

УДК 519.62

Уравнение движения вихря Абрикосова в широких сверхпроводящих плёнках

Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д.

Национальный исследовательский Мордовский государственный университет

Аннотация: Выполнено математическое моделирование движения вихря Абрикосова в широкой сверхпроводящей плёнке. Получено обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка для движения вихря под действием силы Лоренца при учёте силы трения при вязком течении вихрей. Оценены реальные коэффициенты полученного уравнения для сверхпроводящих плёнок NbN. Найдено решение уравнения движения вихря в системе MathCad.

Ключевые слова: сверхпроводники 2-го рода, широкие плёнки, вихри Абрикосова, обыкновенное дифференциальное уравнение.

1. Введение

Сверхпроводники 2-го рода характеризуются особенностями их взаимодействия с магнитным полем. При увеличении напряжённости магнитного поля выше H_{c1} (первое критическое поле) в сверхпроводнике начинают появляться вихри Абрикосова, представляющие собой цилиндрические образования с нормальной сердцевинкой (или ядро вихря толщиной порядка длины когерентности), окружённой сверхпроводящими электронами (на расстоянии порядка глубины проникновения магнитного поля). Если при температуре ниже критической вдоль сверхпроводящей плёнки пропустить электрический ток, то при достижении критического значения тока I_c индуцированное магнитное поле приводит к образованию вдоль краёв плёнки вихрей Абрикосова, разноимённых на противоположных краях. При дальнейшем увеличении тока на вихри начинает действовать сила Лоренца, смещающая их к центру плёнки, где разноимённые вихри аннигилируют.

2. Дифференциальное уравнение движения вихря Абрикосова и его решение

Для нахождения уравнения движения отдельного вихря применим к нему второй закон Ньютона с учётом силы Лоренца и силы вязкого трения:

$$\frac{mb}{2} \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\eta b}{2} \frac{dx}{dt} + F, \quad (2.1)$$

где m – масса вихря, b – ширина плёнки, η – коэффициент вязкости, F – сила Лоренца, x – координата центра вихря, отсчитываемая от средней линии плёнки ($x = 0$) до края ($x = 1$), t – время.

Сила Лоренца, действующая на вихрь, определяется формулой [1]:

$$F = j\Phi_0 d = i\Phi_0, \quad (2.2)$$

где j – плотность тока, Φ_0 – квант магнитного потока, d – толщина плёнки (высота вихря), i – линейная плотность тока.

Распределение линейной плотности тока $i_1(x)$ по ширине плёнки при полном токе, незначительно превышающем критический, за вычетом мейсснеровского распределения при критическом токе в гидродинамическом приближении имеет вид [2]:

$$i_1(x) = \frac{2I_c A}{\pi b} (1 - x^2)^{-1/2} \left\{ (1 - x^2) \ln \left[\frac{(1 - x^2)}{x^2} \right] - 1 + \frac{B - 1}{A} \right\}, \quad (2.3)$$

где I_c – критический ток плёнки, $A = \frac{E}{E_0}$ – приведённая напряжённость электрического поля, $E_0 = \frac{8\Phi_0 I_c^2}{\eta b^2}$, $B = \frac{I}{I_c}$ – приведённый ток, превышающий критический.

Тогда, подставляя (2.3) в (2.2) и далее в (2.1), получим дифференциальное уравнение второго порядка для x .

Решение уравнения (2.1) с поправкой на дополнительное мейсснеровское распределение тока было найдено численно в программном обеспечении MathCad. На рис. 1 показана зависимость координаты центра вихря от времени. Видно, что вихрь достигает средней линии плёнки за 4 мс. На рис. 2 показана зависимость модуля скорости вихря от времени. За 6 нс вихрь достигает максимальной скорости (2.5 м/с для исследуемого образца NbN) и далее быстро за 0.2 мс, а потом медленно за 4 мс спадает до нуля.

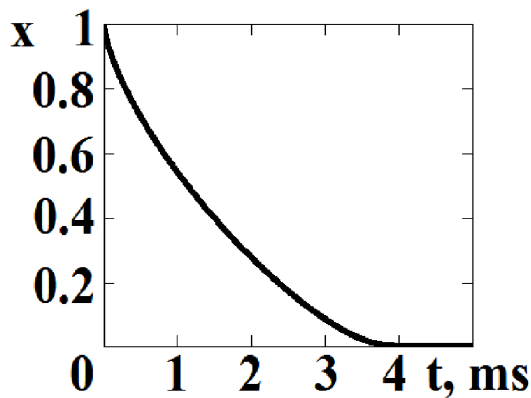


Рис. 1. Зависимость координаты центра вихря от времени

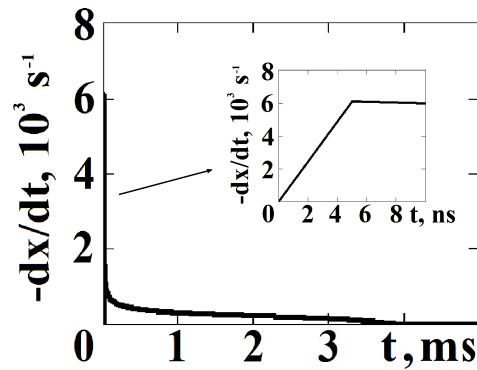


Рис. 2. Зависимость модуля скорости вихря от времени

Литература

1. Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. 2-е изд., испр. и доп. Москва: МЦНМО, 2000. XIV, 402 с.
2. Асламазов Л. Г., Лемпицкий С. В. Резистивное состояние в широких сверхпроводящих плёнках // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1983. Т. 84, № 6. С. 2216-2227.

MSC 34K28

Equation of motion of the Abrikosov vortex in broad superconducting films

M.A. Vasjutin, N.D. Kuzmichev

National Research Mordovian State University

Abstract: Mathematical modeling of the Abrikosov vortex motion in a wide superconducting film is performed. An ordinary differential equation of the second order is obtained for the vortex motion under the action of the Lorentz force taking into account the friction force during viscous flow of vortices. Real coefficients of the obtained equation for superconducting NbN films are estimated. A solution to the vortex motion equation is found in the MathCad system.

Keywords: type II superconductors, wide films, Abrikosov vortices, ordinary differential equation.

References

1. Schmidt V. V. Vvedenie v fiziku sverkhprovodnikov [Introduction to the Physics of Superconductors]. 2nd ed., rev. and enl. Moscow: MTsNMO, 2000. XIV, 402 p. (in Russian)
2. Aslamazov L. G., Lempitskii S. V. Rezistivnoe sostoyanie v shirokikh sverkhprovodyashchikh plyonkakh [Resistive state in wide superconducting films] // Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki [Journal of Experimental and Theoretical Physics]. 1983. Vol. 84, no. 6. P. 2216-2227. (in Russian)