подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, а жидкий ^{4}He представляет собой квантовую бозе-жидкость. Полное теоретич. рассмотрение свойств бозе-жидкости — сложная нерешённая до сих пор задача. Как показал Н. Н. Боголюбов (1947), сверхтекучесть ^{4}He может быть рассмотрена на модели слабо неидеального бозе-газа, в к-ром при понижении темп-ры происходит бозе-конденсация: накопление в одном квантовом состоянии с наинизшей энергией макроскопич. числа бозе-частиц. Именно наличие бозе-конденсата приводит к формированию спектра, удовлетворяющего критерию Ландау. Эксперимент показывает, что доля атомов ^{4}He, находящихся в конденсате при $T=0$, составляет ок. 10%. Качественное согласие теории с наблюдаемым спектром элементарных возбуждений было достигнуто при учёте свойств волновой ф-ции осн. состояния (Р. Фейнман, 1953—54).

По совр. представлениям, критерий Ландау не является определяющим для решения вопроса о сверхтекучести квантовой жидкости. Имеются примеры сверхтекучих систем, где критерий Ландау заведомо нарушен (бесщелевые сверхпроводники, сверхтекучая А-фаза ^{3}He). Фундаментальным свойством сверхтекучих систем является наличие сверхтекучего компонента — макроскопич. фракции жидкости, движение частиц к-рой когерентно (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*, *Когерентность*).

Лит.: Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 352—86; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1975; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства А-фазы He^3, «УФН», 1984, т. 143, с. 73.
В. П. Минеев.

ЛАНДА́У УРОВНИ — квантованные значения энергии заряж. частиц (электронов и др.), движущихся в плоскости, перпендикулярной магн. полю. Согласно классич. механике, движение частиц с массой m и зарядом e в плоскости, перпендикулярной магн. полю $\boldsymbol{H}$, представляет собой периодич. движение по окружности под действием *Лоренца силы* с круговой частотой $\omega_c=|e|H/mc$ (т. н. *циклотронной частотой*). В квантовой механике такому финитному движению по окружности соответствуют движения с квантованными значениями энергии: $\mathscr{E}_n=(n+{}^1/_2)\hbar\omega_c$ (n — неотрицат. целое число). Это явление наз. орбитальным квантованием. Величина $|e|\hbar/mc$, характеризующая Л. у., равна $1{,}16\cdot10^{-8}$ эВ/Гс (если e — заряд электрона) и $\mathscr{E}_n=1{,}16\cdot10^{-8}\cdot(n+{}^1/_2)H$ (эВ). *Волновая функция* n-го Л. у. свободной частицы (электрона) имеет вид

$$\psi_n=\pi^{-1/4}(2^n n!r_c)^{1/2}\exp\left\{\frac{i}{\hbar}(p_xx+p_zz)-\frac{(y-y_0)^2}{2r_c^2}\right\}\times\\ \times H_n\left(\frac{y-y_0}{r_c}\right),$$

где p_x, p_z — x- и z-компоненты импульса частицы (ось z выбрана вдоль направления поля $\boldsymbol{H}$), H_n — полиномы Эрмита, $r_c^2=\hbar/m\omega_c$, а y_0 соответствует координате y центра орбиты (окружности), по к-рой вращается частица в плоскости xy при классич. описании движения в магн. поле (одновременно координаты x и y центра орбиты в квантовой механике задать нельзя). Каждый Л. у. с фиксированным p_z имеет бесконечную кратность вырождения, что является следствием независимости энергии от положения центра орбиты; кратность вырождения конечна для системы, конечной в плоскости xy. Возможность наблюдения Л. у. определяется безразмерным параметром $\omega_c\tau$, где τ — время *релаксации*, задающее ширину (размытие) Л. у. (при $\omega_c\tau\gtrsim1$ столкновения электронов редки и преобладающее влияние на их движение оказывает магн. поле).

Существованием Л. у. объясняется диамагнетизм электронов проводимости в металлах и полупроводниках (*Ландау диамагнетизм*). Учёт Л. у. важен при рассмотрении систем заряж. частиц в магн. поле в разл. задачах физики плазмы, физики твёрдого тела (напр., *де Хааза — ван Альфена эффект*, *Лифшица — Онсагера квантование*), астрофизики.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.
А. Э. Мейерович.

ЛАНДА́У — ЛИ́ФШИЦА УРАВНЕ́НИЕ — 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 — *магнитомеханическое отношение*, $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}(\boldsymbol{r},t)$ — 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* и энергию *магнитной анизотропии*, то свободная энергия F единицы объёма неоднородно намагниченного ФМ

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

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: $\omega=\gamma(H+\alpha M_0k^2)$, где ω и $\boldsymbol{k}$ — частота и волновой вектор колебаний, $\boldsymbol{M}_0$ — равновесная намагниченность вдоль внеш. магн. поля.

Точное ур-ние движения вектора $\boldsymbol{M}$ должно учитывать, в отличие от ф-л (1)—(4), также наличие *размагничивающего фактора* и эффекты (обычно слабые), обусловленные *диполь-дипольным 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 диссипативным 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)

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

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