

рывности тангенциальной составляющей  $H^{(m)}$  и нормальной составляющей  $B$ :

$$(B_1 n) = (B_2 n), \quad H_{1\tau}^{(m)} = H_{2\tau}^{(m)}, \quad (3)$$

где  $B_1$ ,  $B_2$  и  $H_{1\tau}^{(m)}$ ,  $H_{2\tau}^{(m)}$  — индукции и напряженности магнитостатич. полей двух соседних сред (напр., магнетик — вакуум) на границе их раздела. Индекс  $\tau$  обозначает тангенциальную составляющую  $H^{(m)}$ ,  $n$  — единичный вектор нормали к границе раздела сред. Решение ур-ний (2) с учетом (3) можно представить в виде

$$H^{(m)}(r) = -\text{grad} \left\{ - \int d r' \frac{\text{div} M(r')}{|r-r'|} + \int_S d S \frac{M(r') n}{|r-r'|} \right\}, \quad (4)$$

где  $S$  — поверхность, охватывающая объем магнетика. Из (4) видно, что  $H^{(m)}$ , а следовательно, и  $W_m$  обусловлены существованием величин  $\rho_m = -\text{div} M$  и  $\sigma_m = -(Mn)$ , называемых объемными и поверхностными плотностями магнитостатич. «зарядов», вводимых по аналогии с электростатическими. Из (4) видно также, что  $H^{(m)}(r)$  существует как в объеме магнетика, так и вне его, поскольку  $r$  относится ко всему безграничному пространству. В связи со сказанным  $W_m$  можно представить также в виде

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int (H^{(m)})^2 d r,$$

где интегрирование осуществляется по всему безграничному пространству.

М. э. играет определяющую роль при образовании доменной структуры (см. *Магнитная доменная структура*), а также магнитостатических волн в ферро- и ферриматериалах. Она существенно влияет и на формирование структуры доменных стенок в тонких магнитных пленках (см., напр., *Неделя стенка*).

Лит.: Вонсовский С. В., *Магнетизм*, М., 1971; Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., *Спиновые волны*, М., 1967. Б. Н. Филиппов.

**МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ** — «медленные» эл.-магн. волны (с фазовой скоростью  $v_\Phi \ll c$ ), сопровождающие колебания спинов в магнитоупорядоченном веществе. Обычно в приближении М. в. рассматривают ДВ-колебания спинов, в динамике к-рых влиянием обменных взаимодействий можно пренебречь (в приближении спиновых волн это взаимодействие учитывается). Волновые числа  $k$  М. в. лежат в диапазоне  $\omega \sqrt{\epsilon/c} \ll k \ll \sqrt{2\pi M^2/A}$ , где  $\omega$  — частота М. в.,  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость,  $M$  — намагниченность,  $A$  — параметр обменного взаимодействия. Левое неравенство соответствует условию  $v_\Phi \ll c$ , правое — условию безобменного приближения. Для типичных ферромагнетиков диапазон М. в. соответствует волновым числам  $10 \text{ см}^{-1} \ll k \ll 10^5 \text{ см}^{-1}$ . В меру малости фазовой скорости М. в. описываются ур-ниями магнитостатики

$$\text{rot } H = 0, \quad \text{div}(H + 4\pi M) = 0$$

и Ландау — Лифшица уравнением движения магн. моментов

$$\dot{M} = -\gamma [MH]$$

с магнитостатич. граничными условиями

$$H_\tau, \quad B_n \Big|_r = \text{const},$$

где  $H_\tau$  и  $B_n$  — тангенциальная и нормальная к поверхности образца составляющие напряженности и индукции магн. поля.

В образце конечных размеров магнитостатич. колебания магн. моментов зависят от формы и размеров образца [Л. Р. Уокер (L. R. Walker, 1957), В. Г. Барьях-

тар и М. И. Каганов (1964)]. В бесогранич. пластине распространяются как поверхностные, так и объемные М. в., структура и спектр к-рых зависят от геометрии намагничивания пластины и направления распространения волны [Р. У. Деймон, Дж. Р. Эшбах (R. W. Damon, J. R. Eshbach, 1961)].

Эксперим. и теоретич. изучение М. в. началось в 70-х гг. 20 в. и до 80-х гг. проводилось на объемных образцах (сферах, стержнях и пластинах) из монокристаллов железотитриевого гравата (ЖИГ). С нач. 80-х гг. М. в. исследуются преим. в эпитаксиально выращенных пленках ЖИГ (см. *Эпитаксия*).

М. в. возбуждаются неоднородным магн. полем, создаваемым в феррите током, протекающим по металлу. Проводнику, расположенному на поверхности исследуемого образца (пленки). Для возбуждения и приема М. в. применяются преобразователи в виде микрополосковых, компланарных и щелевых волноводных линий, выполненных на ферритовом слое.

В отсутствие магнитокристаллич. анизотропии спектр и структура распространяющихся в пленке М. в. определяются магнитодипольными взаимодействиями спинов, обусловленными полями рассеяния, возникающими при колебаниях намагниченности в пленке.

Различают три осн. типа М. в. в пленке (пластине). При намагничивании пленки параллельно её плоскости в ней могут распространяться поверхностные (ПМВ) и обратные объемные (ООМВ) М. в., спектры к-рых

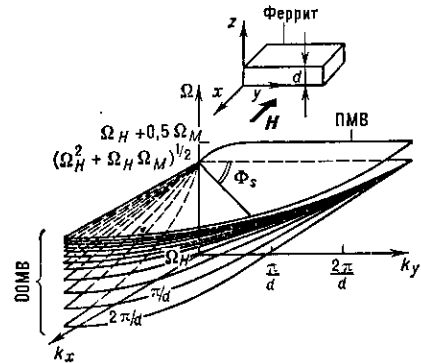


Рис. 1. Спектры магнитостатических волн для случая касательно намагниченной пластины (пленки). Показана угловая зависимость спектра частот М. в. для одного квадранта системы координат. В этом квадранте спектр поверхностной магнитостатической волны расположен в секторе, ограниченном углом  $\Phi_s$ . Снизу к нему примыкает спектр обратных объемных магнитостатических волн, имеющий многомодовый состав (Деймон, Эшбах, 1961). Для других квадрантов картина аналогична.

изображены на рис. 1. Поверхностные М. в., часто называемые волнами Деймона — Эшбаха, имеют ограниченный угол распространения, перпендикулярный направлению магн. поля и определяемый углом  $2\Phi_s = 2\text{arctg}(H/4\pi M)^{1/2}$ . Их спектр лежит в диапазоне частот

$$(\Omega_H^2 + \Omega_H \Omega_M)^{1/2} < \Omega < \Omega_H + 1/2 \Omega_M,$$

где  $\Omega_H = \gamma H$ ,  $\Omega_M = \gamma \cdot 4\pi M$ ,  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение. Эти волны имеют положительную групповую скорость  $v_g = d\Omega/dk > 0$ . Амплитуда ПМВ экспоненциально спадает не только снаружи, но и внутри ферритового слоя вглубь от его поверхности, на к-рой локализована волна. Этот тип М. в. обладает неважными свойствами при распространении: волны, движущиеся в прямом и обратном направлении, локализованы на противоположных сторонах пленки. Наиб. сильно неважность распространения ПМВ проявляется при металлизации одной из поверхностей ферритовой