Энциклопедия Физики и техники
www.femto.com.ua

Пользовательског Поиск

Главная | Физическая энциклопедия | Новости науки и техники

Физическая энциклопедия

- Главная
- Предметный указатель

ДИССИПАТИВНАЯ СРЕДА
ДИССИПАТИВНАЯ ФУНКЦИЯ
ДИССИПАТИВНЫЕ СИЛЫ
ДИССИПАТИВНЫЕ СИСТЕМЫ
ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ

дисс

Поиск

Фотогалерея



Солнце спасет мировую энергетику

Реклама

- Компьютерный стол, тумба под тв с доставкой по Москве. www.symphony-glass.ru

Новости науки и техники

Самовосстанавливающийся чип

Европейская наука приближает день, когда устройства смогут самовосстанавлливаться.



Ученые не сидят, сложа руки и предвидя момент, когда размеры транзисторов и чипов станут настолько малы, что не смогут сохранять текущий уровень устойчивости к внешним воздействиям, придумали, как решить проблему. Далее...

ландау - лифшица уравнение

ЛАНДАУ - ЛИФШИЦА УРАВНЕНИЕ - макроскопич. ур-ние бездиссипативного движения вектора *намагниченности* ферромагнетика в магн. поле (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, 1935). Л.- Л. у. имеет вид

$$\dot{\boldsymbol{M}} = -\gamma\,[\boldsymbol{M}\,\boldsymbol{H}_{\text{эф}}], \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{M}$ ($\boldsymbol{r}$, t) - намагниченность единицы объёма ферромагнетика (ФМ), γ - *магнита механическое отношение*, $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}(r,t)$ - ЭФФ- магн. поле, определяемое как функциональная производная свободной энергии $F(\boldsymbol{M},\ \partial\boldsymbol{M}/\partial x_i)$ ФМ по намагниченности:

$$\boldsymbol{H}_{\text{эф}} = -\frac{\delta F}{\delta \boldsymbol{M}} = -\frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{M}} + \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial F}{\partial\,(\partial \boldsymbol{M}/\partial x_i)}. \qquad (2)$$

Если учитывать только *обменное взаимодействие* п энергию *магнитной анизотропии*, то свободная энергия F единицы объёма неоднородно намагниченного ФМ

$$F\left(\boldsymbol{M},\ \frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right) = \frac{1}{2}\,\alpha_{ik}\,\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\,\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_k} + w_a\,(\boldsymbol{M}) + \\ + \varphi\,(\boldsymbol{M}^2) - (\boldsymbol{M}\,\boldsymbol{H}), \qquad (3)$$

где первое слагаемое учитывает вклад обменного взаимодействия, второе - магн. анизотропии; φ - ф-ция, обусловленная в осн. обменным взаимодействием; последнее слагаемое - энергия зеемановского взаимодействия с внеш. полем.

При этом $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}$ с точностью до несущественных слагаемых, направленных вдоль $\boldsymbol{M}$, равно

$$\boldsymbol{H}_{\text{эф}} = \boldsymbol{H} + \alpha_{ik}\,\frac{\partial^2 \boldsymbol{M}}{\partial x_i\,\partial x_k} - \frac{\partial w_a\,(\boldsymbol{M})}{\partial \boldsymbol{M}}. \qquad (4)$$

Л.- Л. у. отражает факт сохранения макроскопич. намагниченности при динамич. процессах в ФМ, ферромагнетизм к-рых обусловлен обменным взаимодействием. Л.- Л. у. применяется, напр., при теоретич. рассмотрении *доменной стенки динамики* и *ферромагнитного резонанса*.

Л.- Л. у. показывает, что вектор $\boldsymbol{M}$ под действием момента $[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}_{\text{эф}}]$ прецессирует, т.

е. в ФМ могут распространяться низкочастотные *спиновые волны*. В изотропном ФМ ($w_a=0$, $\alpha_{ik}=\alpha\delta_{ik}$, где δ_{ik} - *Кронекера символ*)спектр таких спиновых волн имеет квадратичную зависимость от волнового вектора: $\omega=\gamma(H+ +\alpha M_0 k^2)$, где ω и k - частота и волновой вектор колебаний, $\boldsymbol{M}_0$ - равновесная намагниченность вдоль внеш. магн. поля.

Точное ур-ние движения вектора M должно учитывать, в отличие от ф-л (1) - (4), также наличие *размагничивающего фактора* и эффекты (обычно слабые), обусловленные *диполъ-диполъным взаимодействием*.

Для описания процесса диссипации (приближения $\boldsymbol{M}$ к его равновесному направлению, совпадающему с направлением $\boldsymbol{H}_{\text{Эф}}$) в правую часть (1) дополнительно вводят выражение $\boldsymbol{R}$, записываемое либо в представлении Ландау - Лифшица (с одним диссинативным коэф. β)

$$\boldsymbol{R}=\beta[\boldsymbol{M}\dot{\boldsymbol{M}}], \qquad (5)$$

либо в представлении Блоха - Бломбергена (учитывающем различие времён продольной и поперечной спиновой релаксации T_1 и T_2)

$$\boldsymbol{R}=-\frac{1}{T_1}\{\boldsymbol{M}-\boldsymbol{e}(\boldsymbol{eM})\}-\frac{1}{T_2}\{\boldsymbol{e}(\boldsymbol{eM})-\boldsymbol{M}_0\}, \qquad (6)$$

где $\boldsymbol{e}=\boldsymbol{M}_0/M_0$ - единичный вектор вдоль направления равновесного магн. момента $\boldsymbol{M}_0$. Представления (5) и (6) принципиально различны: в случае (5) магн. релаксация происходит с сохранением полного магн. момента тела, а в случае (6) это обычно не так. Если компоненты магн. момента релаксируют синхронно, без отставания друг от друга, то следует предпочесть выражение (5). Ф-ла (6) предпочтительнее в условиях, когда, как правило, релаксация продольного компонента протекает заметно медленнее, чем поперечного. Ур-ние типа (1) с диссипативным членом (6) наз. ур-нием Блоха (F. Bloch, 1946).

Л.- Л. у. применимо не только к ФМ, но также к парамагнетикам и в теории ядерного магнетизма (см. Ядерный магнитный резонанс).

Лит.: Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 128-43; Уайт Р. М., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., М., 1972; Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченнности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983. А. Э. Мейерович.

<< Предметный указатель >>

© femto.com.ua
webmaster@femto.com.ua