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 намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983. *А. Э. Мейерович.*

ЛАНДЕ́ МНО́ЖИТЕЛЬ (g-фактор, фактор магнитного расщепления) — множитель в ф-ле для расщепления уровней энергии атома в магн. поле, определяющий масштаб расщепления в единицах $\mu_Б H$ ($\mu_Б$ — магнетон Бора, H — напряжённость магн. поля, см. *Зеемана эффект*). Введён А. Ланде (A. Landé) в 1921.

Л. м. для заданного уровня энергии зависит от характеризующих уровень квантовых чисел и в случае нормальной связи (см. *Атомные спектры*) выражается ф-лой Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)},$$

где L, S и J — квантовые числа, определяющие соответственно величины квадратов полного орбитального, полного спинового и результирующего моментов атома. Для чисто орбитального момента ($S=0$, $L=J$) Л. м. равен 1, для чисто спинового момента ($L=0$, $J=S$) он равен 2. В общем случае Л. м. может принимать как значения между 1 и 2, так и значения меньше 1 (в т. ч. отрицательные) и больше 2.

Наряду с атомным Л. м. вводят ядерный Л. м. (ядерный g-фактор), определяющий масштаб расщепления уровней энергии, связанного с магн. моментами атомных ядер. Ядерный Л. м. обусловливает масштаб расщепления в единицах $\mu_я H$ ($\mu_я$ — ядерный магнетон). *М. А. Ельяшевич.*

ЛАНЖЕВЕ́НА УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние движения макроскопич. тела, взаимодействующего с частицами термостата; их влияние учитывают при помощи согласованного включения в ур-ние силы трения и случайной внеш. силы. Если без учёта взаимодействия с термостатом ур-ние движения имело вид

$$m d^2\boldsymbol{r}/dt^2 + \operatorname{grad} U(\boldsymbol{r},\ t) = 0,$$

где m — масса частицы, U — потенц. энергия, то соответствующее Л. у. принимает форму

$$m d^2\boldsymbol{r}/dt^2 + h\, d\boldsymbol{r}/dt + \operatorname{grad} U(\boldsymbol{r},\ t) = \boldsymbol{F}(t).$$

Здесь $h d\boldsymbol{r}/dt$ — пропорциональная скорости $\boldsymbol{v}=d\boldsymbol{r}/dt$ сила трения, а $\boldsymbol{F}(t)$ — случайная сила. Последняя обусловлена одноврем. воздействием на тело большого числа частиц термостата, поэтому с большой точностью её можно считать нормально распределённой (см. *Гаусса распределение*). Ср. значение силы равно нулю, а *корреляционная функция* $\langle F_i(t_1)F_j(t_2)\rangle = B_{ij}(t_1-t_2)$ зависит лишь от $\tau=t_1-t_2$. Если время корреляции $\tau_к$ внеш. силы, совпадающее по порядку величины со временем одного соударения, $\tau_к \ll m/h$, то во всех соотношениях, содержащих лишь интегралы от корреляц. ф-ции, её можно считать пропорциональной δ-функции: $B_{ij}(\tau) = 2B\delta_{ij}\delta(\tau)$.

Величина B связана с коэф. трения h, т. к. и трение и внеш. сила обусловлены взаимодействием тела с термостатом. Эту связь легче всего установить для свободного движения, $U=0$, тогда при $t \gg m/h$ имеют место соотношения

$$\langle v^2(t)\rangle = 3B/mh, \quad \langle r^2(t)\rangle = 6Bt/h^2.$$

Из теоремы о равнораспределении энергии по степеням свободы следует, что $\langle v^2(t)\rangle = 3kT/m$, где T — абс. темп-ра, откуда $B = kTh$.

Это соотношение между интенсивностью случайной силы и коэф. трения является частным случаем *флуктуационно-диссипативной теоремы*. Ф-ла для $\langle r^2\rangle$ соответствует закону *диффузии* $\langle r^2(t)\rangle = 6Dt$, откуда получаются связь $B=Dh^2$ между B, h и коэф. диффузии D, а также соотношение Эйнштейна $hD=kT$ между коэф. трения и коэф. диффузии.

Напр., при медленном равномерном движении сферич. частицы радиуса a в вязкой жидкости с коэф. динамич. вязкости η имеет место ф-ла Стокса $h=6\pi a\eta$. Тогда для коэф. диффузии этой частицы получаем ф-лу $D=kT/6\pi a\eta$.

Л. у. получено П. Ланжевеном (P. Langevin) в 1908 в теории *броуновского движения*, его используют для описания случайного воздействия на разл. динамич. системы, в кинетике фазовых переходов и др.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982. *В. И. Татарский.*

ЛАНЖЕВЕ́НА ФУ́НКЦИЯ — $L(x)=\operatorname{cth}x - x^{-1}$; представляет собой больцмановское статистич. среднее величины $\cos\vartheta$, где ϑ — угол между вектором магн. момента $\boldsymbol{m}$ или электрич. дипольного момента $\boldsymbol{p}$ и внеш. полем (магн. $\boldsymbol{H}$ или электрич. $\boldsymbol{E}$).

$$L(x) = \overline{\cos\vartheta} = \int \exp(x\cos\vartheta)\cos\vartheta\, d\Omega \Big/ \int \exp(x\cos\vartheta)\, d\Omega, \qquad (1)$$

где $x=-V/kT$, $V=-\boldsymbol{mH}$ (или $V=-\boldsymbol{pE}$) — потенц. энергия, T — темп-ра, $d\Omega=\sin\vartheta d\varphi d\vartheta$ — элемент телесного угла. Введена П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905) при вычислении *магнитной восприимчивости* парамагнетиков, а затем применена П. Дебаем (P. Debye) в теории поляризуемости диэлектриков.

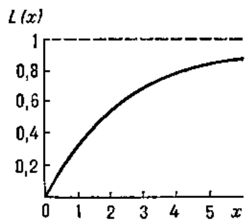

Рис. 1. График функции Ланжевена $L(x)$.

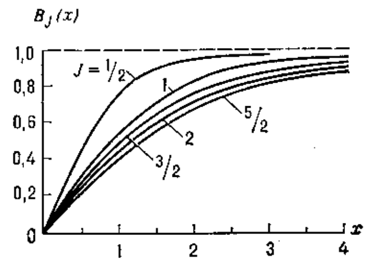

Рис. 2. График функции Бриллюэна $B_J(x)$.

$L(x)$ — классич. аналог функции Бриллюэна $B_J(x)$, получающейся при вычислении тех же величин в квантовой статистике:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J}\operatorname{cth}\frac{2J+1}{2J}x - \frac{1}{2J}\operatorname{cth}\frac{1}{2J}x, \qquad (2)$$

где J — полный квантовый момент кол-ва движения с $(2J+1)$ значениями проекции. При $J\to\infty$ (классич. предел) ф-ла (2) переходит в (1).

Ур-ние для *намагниченности* $\boldsymbol{M}$ (или вектора поляризации) записывается с помощью (1) в виде

$$\boldsymbol{M} = N\boldsymbol{m}L(x) \qquad (3)$$

(N — число магн. атомов в образце).

В слабых полях $x\ll 1$, $L(x)\approx x/3$, следовательно, $M=Nm^2H/3kT$.

Ф-лу (3) применяют и в случае ферромагнетиков (в приближении молекулярного поля $\boldsymbol{H}^*=\lambda\boldsymbol{M}$). При этом в выражение $x=mH/kT$ вместо H следует представить $H+H^*$, что даёт ур-ние намагниченности ферромагнетика (см. *Среднего поля приближение*).

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979. *Ю. П. Ирхин.*

ЛАНЖЕВЕ́НА — ДЕБА́Я ФО́РМУЛА — выражает зависимость диэлектрич. проницаемости ε полярного диэлектрика от дипольного электрич. момента p составляющих его молекул. Л.—Д. ф. является обобще-