

01

© 1991

МАГНИТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННОГО
ФЕРРОМАГНЕТИКАЕ.В. Б а б к и н, Г.И. Б а р и н о в,
Х.О. У р и н о в

В последнее время интенсивно исследуется вопрос о создании магнитных холодильных машин, использующих магнитокалорический эффект в ферромагнетиках [1, 2]. Принцип действия таких машин заключается в циклическом перемещении магнитного рабочего тела в неоднородном магнитном поле между приемником и источником теплоты. Изменение температуры рабочего тела связывается здесь с изменением магнитной части энтропии при перемагничивании. Материал рабочего тела при этом подразумевается гомогенным и изотропным.

Использование в качестве материала рабочего тела композиционных магнитоанизотропных материалов открывает новые возможности в конструировании магнитных холодильных машин.

Рассмотрим рабочее тело магнитной холодильной машины, выполненное из пар блоков, имеющих намагниченности насыщения M_1 и M_2 и константы одноосной магнитной анизотропии K_1 и K_2 разного знака (оси легкого намагничивания (ОЛН) в каждой паре взаимно перпендикулярны).

Свободные энергии блоков во внешнем магнитном поле напряженностью H можно записать в виде

$$f_1 = k_1 V_1 \sin^2(\psi - \theta_1) - M_1 V_1 H \sin \theta_1; \quad (1)$$

$$f_2 = k_2 V_2 \sin^2(\psi - \theta_2) - M_2 V_2 H \sin \theta_2, \quad (2)$$

где V_1 и V_2 — суммарные объемы блоков, θ_1 и θ_2 — углы между векторами напряженности магнитного поля и намагниченностей блоков, ψ — угол между вектором напряженности магнитного поля и одной из ОЛН. Обменными эффектами на границах блоков здесь пренебрегаем.

Равновесные направления намагниченностей блоков находятся из условий минимума свободных энергий:

$$k_1 V_1 \sin 2(\psi - \theta_1) - M_1 V_1 H \sin \theta_2 = 0; \quad (3)$$

$$k_2 V_2 \sin 2(\psi - \theta_2) - M_2 V_2 H \sin \theta_2 = 0. \quad (4)$$

Уравнения (3) и (4) являются также условиями равновесия вращающихся моментов L_1 и L_2 . Отсюда имеем

$$L_1 = k_1 V_1 \sin 2(\psi - \theta_1); \quad (5)$$

$$L_2 = k_2 V_2 \sin 2(\psi - \theta_2). \quad (6)$$

Считая внешнее магнитное поле достаточно сильным, можно разложить (5) и (6) в ряд по параметрам θ_1 и θ_2 ; с учетом (3) и (4) получаем общее выражение для вращающего момента системы на единицу объема

$$\frac{L}{V} = \frac{1}{V} (k_1 V_1 + k_2 V_2) \sin 2\psi + \left[\frac{(k_1 V_1)^2}{M_1 V_1} + \frac{(k_2 V_2)^2}{M_2 V_2} \right] \frac{\sin 4\psi}{VH}. \quad (7)$$

Первый член в (7) определяет одноосную магнитную анизотропию, несущественную в данном случае, второй член — аномальное поведение вращающего момента во внешнем магнитном поле.

Адиабатическое изменение температуры при совершении работы над телом в общем случае определяется выражением

$$\Delta T = -\frac{T}{c_\alpha} \frac{\partial A}{\partial T} \Delta \alpha, \quad (8)$$

где A — обобщенная сила; α — сопряженная ей координата; c_α — теплоемкость.

В данном случае имеем

$$\Delta T = -\frac{T}{c_\psi} \frac{\partial L}{\partial T} \Delta \psi. \quad (9)$$

Очевидно, полное изменение температуры ΔT за период вращения тела в постоянном магнитном поле равно нулю.

Однако если вращение тела происходит в меняющемся по амплитуде магнитном поле, вклад в ΔT от второго слагаемого в (7) может быть отличен от нуля. В частности, если напряженность магнитного поля меняется от H_1 до H_2 при вращении рабочего тела на угол $\pi/4$, полное изменение температуры за период

$$\Delta T = \frac{\Delta T}{c_V} \left[\frac{2k_1 V_1}{M_1} \frac{\partial k_1}{\partial T} + \frac{2k_2 V_2}{M_2} \frac{\partial k_2}{\partial T} - \frac{k_1^2 V_1}{M_1^2} \frac{\partial M_1}{\partial T} - \frac{k_2^2 V_2}{M_2^2} \frac{\partial M_2}{\partial T} \right] \left(\frac{1}{H_2} - \frac{1}{H_1} \right). \quad (10)$$

В зависимости от величин констант магнитной анизотропии, намагниченностей и их производных по температуре, а также знака разности $\left(\frac{1}{H_2} - \frac{1}{H_1} \right)$, имеем нагревание, либо охлаждение тела.

В данном случае выбрано ступенчатое изменение магнитного поля. Очевидно, оно не оптимизирует эффективность охлаждения,

но достаточно для оценки последнего.

Сделаем оценки изменения температуры рабочего тела за период. Взяв типичные значения $k_{62} \approx 10^5$ эрг/см³, $M_{62} \approx 10^4$ Гс, $\frac{\partial k_{62}}{\partial T} \approx 10^4$ эрг/см³ К, $\frac{\partial M_{62}}{\partial T} \approx 10^{-1}$ Гс/К, $c \approx 10^7$ эрг/см³ К, $H \approx 10^4$ Э, $T \approx 10^3$ К, имеем $\delta T \approx 10^{-2}$ К, что по порядку величины соответствует магнитокалорическому эффекту, связанному с изменением магнитной части энтропии при перемагничивании. Существенной особенностью этой холодильной машины является непрерывное охлаждение рабочего тела.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Архаров А.М., Брандт Н.Б., Жердев А.А. // Холодильная техника. 1980. № 8. С. 13-18.
[2] Белов К.П., Никитин С.А. В кн.: Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. Новосибирск: Наука, 1989. С. 19-42.

Институт физики
СО АН СССР,
Красноярск

Поступило в Редакцию
6 сентября 1990 г.
В окончательной редакции
10 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5

12 марта 1991 г.

03; 09

© 1991

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ПРОВОДЯЩЕЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ С ОГРАНИЧЕННОЙ ПОДАТЛИВОЙ МЕМБРАНОЙ

Т.Г. Ж г е н т и, Г.Ш. К е в а н и ш в и л и

Известно, что частота собственных колебаний капиллярных волн на поверхности сферической жидкости с плотностью ρ_1 , погруженной в другую жидкость с плотностью ρ_2 , имеет вид [1]:

$$\omega_n = \sqrt{T \frac{(n-1)n(n+2)}{a^3(\rho_1 + \rho_2 \frac{n}{n+1})}}, \quad (n=2,3,4\dots),$$

где T - поверхностное натяжение жидкости, a - радиус сферы.

Приведенная формула была выведена без учета вязкости жидкости (ν_1 и ν_2). $\beta_n(\nu_1, \nu_2)$ - коэффициент затухания колебаний.