

Влияние черенковских потерь на движение вихрей в джозефсоновском переходе, связанным с волноводом

А.С. Малишевский, В.П. Силин, С.А. Урюпин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Дано описание движения вихря, поддерживаемого транспортным током, в джозефсоновском переходе, связанном с волноводом. Показано, как величина транспортного тока зависит от черенковских потерь.

В работе [1] показано, что нелинейные волны в системе, состоящей из магнитосвязанных джозефсоновского перехода (ДП) и волновода, описываются следующим уравнением:

$$F[\psi(\zeta)] = \frac{(v_1^2 - v^2)(v_2^2 - v^2)}{\omega_j^2 (V_{sw}^2 - v^2)} \psi''(\zeta), \quad (1)$$

где $F[\psi]$ - плотность тока Джозефсона, нормированная на критическую плотность j_c , $\psi(\zeta)$ - разность фаз конденсатных волновых функций сверхпроводников, разделенных туннельным слоем, ω_j - джозефсоновская частота. Скорости v_1 и v_2 определяются скоростями Свихарта V_s и V_{sw} ДП и волновода соответственно, а также константами их связи S и S_w .

Дальнейшее рассмотрение выполнено в рамках модели Сакаи-Татено-Педерсена [2-4], когда $F[\psi]$ имеет пилообразный вид. Важным свойством этой модели является возможность рассмотреть влияние черенковских потерь на движение вихря.

Известно, что элементарный вихрь (2 π -кинк) в одиночном ДП может двигаться с любыми скоростями, меньшими свихартовской. Наличие волновода меняет эту ситуацию. А именно, в рассматриваемой системе свободное движение вихря возможно в двух областях скоростей: $0 < v < v_1$ и $V_{sw} < v < v_2$. Эти области разделены запрещенной зоной $[v_1, V_{sw}]$ конечной ширины. Расщепление области допустимых скоростей движения вихря обусловлено взаимодействием волновода и ДП.

Далее будем предполагать, что выполнено условие $V_s \ll V_{sw}$. Также будем считать, что ДП и волновод слабосвязаны. Тогда можно говорить о медленных вихрях, имеющих скорости

$$v < v_1 \approx [1 - (SS_w/2)]V_s \quad (2)$$

и о быстрых вихрях, движущихся со скоростями $V_{sw} < v < v_2 \approx V_{sw} + SS_w V_s^2 / 2 V_{sw}$. (3)

Ниже будет описано движение медленного и быстрого вихрей в условиях, когда возможно черенковское излучение волн Свихарта. Для этого необходимо использовать уравнения нелокальной джозефсоновской электродинамики. Это связано с тем, что в локальной модели скорости волн Свихарта всегда больше скоростей движения вихрей и поэтому черенковское взаимодействие волн и вихрей невозможно. От такого ограничения свободна нелокальная электродинамика. Самосогласованное стационарное движение 2 π -кинка, возникающее в результате баланса сил от действия транспортного тока плотностью j и радиационных потерь, впервые описано в работе [5], в которой на основе простейшего слабонелокального уравнения для разности фаз

$$F[\psi(\zeta)] = \frac{v_s^2 - v^2}{\omega_j^2} \psi''(\zeta) + \frac{1}{2} \lambda^2 \lambda_j^2 \psi^{IV}(\zeta) - \frac{j}{j_c}, \quad (4)$$

где λ - лондоновская длина, V_s - скорость Свихарта в изолированном ДП, показано, что ток связан со скоростью вихря (аналог вольт-амперной характеристики) соотношением:

$$\frac{j}{j_c} = \frac{\varepsilon^4}{8} \left[\sin\left(\frac{\pi}{2\varepsilon}\right) - \frac{\varepsilon}{2} \cos\left(\frac{\pi}{2\varepsilon}\right) \right]^2, \quad (5)$$

где $\varepsilon \equiv (2/\sqrt{\pi})(\lambda/\lambda_j)V_s^2/(v_s^2 - v^2)$. Зависимость (5) справедлива для скоростей вихря, достаточно близких к скорости Свихарта:

$$\lambda/\lambda_j \ll 1 - (v/v_s)^2 \ll 1.$$

Описание роли черенковского эффекта в системе, состоящей из ДП и связанного с ним волновода, начнем с рассмотрения области малых скоростей (2), когда можно говорить о движении медленных вихрей. Для описания черенковских потерь таких медленных вихрей достаточно учесть пространственную дисперсию только в ДП. Ограничимся пределом слабой пространственной дисперсии ДП, что возможно при скоростях вихря, удовлетворяющих условию

$$1 - (v/v_I)^2 \ll 1.$$

Тогда вместо (1) для описания вынужденного движение медленного вихря можно использовать уравнение (4) с заменой $V_s \rightarrow V_I$. Тогда, для скоростей вихря, удовлетворяющих условию

$$\lambda/\lambda_j \ll 1 - (v/v_I)^2 \ll 1, \quad (6)$$

ток и скорость вихря связаны соотношением (5), в котором $\varepsilon \equiv (2/\sqrt{\pi})(\lambda/\lambda_j)v_s^2/(v_I^2 - v^2)$.

Это соотношение дает осцилляционную (пиковую) связь тока со скоростью вихря, которая устанавливается в результате баланса воздействия транспортного тока и черенковских потерь из-за излучения необычных волн Свихарта вихрем. При этом минимумы функции $j(v)$ отвечают дискретному набору собственных скоростей V_n свободного движения джозефсоновского вихря, обусловленному внутренней структурой вихря, создаваемой необычными волнами Свихарта, черенковски захваченных вихрем [5]. В анализируемом случае медленного вихря дискретный набор скоростей V_n имеет вид:

$$v_n \approx \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{\lambda_j} n \right) v_I,$$

где, в соответствии с неравенствами (6), натуральные числа n лежат в интервале $1 \ll n \ll \lambda_j/\lambda$.

Перейдем к рассмотрению области скоростей (3) быстрого вихря. Свойства быстрого вихря в основном определяются волноводом. Это означает, что при рассмотрении черенковских потерь быстрого вихря достаточно учесть лишь пространственную дисперсию волновода. Тогда, в условиях, когда скорость быстрого вихря удовлетворяет условию

$$1 - (v/v_2)^2 \ll SS_w (V_s/v_2)^2, \quad (7)$$

для разности фаз быстрого вихря можно записать следующее уравнение:

$$F[\psi(\zeta)] = \frac{V_{sw}^2}{\omega_j^2} \frac{v_2^2 - v^2}{v^2 - V_{sw}^2} \psi''(\zeta) + \frac{1}{2} \lambda_{eff}^2 \lambda_j^2 \psi^{IV}(\zeta) - \frac{j}{j_c}, \quad (8)$$

где эффективная длина λ_{eff} зависит от скорости вихря: $\lambda_{eff} \approx \sqrt{SS_w} V_{sw}^2 \lambda_w / (v^2 - V_{sw}^2)$, а $\lambda_w^2 \equiv \lambda^3 / (\lambda + d_w)$, где d_w - полуширина волновода. Формальное сходство уравнений (4) и

(8) позволяет утверждать, что и для быстрого вихря связь тока со скоростью описывается соотношением (5), в которое теперь входит малый параметр

$$\varepsilon \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_w}{\lambda_j} \sqrt{SS_w} \frac{v_s^2}{v_2^2 - v^2} \ll 1. \quad (9)$$

Условия (7) и (9), определяющие область скоростей, в которой имеет место осцилляционная связь тока со скоростью, совместны, если $SS_w \gg (\lambda_w/\lambda_j)^2$. В случае быстрого вихря минимумы осциллирующей функции (5) достигаются при скоростях, равных собственным скоростям свободно движущихся вихрей, которые приближенно равны

$$v_n \approx \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{SS_w} \frac{\lambda_w}{\lambda_j} \frac{v_s^2}{V_{sw}^2} \right) v_2.$$

При этом в соответствии с неравенствами (7) и (9) диапазон изменения натурального числа n таков:

$$1 \ll n \ll \sqrt{SS_w} (\lambda_j/\lambda_w).$$

Итак, в модели Сакаи-Татено-Педерсена описано влияние черенковских потерь на транспортный ток. Это влияние проявляется как при скоростях вихря, меньших скорости Свихарта ДП, так и при скоростях быстрого вихря. И в том, и в другом случае проявляется осциллирующая зависимость $j(v)$, ранее установленная лишь в случае одиночного ДП. Минимумы функции $j(v)$ отвечают значениям собственных скоростей свободного движения как медленного, так и быстрого джозефсоновского вихря. В условиях малой диссипации и небольших черенковских потерь осциллирующую часть $j(v)$ следует аддитивно добавить к монотонной части $j(v)$, связанной с омической диссипацией в ДП и в волноводе.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Президента РФ по поддержке молодых российских ученых (МК-1809.2003.02) и ведущих научных школ РФ (НШ-1385.2003.2), а также в рамках ФЦНТП (государственный контракт № 40.012.1.1.1357).

1. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Phys. Lett. A 306, 153 (2002).

2. S. Sakai, H. Tateno, Jpn. J. Appl. Phys. 22, 1374 (1983).

3. S. Sakai, N. F. Pedersen, Phys. Rev. B 34, 3506 (1986).

4. S. Sakai, Phys. Rev. B 36, 812 (1987).

5. В. П. Силян, А. В. Студенов, ЖЭТФ 117, 1230 (2000).