение на возможные скорости движения вихря. При отсутствии волноводов вихрь может двигаться в ДП только со скоростями, которые меньше скорости Свихарта ДП: $v < V_s$. Под влиянием волноводов условия существования вихрей изменяются. Тогда, когда скорости Свихарта в волноводах V_{s1} и V_{s2} превосходят скорость Свихарта V_s в ДП, благодаря наличию двух волноводов появляются две дополнительные области скоростей, в которых разрешено движение более быстрых вихрей со скоростями $v > V_s$. Если $V_{s2} > V_s > V_{s1}$, то существует лишь одна область скоростей, в которой возможен быстрый вихрь, а в области $v < V_s$ из-за влияния волновода со скоростью Свихарта V_{s1} появляется запрещенная зона скоростей. Наконец, если $V_s > V_{s1}, V_{s2}$, то влияние обоих волноводов приводит к появлению двух запрещенных зон скоростей в области $v < V_s$.

Рассмотрим теперь влияние малых потерь на движение вихрей. Решая (1) имеем для величины плотности тока, необходимого для поддержания вынужденного движения вихря:

$$\frac{j(v)}{j_c} = \frac{4}{\pi} \frac{\beta(v) v k_j(v)}{\omega_j^2} I(v). \quad (3)$$

Обсудим случай, когда скорость Свихарта ДП много меньше соответствующих скоростей волноводов: $V_s \ll V_{s1} \ll V_{s2}$. В пределе слабой связи между волноводами и ДП вихрь может двигаться в широкой области скоростей $v < v_0 \approx V_s [1 - (S_{01}S_{10} + S_{02}S_{20})/2]$ и в двух сравнительно узких областях скоростей быстрого вихря

$$\tilde{v}_i \approx V_{si} < v < v_i \approx V_{si} \left(1 + S_{0i} S_{i0} V_s^2 / 2V_{si}^2 \right).$$

Здесь $i = 1, 2$ для первого и второго быстрого вихря соответственно, S_{0i} – малые константы связи, описывающие влияние на ДП первого ($i = 1$) и второго ($i = 2$) волноводов, а S_{i0} – малые константы связи, описывающие влияние ДП на первый и

второй волноводы. Связь тока со скоростью быстрых вихрей описывается формулой вида (3), где

$$\beta(v) \approx \beta + \beta_i S_{0i} S_{i0} \frac{V_s^2}{4(v - V_{si})^2},$$

$$k_j(v) \approx \frac{\omega_j}{V_{si}} \sqrt{\frac{v - V_{si}}{v_i - v}},$$

$$I(v) \approx \left(1 + S_{i0} \frac{V_{si}}{2(v - V_{si})} \right)^{-1}.$$

Здесь β и β_i описывают диссипацию энергии в ДП и в i -ом волноводе. Из (3) и (4) следует, что внутри зоны разрешенного движения зависимость тока от скорости быстрого вихря имеет локальный минимум, который значительно меньше критического тока j_c .

Рассмотрим теперь движение вихря под действием транспортного тока в случае, когда скорость Свихарта одного из волноводов много меньше скорости V_s : $V_{s1} \ll V_s \ll V_{s2}$. В пределе слабой связи между волноводами и ДП, в таком случае для области скоростей разрешенного движения медленного вихря $0 < v < v_1 \approx V_{s1} (1 - S_{01} S_{10}/2)$ можно написать:

$$I(v) \approx \left(1 - S_{10} \frac{V_{s1}^2}{V_{s1}^2 - v^2} - S_{20} \frac{v_1^2 - v^2}{V_{s1}^2 - v^2} \right)^{-1}.$$

Поскольку $\beta(v)$ и $k_j(v)$ величины заведомо положительные то, согласно (3) и (5), в области разрешенного движения $0 < v < v_1$ возможно изменение знака тока. Ток принимает отрицательное значение в области скоростей

$$V_{s1} \sqrt{1 - S_{10}} \approx V_{s1} (1 - S_{10}/2) < v < v_1.$$

На рисунке 1 представлен график зависимости тока от скорости для случая $V_s = 3V_{s1}$ и $V_{s2} = 2V_{s1}$, $S_{01} = S_{10} = S_{02} = S_{20} = 0.3$, $\beta = \beta_1 = \beta_2 = 10^{-5} \omega_j$. Легко видеть, что вблизи правой границы области разрешенного движения $v < v_1$ есть участок с отрицательным током. Появление подобного

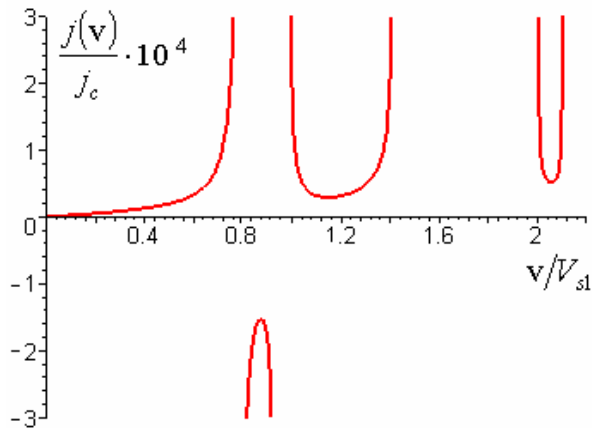


Рис. 1. Зависимость плотности транспортного тока от скорости вихря.

участка на графике означает, что под действием транспортного тока, протекающего вдоль оси Ox , вихрь движется против оси Oz , то есть в обратном направлении. Этот эффект можно объяснить, если рассмотреть структуру магнитного поля движущегося вихря. На рисунке 2 представлено магнитное поле вихря, движущегося со скоростью $v < v_1 \sim V_{s1}$ в той части разрешенной области скоростей, которая непосредственно примыкает к скорости Свихарта первого волновода. Можно видеть, что большая часть магнитного поля в структуре изменила свое направление на противоположное. Таким образом, сила Лоренца, действующая на вихрь, изменила свое направление, что и привело к движению вихря в обратном направлении.

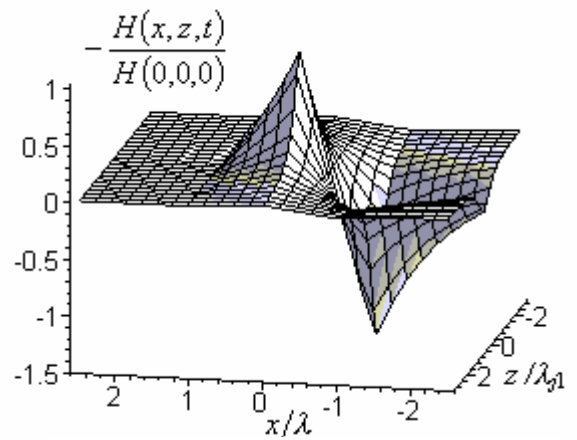


Рис. 2. Структура магнитного поля вихря, имеющего скорость $v = 0.85 V_{s1}$.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ НШ-1385.2003.2, МК-1809.2003.02 и в рамках Федеральной целевой научнотехнической программы (государственный контракт № 40.012.1.1.1357 от 22.04.2003).

1. Yu. S. Kivshar, B. A. Malomed, Phys. Rev. B 37, 9325 (1988).
2. N. G. Grønbech-Jensen, M. R. Samuelsen, P. S. Lomdahl, J. A. Blackburn, Phys. Rev. B 42, 3976 (1990).
3. E. Goldobin, A. Wallraff, N. Thyssen, A. V. Ustinov, Phys. Rev. B 57, 130 (1998).
4. S. Sakai, P. Bodin, and N. F. Pedersen, J. Appl. Phys. 73, 2411 (1993).
5. S. Sakai, A. V. Ustinov, H. Kohlstedt et al., Phys. Rev. B 50, 12905 (1994).
6. V. V. Kurin, A. V. Yulin, Phys. Rev. B 55, 11659 (1997).
7. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Phys. Lett. A 306, 153 (2002).