УДК 538.95+945

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ИЗОЛИРОВАННОГО ВИХРЯ АБРИКОСОВА В ЖЕСТКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА

В. Ф. Русаков, Н. М. Русакова, В. В. Чабаненко

Проникновение магнитного поля в сверхпроводники существенно различается в зависимости от типа сверхпроводника. В одном случае проникновение магнитного поля, превышающего, так называемое критическое, полностью разрушает сверхпроводящее состояние – сверхпроводники первого рода. Основной недостаток сверхпроводников первого рода состоит в том, что величина внешнего магнитного поля, при котором разрушается сверхпроводящее состояние B_c, обычно не превышает 0.1 Тл, что делает практически невозможным их использование в различных технических устройствах, работающих в сильных магнитных полях или предназначенных для получения сильных магнитных полей.

В другом случае, начиная с некоторого значения (первое критическое поле B_{c1}), магнитное поле начинает проникать в сверхпроводник, не разрушая сверхпроводящего состояния, максимальное значение магнитного поля, разрушающего сверхпроводимость, называется верхним или вторым критическим полем B_{c2} – сверхпроводники второго рода. Это явление было открыто Шубниковым [1] и называется смешанным состоянием сверхпроводника или фазой Шубникова. Механизм возникновения смешанного состояния был предложен Абрикосовым [2], который предположил, что магнитное поле входит в образец в виде вихревых нитей, несущих квант магнитного потока Φ_0, так называемых вихрей Абрикосова. Существенной особенностью сверхпроводников второго рода является то, что величина B_{c2} может быть достаточно большой. В неоднородных по составу или структуре сверхпроводниках, называемых жесткими сверхпроводниками второго рода, величина B_{c2} достигает значения ~ 40 Тл. Входящие в сверхпроводник вихри могут притягиваться к неоднородностям или дефектам в материале (центрам пиннинга) и закрепляться (пиннинговаться) на них. Таким образом, вихри Абрикосова являются важным элементом фазы Шубникова сверхпроводников, так как их взаимодействие между собой, с центрами пиннинга и т.д., определяет практически все магнитные и транспортные свойства материалов, имеющих техническое применение. Отклик сверхпроводника на изменение внешних параметров проявляется в возникновении сложных динамических процессов, возникающих в вихревой структуре сверхпроводника. В случае слабого внешнего поля, незначительно превышающего B_{c1}, вихри расположены достаточно далеко друг от друга, взаимодействием между ними можно пренебречь и рассматривать движение изолированного вихря. Впервые задача об определении спектра колебаний одиночного вихря была рассмотрена De Gennes и Matricon [3]. В этой работе были учтены сила линейного натяжения вихря и сила Лоренца. Авторами был получен безактивационный параболический спектр колебаний, состоящий из одной моды.

$$\omega = \left(\frac{\hbar}{4m*}\right) k^2 \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right). \tag{1}$$

Нами [4] обобщена задача De Gennes и Matricon о колебаниях изолированного вихря с учетом силы пиннинга, вязкости и эффективной массы вихря μ_{eff}

$$J\frac{\partial^2 \vec{S}}{\partial z^2} + \alpha \vec{V} \times \vec{e}_z - \beta \vec{S} - \eta \vec{V} = \mu_{eff} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}. \tag{2}$$

Показано, что в этом случае спектр состоит из двух колебательных мод.

Учет силы пиннинга привел к появлению энергии активации в спектре, которая определяется пороговой частотой $\Omega_{tr}=\frac{\alpha\beta}{\alpha^2+\eta^2}$. Наличие в уравнении движения вихря силы вязкости привело, как и должно быть, к затуханию колебательных мод. В соответствующем пределе низкочастотная мода совпадает с решением De Gennes and Matricon [3]. Учет эффективной массы вихря привел к появлению высокочастотной моды с активационной частотой $\Omega_0=\Omega_{vcr}+\Omega_{tr}$, где $\Omega_{vcr}=\frac{\alpha}{\mu_{eff}}$ – «циклотронная» частота вихря.

Для сверхпроводника YBaCuO проведен расчет характерных частот колебаний вихря. Проанализированы температурные зависимости частот колебаний для этого сверхпроводника.

Далее нами было рассмотрено движение вихря под действием внешней однородной вынуждающей силы $f(t)=f_0\sin(\omega t)$, и силы, экспоненциально затухающей вглубь образца $f(z,t)=f_0e^{-z/\lambda}\cos\omega t$, где f_0 – амплитуда, ω – частота внешней силы, λ – глубина проникновения магнитного поля, т.е. были рассмотрены вынужденные колебания вихря в поле переменного тока. Амплитуда f_0 связана с амплитудой внешнего переменного тока $f_0=J_0\cdot\Phi_0$. В последнем случае движение вихря определяется следующей системой уравнений:

$$m\frac{\partial^2 s_x}{\partial t^2}=J\frac{\partial^2 s_x}{\partial z^2}+\alpha\frac{\partial s_y}{\partial t}-\eta\frac{\partial s_x}{\partial t}-\beta s_x+f(t) \qquad (3)$$
$$m\frac{\partial^2 s_y}{\partial t^2}=J\frac{\partial^2 s_y}{\partial z^2}-\alpha\frac{\partial s_x}{\partial t}-\eta\frac{\partial s_y}{\partial t}-\beta s_y$$

Решение системы (3) позволяет определить среднее значение мощности, поглощаемой вихревой нитью в поле переменного тока. Если внешняя сила не зависит от z – координаты, вихрь колеблется как целое, не деформируясь. Такая ситуация соответствует тонким образцам, толщина которых меньше глубины проникновения магнитного поля. В установившемся режиме это поглощение определяется силой вязкости.

Поступая как в предыдущем случае, можно найти смещение вихря и поглощаемую мощность, как функцию частоты и глубины проникновения. Зависимость силы от координаты приведет к тому, что в процессе движения вихрь будет деформироваться, т.е. в этом случае вклад будет давать и сила упругости.

$$\langle P_\vartheta(\omega,z)\rangle=\frac{1}{2}\eta\omega^2e^{-\frac{2z}{\lambda}}\frac{\left[n_a^2+n_b^2+n_c^2+n_d^2\right]}{G^2}. \qquad (4)$$

Анализ частотной зависимости поглощаемой мощности позволил обнаружить два пика поглощения, которые соответствуют низко- и высокочастотной модам спектра собственных колебаний вихря. Резонансные частоты выше, чем в случае однородной силы, поскольку, как указано выше, в этом случае дают вклад силы упругости.

Література

1. Л.В. Шубников, В.И. Хоткевич, Ю.Д. Шепелев, Ю.И. Рябинин // ЖЭТФ – 1937. – Т. 7, № 2. – С. 221–227.
2. А.А. Абрикосов. ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32. – С.1442–1452.
3. P.G. de Gennes, J. Matricon. Rev. Mod. Phys. –1964. – Vol. 36. – P.45–49.
4. С.В. Васильев, В.В. Чабаненко, Н.В. Кузовой, В.Ф. Русаков. ФНТ – 2013. – Т. 39., № 2. – Р. 139–144.