Лит.: Landau L., Diamagnetismus der Metalle, «Z. Phys.», 1930, Bd 64, S. 629; в рус. пер.: Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 47—55; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979. *А. Э. Мейерович.*

ЛАНДА́У ЗАТУХА́НИЕ (бесстолкновительное затухание) — состоит в том, что волновое возмущение в плазме затухает по мере распространения, несмотря на отсутствие парных столкновений. Л. з. в равновесной плазме обусловлено резонансным поглощением энергии волны частицами, скорости к-рых в направлении распространения волны близки к её фазовой скорости $\boldsymbol{v}_ф = \omega/k$ (k — волновой вектор, ω — частота волны). Вследствие Л. з. амплитуда волны $E(t)$ убывает по экспоненциальному закону $E(t) \sim e^{\gamma_Л t}$, где $\gamma_Л$ — декремент Л. з. Для *ленгмюровских волн* $\gamma_Л$ определяется ф-лой

$$\gamma_Л = \frac{2\pi e^2}{mk^2}\,\omega\,\frac{\partial f}{\partial v},$$

где e, m — заряд и масса резонансных частиц, $f(v)$ — ф-ция распределения частиц по скоростям (или их проекциям) в направлении распространения волны.

Строгое рассмотрение Л. з. возможно с помощью *кинетических уравнений* для плазмы, однако качественно физ. процессы, приводящие к Л. з., можно рассмотреть в идеализиров. ситуации, когда электрич. потенциал волны, с к-рой взаимодействуют частицы, имеет прямоуг. профиль. Частицы, скорости к-рых близки к фазовой скорости волны $|v - v_ф| \leqslant \sqrt{e\varphi_0/m}$ (φ_0 — амплитуда электрич. потенциала волны), меняют свою скорость при столкновении со стенками потенциальной ямы. При этом частицы, догоняющие волну ($v > v_ф$), при столкновении со стенкой тормозятся, а частицы, отстающие от волны ($v < v_ф$), при столкновении со стенкой ускоряются. Результирующий обмен энергией между волной и частицами определяется балансом передачи энергии первой и получения энергии второй группой частиц. Поэтому декремент Л. з. пропорционален градиенту ф-ции распределения резонансных частиц в точке $v = v_ф$. Для равновесной плазмы, имеющей максвелловское распределение частиц по скоростям, такой градиент отрицателен и обмен энергией между волной и резонансными частицами приводит к затуханию волны. Если градиент ф-ции распределения $\partial f/\partial v > 0$, что соответствует наличию в плазме пучка частиц, движущихся со скоростью $v > v_ф$, то тот же механизм взаимодействия волн с частицами приводит к нарастанию амплитуды волны со временем (возникает т. н. пучковая неустойчивость). Основной нелинейный эффект в Л. з.— деформация ф-ции распределения резонансных частиц при их взаимодействии с волной. Эта деформация приводит к выравниванию числа частиц, движущихся быстрее и медленнее волны, и в плазме устанавливается волна пост. амплитуды. Для плазмы, помещённой в магн. поле, кроме Л. з. возможно также т. н. циклотронное затухание на частотах $\omega - n\omega_H$ (n — целое число; ω_H — ларморовская частота).

В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко.

ЛАНДА́У ТЕО́РИЯ фазовых переходов 2-го рода — общая теория, основанная на представлении о связи фазового перехода 2-го рода (ФП) с изменением группы симметрии физ. системы. Построена Л. Д. Ландау в 1937. Симметрия является качеств. характеристикой, она может измениться при бесконечно малом изменении состояния системы. Это означает, что ФП происходит при определ. значениях параметров (темп-ры, давления и т. п.). Возникновение упорядоченного (ферромагн., сегнетоэлектрич. и т. п.) состояния приводит к *спонтанному нарушению симметрии*, присущей системе в неупорядоч. состоянии. Для количественного описания степени нарушения симметрии в Л. т. вводят *параметр порядка* φ, линейно преобразующийся при преобразованиях из группы симметрии неупорядоч. фазы.

В Л. т. рассматривают термодинамич. потенциал (энергию Гиббса) $F(\varphi, A_i)$ для неравновесного значения параметра порядка φ при заданных значениях термодинамич. параметров A_i (темп-ры, давления и т. п.) и постулируют разложимость потенциала $F(\varphi, A_i)$ в ряд по степеням φ. Для выяснения вида особенностей термодинамич. ф-ций в Л. т. достаточно рассмотреть простейший случай скалярного параметра порядка φ, соответствующего группе симметрии Z_2. Эта группа содержит единств. нетривиальный элемент симметрии $\varphi \to -\varphi$. Термодинамич. потенциал имеет вид

$$F(\varphi) = F_0 + V\,(a_2\varphi^2/2 + a_4\varphi^4/4 - h\varphi), \qquad (1)$$

где V — объём системы; коэф. a_n являются ф-циями темп-ры T и давления P; h — внеш. поле. Равновесное значение $\varphi = \varphi_0$, определяемое условием $\partial F/\partial\varphi = 0$, считается малым. ФП происходит при условии $a_2 = 0$, $a_4 > 0$. Ур-ния $a_2 = 0$, $h = 0$ определяют линию на плоскости $P - T$ для однокомпонентной системы. Вблизи этой линии при фиксиров. значениях всех термодинамич. переменных, кроме T, величина a_2 приближённо представляется линейной ф-цией темп-ры: $a_2 = a\tau$, где $\tau = (T/T_c) - 1$, a — постоянная, T_c — темп-ра перехода. Зависимость φ_0 от τ имеет вид $\varphi_0 = 0$ при $\tau > 0$; $\varphi_0 = (a|\tau|/a_4)^{1/2}$ при $\tau < 0$. Равновесное значение термодинамич. потенциала $F(\varphi_0)$ получается подстановкой φ_0 в (1), после чего можно получить поведение любых термодинамич. величин в окрестности T_c. Теплоёмкость C изменяется в точке перехода скачком: $\Delta C = -a^2/2a_4T_c$. *Обобщённая восприимчивость* $\chi = (\partial\varphi_0/\partial h)_{h\to 0}$ обращается при $T = T_c$ в бесконечность: $\chi = (\alpha\tau)^{-1}$ при $T > T_c$; $\chi = (2\alpha|\tau|)^{-1}$ при $T < T_c$. *Критические показатели* в Л. т. имеют след. значения: $\alpha = 0$, $\beta = 1/2$, $\gamma = 1$, $\delta = 3$, $\nu = 1/2$, $\eta = 0$. Л. т. не обладает *масштабной инвариантностью*, поэтому нек-рые соотношения между критич. показателями, напр. $\alpha = 2 - d\nu$, $\delta = (d + 2 - \eta)/(d - 2 + \eta)$, не выполняются (здесь d — размерность пространства). Л. т. является теорией *самосогласованного поля*, её можно получить из микроскопич. теории в предположении о большом радиусе действия сил между частицами, усредняя поле, действующее на данную частицу со стороны всех остальных.

Выше рассмотрено однородное во всём объёме упорядочение системы. Для учёта пространственных флуктуаций параметра порядка $\varphi(\boldsymbol{x})$ следует записать термодинамич. потенциал $F\{\varphi(\boldsymbol{x})\}$ как функционал медленно меняющейся в пространстве неравновесной конфигурации $\varphi(\boldsymbol{x})$:

$$F\{\varphi(x)\} = \int [c\,(\nabla\varphi)^2/2 + a_2\varphi^2/2 + a_4\varphi^4/4 - h\varphi]\,dx + F_0. \qquad (2)$$

Равновесная конфигурация $\varphi(\boldsymbol{x})$ определяется условием минимальности функционала (2):

$$\delta F/\delta\varphi = -c\nabla^2\varphi + a_2\varphi + a_4\varphi^3 - h(x) + 0.$$

При малых $h(\boldsymbol{x})$ этому условию удовлетворяет ф-ция $\varphi(\boldsymbol{x}) = \varphi_0 + \varphi_1(\boldsymbol{x})$, где φ_0 определено выше, а $\varphi_1(\boldsymbol{x}) = \int G(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')h(\boldsymbol{x}')d\boldsymbol{x}'$, $G(\boldsymbol{x})$ — ф-ция Грина линейного оператора $L = -c\nabla^2 + a_2 + 3a_4\varphi_0^2$. Корреляц. ф-ция тепловых флуктуаций $K(\boldsymbol{x}) = \langle\varphi(0)\,\varphi(\boldsymbol{x})\rangle$ совпадает с G с точностью до множителя и для случая $d = 3$ описывается:

$$K(x) = TG(x) = T\,(4\pi cx)^{-1}\exp(-x/r_c),$$

$$r_c^2 = c\,\chi = c/(a_2 + 3a_4\varphi_0^2),$$

это *Орнштейна — Цернике формула*. Величина r_c имеет смысл корреляц. радиуса флуктуаций; r_c неограниченно возрастает при $T \to T_c$. Гипотеза о разложимости $F(\varphi)$ в ряд справедлива до тех пор, пока флуктуации φ_1 в объёме $V \sim r_c^3$ малы по сравнению с характерной равновесной величиной $\varphi_0 = (|a_2|/a_4)^{1/2}$; в противном