

05.4; 12

© 1991

НАБЛЮДЕНИЕ БИФУРКАЦИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ МОДЫ ЛЕВИТИРУЮЩЕГО (ПОДВЕШЕННОГО) НАД (ПОД) ВТСП ПОСТОЯННОГО МАГНИТА

О.И. Горский, В.А. Дзензерский

Исследование взаимодействия левитирующего постоянного магнита с ВТСП в переменном магнитном поле проводилось в работах [1-3]. Обнаруженное в [1] явление резонанса колебаний описывается в рамках феноменологической модели, развитой в [2]. В [3] отмечается, что анализ боковых колебаний магнита над ВТСП показывает наличие хаотических колебаний, возникающих путем каскада бифуркаций удвоения периода. Эксперименты в [1-3] проводились с магнитами, расположенными на небольшой (~ 1 мм) высоте над ВТСП пластиной.

При исследованиях колебаний левитирующего на большой (~ 15 мм) высоте постоянного магнита нами было обнаружено явление резонансного по спектру частот перехода крутильной моды с небольшим инкрементом во вращательную моду. Переход крутильных колебаний во вращение происходит бифуркационным путем.

Система левитации постоянного $Nd-Fe-B$ магнита 1 диаметром 8 мм, толщиной 5 мм показана на рис. 1, а. Постоянный магнит 2 частично разгружает вес левитирующего магнита, который находится над ВТСП $Y-Ba-Cu-O$ пластиной 3 диаметром 80 мм, толщиной 12 мм. Круглая катушка переменного тока 4 располагается под ВТСП пластиной и запитывается от генератора с частотой 20-100 Гц.

В системе подвешивания, показанной на рис. 2, б (обозначения те же), имеют место аналогичные явления.

Различные моды упругих колебаний можно наблюдать во всей области равновесия по вертикальной оси. Частота крутильных колебаний может быть оценена по формуле [1]

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{I_1}},$$

где k - упругая постоянная колебательной моды, I_1 - момент инерции левитирующего магнита относительно оси OZ .

Для $k = 3.5$ дин см/рад [1] и $I_1 = 0.32 \cdot 2$ см² можно получить $f \approx 0.5$ 1/с крутильные колебания такого порядка наблюдались в опыте при частоте переменного магнитного поля ~ 35 Гц. Однако, в отличие от [1], крутильные колебания спустя несколько периодов переходили во вращательное движение. При частоте

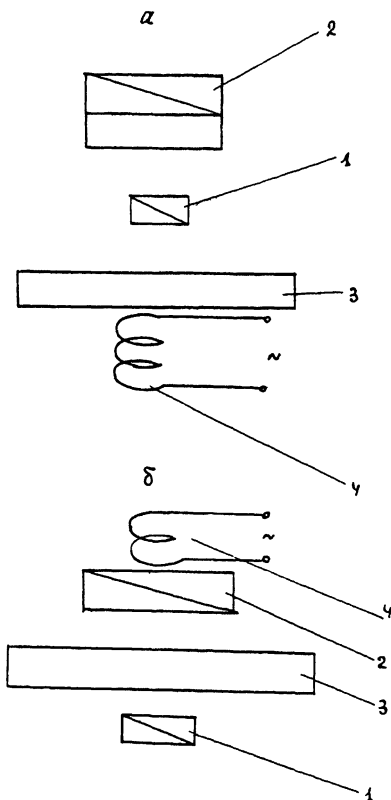


Рис. 1. Схема опыта. а - схема левитации постоянного магнита, б - схема подвешивания постоянного магнита.

переменного магнитного поля ~ 29 Гц частота крутильной моды φ составляла ~ 10 Гц (с дальнейшим переходом во вращение).

С уменьшением высоты подвешивания h увеличивается время перехода колебательной моды во вращательную (рис. 2).

Система левитации магнита является аксиально-симметричной и не должна иметь вращения. Механические хаотические колебания [3] показывают, что либо в частотном спектре намагниченности сверхпроводника имеется непрерывное распределение (которое не дает модель критического состояния Бина или Кима-Андерсона), либо колебательные и поступательные моды не независимы, хотя резонансы каждой моды могут быть разнесены по частоте. В нашем опыте частота генератора при резонансе прецессии α составляла ~ 24 Гц. В предположении малости нутаций β и прецессий можно записать лагранжиан (с точностью $O(d^2, \beta^2, \alpha\beta)$) левитирующего магнита

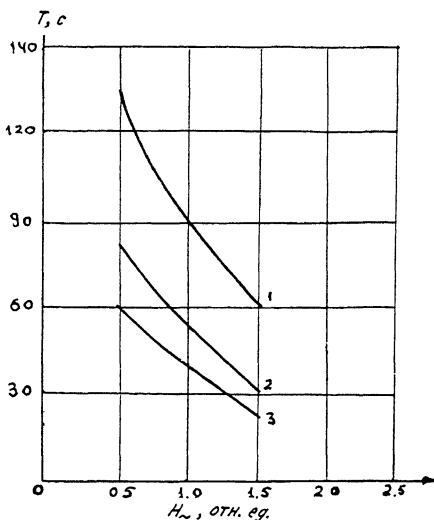


Рис. 2. Полукачественная зависимость времени переход колебаний во вращение от переменного магнитного поля H_{\sim} : 1 - $h=5$ мм, 2 - $h=10$ мм, 3 - $h=15$ мм.

$$L = \frac{I_1 \dot{\varphi}^2}{2} + \frac{I_2 \beta^2}{2} - \lambda \beta \cos^2 \varphi, \quad (1)$$

где $\lambda = \frac{q \rho_0^3}{16\pi h^2} \mu_0 M(t)$, q - магнитный заряд левитирующего магнита, ρ_0 - радиус магнита, $M(t)$ - намагниченность ВТСП пластины в переменном поле H_{\sim} ;

$$M(t) = H_{\sim} \cos \omega t + \frac{H_{\sim}^2}{4\pi j_c \alpha} \cos \omega t + \sum_{k=1,3} \beta_k \sin(2k+1)\omega t,$$

$$\beta_k = - \frac{H_{\sim}^2}{8\pi^2 j_c \alpha (k^2 - 1/4)(k + 3/2)},$$

α - толщина пластины,

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н/м.}$$

Выражение (1) получено для магнитного монополя, левитирующего на большой высоте ($h \gg \rho_0$). Пластина ВТСП находится в переменном магнитном поле $H_x(t)$, параллельном ее поверхности. $H_x(t) = H_{\sim} \cos \omega t$. При выводе (1) предполагалось, что магнит левитирует, поэтому постоянная составляющая намагничен-

ности M_{const} не рассматривалась. Из уравнений движения левитирующего магнита можно увидеть, что точка неустойчивого равновесия (точка бифуркации), в которой сила, действующая в полярном направлении, равна нулю, существует и $\varphi = \pi/2$. По достижении точки неустойчивого равновесия свободный магнит может иметь случайное направление вращения (ситуация, сходная с подталкиваемым физическим маятником).

При отсутствии ВТСП пластины уравнение движения для φ имеет вид:

$$\varphi'' + \omega_0^2 \beta \cos \omega t \sin 2\varphi = 0, \quad \omega_0^2 = \lambda/I_1. \quad (2)$$

В [4] показано, что для подобного уравнения без диссипации критическое значение параметра $\rho = \frac{\omega_0^2 \beta}{\pi \omega^2} \geq 1$ определяет область турбулентного движения (свободный магнит, расположенный на ровной поверхности, хаотически вращается в переменном магнитном поле при любой частоте генератора). Если ρ определяет область периодических движений, то с увеличением ω_0 при $H_n = const$ должен уменьшиться критический угол β . По-видимому, этим объясняется увеличение времени переходного процесса с уменьшением h (рис. 2).

Этот вывод может иметь место при увеличении H_n , $h = const$ (рис. 2). Для определения спектра колебательной моды φ уравнения движения должны быть проанализированы строго.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] W i l l i a m s R., M a t e y J.R. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52(g). P. 751-753.
- [2] Н е м о ш к а л е н к о В.В., И в а н о в М.А., К л и м е н к о Г.А. // Препринт ИМФ АН УССР. Киев, 1989. с. 12.
- [3] M o o n F.C. // Phys. Lett. A. 1988. V. 132 (S). P. 249-252.
- [4] З а с л а в с к и й Г.М. Проблемы нелинейных и турбулентных процессов в физике, т. 2. Киев: Наукова думка, 1985. С. 41-50.

Поступило в Редакцию
5 декабря 1990 г.