

## О ЗАТУХАНИИ ГЕЛИКОНОВ В МЕТАЛЛЕ С ДИАМАГНИТНЫМИ ДОМЕНАМИ

*Е.П.Вольский*

Предлагается новый механизм гистерезисного затухания геликонов, связанный с возбуждением вихревых токов при движении стенок дегаазванальфеновских доменов под действием поля геликона. Результаты теории сравниваются с экспериментом на алюминии.

При экспериментальном исследовании [1] характеристик геликонов в весьма совершенных монокристаллах алюминия был обнаружен значительный рост затухания волны при температурах ниже 1К и ряд других особенностей, связанных, как было показано экспериментально, с переходом металла в состояние с диамагнитными дегаазванальфеновскими доменами [2]. Данная работа представляет собою попытку интерпретировать по крайней мере часть наблюдавшихся эффектов и, прежде всего, сильное затухание геликонов.

Основная идея работы сводится к учету потерь из-за вихревых диссипативных токов, возбуждаемых движением доменных стенок. Аналогичный эффект существует при перемагничивании металлических ферромагнетиков [3].

Прежде чем перейти к вычислению потерь в одном частном примере, сделаем несколько замечаний общего характера, касающихся электродинамики геликонов в ситуации с диамагнитными доменами. В первую очередь примем во внимание то обстоятельство, что период доменной структуры [4] в большинстве случаев, представляющих практический интерес, должен быть мал по сравнению как с размерами металла, так и с длиной волны геликона. Поэтому, аналогично тому, как это бы-

ло сделано для сверхпроводника в промежуточном состоянии [5], геликон можно описывать с помощью макроскопических, усредненных по доменной структуре, полей и токов, подчиняющихся уравнениям Максвелла и, как мы предположим, линейным локальным соотношениям:

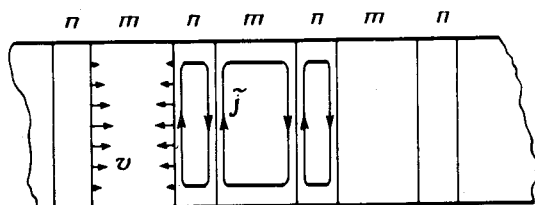
$$\mathbf{e} = \hat{\rho} \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\mathbf{h} = \hat{\mu} \mathbf{b} + \hat{\zeta} \dot{\mathbf{b}}, \quad (2)$$

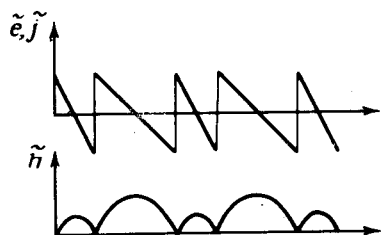
где  $\hat{\rho}$  — статический тензор магнитосопротивления,  $\hat{\mu}$  — статический тензор дифференциальной магнитной восприимчивости [6] с дополнительным ограничением на его трехмерный определитель:

$$\det \|\hat{\mu}\| = 0 \quad (3)$$

учитывающим переход металла в состояние с диамагнитными доменами. Дополнительное рассеяние энергии волны, появляющееся при этом переходе учитывается феноменологически введением в (2) добавочного поля, пропорционального  $\dot{\mathbf{b}}$  [7].



Вверху: сечение металлического слоя плоскостью перпендикулярной направлению магнитного поля. Условно показана доменная структура, характер движения доменных стенок и линии вихревых токов. Внизу: зависимости амплитуды вихревых полей и токов от координаты в направлении, перпендикулярном доменным стенкам



Феноменологический подход не позволяет, однако, вычислить величину затухания геликона, поэтому далее мы определим микроскопическое, внутридоменное распределение вихревых токов для одного частного случая.

Имея в виду интерпретацию конкретного эксперимента [1], мы рассмотрим плоскопараллельный слой изотропного металла в однородном внешнем магнитном поле с индукцией  $\mathbf{B}_0$ , составляющем угол  $\theta$  с нормалью к поверхности слоя. Стоячая геликоновая волна частоты  $\omega$  возбуждается симметричным образом так, что на толщине слоя  $2d$  укладывается половина длины волны. Нас интересует дополнительное рассеяние энергии этой волны, происходящее от диамагнитных доменов.

Допустим, что в отсутствие геликона в металле устанавливается идеально-периодическая доменная структура с периодом  $a$ , представляющая собою чередующиеся плоско-параллельные слои двух магнитных фаз, перпендикулярные поверхности металла (рисунок). Искривление доменных стенок у поверхности учитывать не будем.

Ширина слоев каждой фазы  $pa$  и  $(1-p)a$ , соответственно. Коэффициент  $p$  определяет относительную концентрацию фаз и пробегает значения от нуля до единицы при изменении величины внешнего магнитного поля в пределах одного периода дегаазванальфеновских осцилляций. Поскольку металл изотропен и дегаазванальфеновский магнитный момент мал по сравнению с величиной внешнего поля  $B_0$ , постоянные магнитные поля и индукции в доменах и переходных слоях между ними и плоскости доменных границ можно считать параллельными внешнему полю  $B_0$ .

В описанной геометрии магнитное поле  $\mathbf{H}$  внутри металла будет, естественно, повсюду одинаково, а магнитная индукция принимает значения  $B_m$  и  $B_n$  в каждой из фаз, соответственно, так что усредненное по доменной структуре значение магнитной индукции внутри металла равно:

$$B = pB_n + (1-p)B_m. \quad (4)$$

Усредненная магнитная индукция геликона  $\mathbf{b}$ , которая вращается по эллипсу в плоскости, параллельной поверхности слоя, добавляется к вектору  $\mathbf{B}$  и, как следует из (4), вызывает изменение концентрации фаз  $p$  и соответствующее движение доменных стенок, если составляющая вектора  $\mathbf{b}$  на направление  $\mathbf{B}$  не равна нулю. Амплитуда скорости стенки меняется по толщине слоя также, как амплитуда  $b$  и  $\dot{b}$ , т. е. по косинусу, принимая максимальное значение посередине слоя (рисунок).

Участок стенки, движущийся со скоростью  $v$ , создает скачок электрического поля, направленного параллельно стенке и перпендикулярно  $\mathbf{B}$  и равного по величине

$$2\tilde{e} = (B_n - B_m)v/c. \quad (5)$$

Зависимость этой компоненты вихревого электрического поля и связанной с ним плотности диссипативного тока от координаты в направлении перпендикулярном стенкам показана на рисунке. Другая компонента  $\tilde{e}$  и  $\tilde{j}$  меньше в отношении  $a/d$  и при вычислении потерь ее можно не учитывать.

Потери за счет вихревых токов нетрудно теперь выразить через скорость  $v$  усредняя по объему и времени произведение  $\tilde{e}\tilde{j}$ . Приравнивая их потерям на необратимое перемагничивание, которые вычисляем усредняя  $\dot{h}\dot{b}/8\pi$ , где  $\dot{h}$  — поле вихревых токов,  $\dot{b}$  — составляющая  $\dot{\mathbf{b}}$  индукции геликона на направление  $\mathbf{B}$ , получим выражение для скорости доменной стенки

$$v = (2p^2 - 2p + 1) a \dot{b}_1 \sin \theta / 2 (B_n - B_m), \quad (6)$$

где  $b_1 = b_{1m} \cos \omega t \cos kz$  — составляющая индукции геликона в направлении, параллельном доменным стенкам.

Для относительной ширины резонанса, связанной с рассматриваемыми здесь потерями получаем формулу

$$\Gamma \sim (2p^2 - 2p + 1)^2 (ka)^2 \sin^2 \theta / a, \quad (7)$$

где  $\alpha$  — это отношение диагональной и холловской компонент тензора магнитосопротивления. Величина (7) порядка единицы и растет с понижением температуры, если для периода доменной структуры  $\alpha$  воспользоваться выражением из работы [4]. При  $p = 0,5$  затухание (7) минимально. Все это согласуется с экспериментом [1]. Следует заметить, однако, что результаты данной работы применимы в области частот, для которых глубина скин-слоя при распространении волны в направлении перпендикулярном магнитному полю больше периода доменной структуры.

Автор благодарен А.П.Казанцеву за интерес к работе и обсуждение ее результатов.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
8 сентября 1977 г.

### Литература

- [1] В.И.Божко, Е.П.Вольский. Письма в ЖЭТФ, 26, 337, 1977.
  - [2] J. H. Condon. Phys. Rev., 145, 526, 1966; А.А.Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов. М., 1972, стр. 190.
  - [3] H. J. Williams. W. Shockley, C. Kittel. Phys. Rev., 80, 1090, 1950.  
(перевод в сб. "Ферромагнитный резонанс" под ред. С.В.Вонсовского, М., ИИЛ, 1952, стр. 322).
  - [4] И.А.Привороцкий, М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 56, 388, 1969.
  - [5] А.Андреев. ЖЭТФ, 51, 1510, 1966.
  - [6] Е.П.Вольский. ЖЭТФ, 69, 1313, 1975.
  - [7] A. V. Pippard. Proc. Roy. Soc., A272, 192, 1963.
-