

05;12

Влияние переменного магнитного поля на устойчивость магнитного подвеса высокотемпературных сверхпроводников

© Б.М. Смоляк, М.В. Бабанов, Г.В. Ермаков

Институт теплофизики УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 19 мая 1997 г.)

Исследован эффект резонансной раскачки и срыва сверхпроводников переменным магнитным полем при жесткой левитации. Сделан расчет срывающей амплитуды и частоты переменного поля.

Авторы работ [1,2] наблюдали снижение высоты левитации над магнитом образцов из высокотемпературной сверхпроводящей керамики при наложении переменного магнитного поля. В предлагаемой работе исследован эффект срыва переменным магнитным полем сверхпроводников, левитирующих под магнитом. Для левитации использовали монокристаллы $YBa_2Cu_3O_x$, которые имели форму прямоугольных пластинок с размерами сторон от 1 до 2.5 мм в плоскости ab и толщиной 30–100 мкм по оси c , температуру перехода $T_c = 89 - 93$ К и плотность критического тока в плоскости ab $J_c(78\text{ К}) = 1 - 2.5 \cdot 10^4$ А/см². Подвес образцов осуществлялся следующим образом (см. вставку на рис. 1). Магнит подносили на определенное расстояние к образцу, лежащему на дне трубки, и поднимали вверх, увлекая монокристалл так, что индукция поля B была перпендикулярна плоскости ab . Затем включали катушку, создающую переменное магнитное поле с индукцией $b \sin \omega t$. Наложение переменного поля вызывало осцилляции образца. Если амплитуда поля b была меньше некоторой величины b_0 , то колебания образца носили стационарный характер во всем диапазоне исследованных частот $\omega = 1 - 800$ Нз и уровень подвеса h сохранялся. В этом случае зависимость амплитуды колебаний от частоты поля имела стандартный вид резонансной кривой с вязким трением в системе. При $b = b_0$ колебания вблизи резонансной частоты ω_0 становились неустойчивыми и образец срывался с уровня подвеса. Визуально это воспринималось как обрыв упругой тяги: образец "вздрагивал", переставал колебаться и падал вниз под действием силы тяжести. При $b > b_0$ образец срывался в интервале частот $\omega_{c1} \leq \omega \leq \omega_{c2}$, который расширялся с увеличением b . При подходе к этому интервалу снизу амплитуда колебаний сильно возрастала перед срывом. На высокой частоте образец срывался без заметной амплитудной раскачки при некотором критическом значении поля b_c .

Сделаем расчет частоты ω_0 и критических параметров переменного поля. Будем полагать, что образец имеет форму тонкого диска с радиусом R и толщиной d , который левитирует под магнитом на расстоянии h , где индукция поля $B = B_0$. Подвес сверхпроводников второго рода в неоднородном магнитном поле обусловлен пиннингом магнитного потока. При смещении образца на расстояние x поле на границе образца изменяется на

величину $\Delta B = B - B_0 = x \partial B / \partial x$ и вихри магнитного поля стремятся проникнуть в образец при $\Delta B > 0$ или выйти из него при $\Delta B < 0$. Пиннинг вихрей препятствует этим процессам, что приводит к возникновению экранирующего тока, плотность которого не превышает критического значения J_c . Магнитный момент M тока направлен так, что сила $F = M \partial B / \partial x$, действующая на образец, возвращает его на уровень подвеса. При малых смещениях, когда ток течет по поверхности образца и F пропорциональна x , частота собственных колебаний

$$\omega_0^2 = k/m = \pi R^3 (\partial B / \partial x)^2 / \mu_0 m, \quad (1)$$

где $k = \partial F / \partial x$ — коэффициент жесткости, m — масса, μ_0 — магнитная постоянная (в (1) опущен малый член, содержащий $\partial^2 B / \partial x^2$).

При больших x ток течет по объему образца и выражение для F содержит члены 2-й и 3-й степени по x . Поправка к ω_0 [3] дает собственную частоту $\omega_0^* = 0.71 \omega_0$.

Мы полагаем, что неустойчивость левитации обусловлена проникновением переменного поля в образец и срывом вихрей с центров пиннинга. Падение образца должно происходить, когда изменение поля на границе достигает величины ΔB_c и возмущение проникнет до центра образца, т.е. вихри будут сорваны во всем объеме. Однако в случае левитирующего образца изменение поля на границе нетривиальным образом связано с изменением внешнего поля. Как только внешнее поле начинает отличаться от B_0 , на образец действует сила F , перемещающая его в точку, где сумма полей $B + b \sin \omega t = B_0$. Образец "отслеживает" поле B_0 , совершая колебания с амплитудой $A = b / (\partial B / \partial x)$. И лишь раскачка (смещение) образца относительно отслеживаемого уровня приводит к изменению поля на границе. Перейдем в систему координат x , связанную с уровнем подвеса, осциллирующим с амплитудой A . В этой неинерциальной системе на образец действует сила инерции $m A \omega^2 \sin \omega t$ (вынуждающая сила), сила трения $2 \lambda m \dot{x}$, связанная с движением вихрей (λ — коэффициент затухания), возвращающая сила F и сила тяжести mg . Записывая уравнение движения, можно определить амплитуду вынужденных колебаний образца и найти критическое смещение x_c , при котором на границе образца поле изменится на величину

$\Delta B_c = x_c \partial B / \partial x$. В результате можно установить связь между параметрами b , ω и полем на границе, которое, так же как и внешнее, изменяется по синусоидальному закону. Срывающая амплитуда поля

$$b_c = \Delta B_c (1 - \beta) \left\{ \left[\left(\frac{\omega_0^*}{\omega} \right)^2 - 1 \right]^2 + \left(\frac{2\lambda}{\omega_0^*} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где $\beta = mg/F_m$, $F_m = VRJ_c(\partial B/\partial x)/3$ — максимальная сила левитации, $\lambda = VR^2 B_{c2}(\partial B/\partial x)^2/8\rho_n m B_0$, V — объем образца, B_{c2} — верхнее критическое поле, ρ_n — удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии.

При $2\lambda \ll \omega_0^*$ минимальная амплитуда срыва $b_0 = \Delta B_c(1-\beta)2\lambda/\omega_0^*$. Нижняя и верхняя частота срыва

$$\omega_{c1,2}^2 = \omega_0^{*2} / \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\lambda}{\omega_0^*} \right)^2 \pm \frac{2\lambda}{\omega_0^*} \left[\left(\frac{b}{b_0} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\omega_0^*} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right\}. \quad (3)$$

На рис. 1 и 2 приведены результаты опыта и расчетные зависимости $b_c(\omega')$ и $\omega'_{c1}(h)$ для монокристалла, имеющего размер $1.74 \times 1.15 \times 0.05$ mm, $m = 0.74$ mg, $J_c = 2.4 \cdot 10^4$ A/cm², $T = 78$ K, ($\omega' = \omega/2\pi$). Величины $\omega_0^* = 1400$ Hz, $\lambda = 10$, $\beta = 0.03$, $b_0 = 0.07$ мТ рассчитаны при $R = 1$ mm, $V = 0.1$ mm³, $B_{c2} = 30$ T, $B_0 = 0.1$ T, $\rho_n = 0.6 \cdot 10^4$ Ω · cm; $\Delta B_c = 4$ мТ взята из кривой намагничивания. Для расчета $\omega_0^*(h)$ использована аппроксимация $\partial B/\partial x = 40 \exp[-4(h-2)/15]$ T/m,

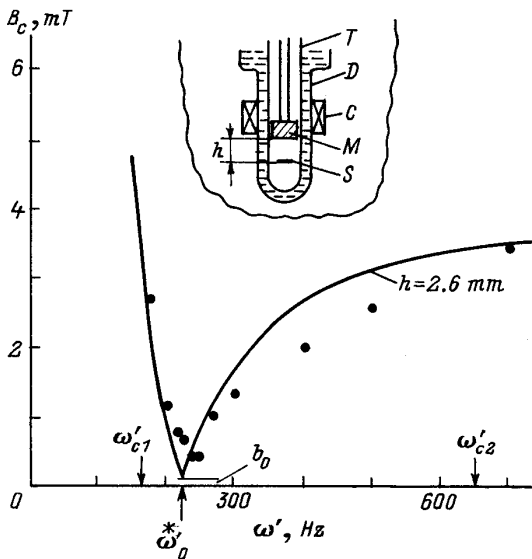


Рис. 1. Опытная и расчетная зависимости срывающей амплитуды от частоты переменного магнитного поля. Стрелками отмечен интервал частот срыва при $b = 0.5$ мТ. На вставке — схема установки: S — образец, M — магнит, T — стеклянная трубка, C — катушка, D — сосуд Дюара, h — уровень подвеса.

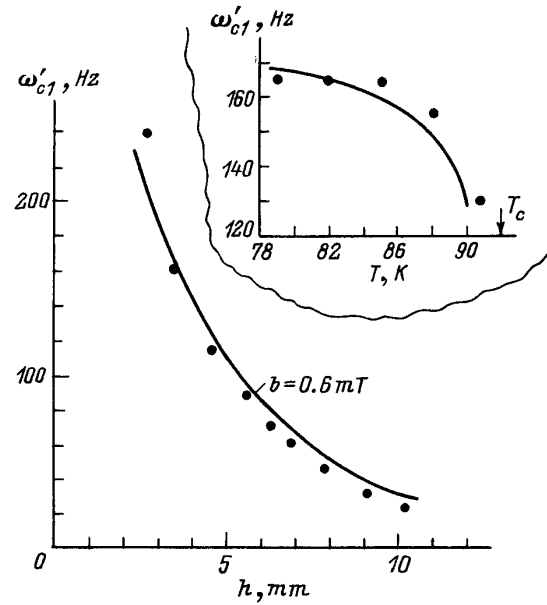


Рис. 2. Опытная и расчетная зависимости нижней частоты срыва от уровня подвеса. На вставке — температурная зависимость частоты срыва.

$h \geq 2$ mm. На вставке к рис. 2 даны опытная и расчетная зависимости $\omega'_{c1}(T)$ для образца 1.15×0.03 mm, $m = 0.21$ mg, $J_c(78$ K) = $1.3 \cdot 10^4$ A/cm², $T_c = 92$ K, $h = 2.5$ mm, $b = 0.6$ мТ. Расчет сделан при линейной зависимости $J_c(T)$.

С увеличением амплитуды поля полуинтервал верхних частот срыва $\omega_0^* \leq \omega' \leq \omega'_{c2}$ растет быстрее, чем нижний $\omega'_{c1} \geq \omega' \geq \omega_0^*$, и при $b = \Delta B_c(1-\beta)$ $\omega'_{c2} \rightarrow \infty$, т.е. срыв будет происходить на любой частоте $\omega' > \omega_0^*$. Для нижних частот $\omega' < \omega_0^*$ снижение границы срыва происходит при сильном увеличении амплитуды поля: $\omega'_{c1} \rightarrow 0$ при $b \rightarrow \infty$. С уменьшением частоты уменьшается сила инерции, смещающая образец относительно уровня, где $B = B_0$. Поэтому даже при большом b изменение поля на границе ΔB мало и срыва не происходит. На высокой частоте инерция велика и образец не может "отслеживать" поле B_0 . В этом случае $\Delta B \simeq b$ и образец падает, когда амплитуда поля станет критической. Параметр $\beta = mg/F_m$ определяет запас устойчивости магнитного подвеса. Если вес тела возрастает, то b_c уменьшается, а интервал критических частот растет. При $\beta \rightarrow 1$ левитация будет неустойчивой на любой частоте и сколь угодно малой амплитуде переменного поля.

Список литературы

- [1] Terentiev A.N., Kuznetsov A.A. // Physica C. 1992. Vol. 195. P. 41–46.
- [2] Postrekhin E.V., Koscheeva S.N., Zhou L.W. // Physica C. 1995. Vol. 248. P. 311–316.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.