Табл. 3.

Модель	Определение параметра λ	α	β	$\mu=\nu$	δ
Изинга	$^1/_2$	0	$^1/_8$	1	15
Бакстера	$\cos(\lambda\pi)=\frac{2(ab-cd)}{c^2+d^2-a^2-b^2}$ (при $a+b+d=c$)	$2-\frac{1}{\lambda}$	$\frac{1}{16\lambda}$	$\frac{1}{2\lambda}$	15
ЖГ I, II		$^1/_3$	$^1/_9$	$^5/_6$	14
ЖГ III		$-^1/_2$	$^3/_{32}$	$^5/_4$	
ЖГ IV		$-^1/_2$	$^1/_4$	$^5/_2$	
АТ, $x_2=x_3$, $1=x_1+x_2+x_3$	$\cos(\lambda\pi)=1-\frac{2x_2^2}{(1+x_1)^2}$,	$2\frac{1-2\lambda}{3-4\lambda}$	$\frac{1}{4}\frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	$2\frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	15
Поттса	$2\cos(\lambda\pi/2)=\sqrt{q}$, $0\leqslant\lambda\leqslant{}^1/_2$, $0\leqslant q\leqslant 4$	$\frac{2}{3}\frac{1-2\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{1+\lambda}{12}$	$\frac{1}{3}\frac{2-\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{3-\lambda}{1-\lambda}\times\frac{5-\lambda}{1+\lambda}$

плотности к темп-ре перехода, равного универс. постоянной $2m^2/\pi\hbar^2$, где m — масса атома ^{4}He. Связь *критических показателей* с параметрами взаимодействия установлена точно для модели Бакстера, модели АТ, модели Поттса при $q\leqslant4$, а также для модели ЖГ (табл. 3).

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Бэкстер Р., Точно решаемые модели в статистической механике, пер. с англ., М., 1985; Wu F. Y., The Potts model, «Revs. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 235. *С. В. Покровский.*

ДВУМЕ́РНЫЙ ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ГАЗ — система электронов, энергетич. состояния к-рых соответствуют свободному движению только вдоль определ. плоскости. В поперечном направлении потенц. энергия такова, что частицы находятся в потенц. яме и их движение финитно, а соответствующие энергетич. уровни дискретны. При низких темп-рах, когда все частицы находятся на наинизшем из этих уровней, система является чисто двумерной. При повышении темп-ры постепенно начинают заполняться всё более высокие уровни энергии и система теряет двумерный характер.

Д. э. г. реализуется в неоднородных полупроводниках (*МДП-структуры*, *р—n-переходы*, *гетеропереходы*, *инверсионные слои*, поверхностные электронные уровни на сколах монокристаллов Ge), для электронов над поверхностью жидкого Не, в сверхтонких (толщиной неск. атомных слоёв) проводящих плёнках. Многообразие наблюдаемых свойств Д. э. г. в значит. мере обусловлено возможностью регулировать и легко менять в широких пределах плотность электронов под действием прижимающего (поперечного) электрич. поля (полупроводники, электроны над жидким Не), причём в зависимости от плотности Д. э. г. может оказаться как невырожденным, так и вырожденным (см. *Двумерные проводники*). Осн. интерес к Д. э. г. связан с особенностями фазовых переходов, эффектов локализации, флуктуаций и кинетич. явлений в двумерных системах. Для электронов на поверхности жидкого Не впервые была экспериментально обнаружена вигнеровская кристаллизация (см. *Вигнеровский кристалл*).
А. Э. Мейерович.

ДВУО́СНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ — кристаллы, в к-рых происходит *двойное лучепреломление* при всех направлениях падающего на них луча света, кроме двух направлений (каждое из них наз. оптич. осью кристалла). Подробнее см. *Кристаллооптика*.

ДВУХЖИ́ДКОСТНАЯ ГИДРОДИНА́МИКА ПЛА́ЗМЫ — матем. модель, в к-рой полностью ионизованная плазма представляется в виде смеси двух газов заряж. частиц — электронов (e) и ионов (i), связанных друг с другом силой трения и эл.-магн. полями. Система ур-ний, описывающих модель, даёт для газа частиц каждого сорта α (e или i) изменение во времени след. макроскопич. параметров: $n(t, \boldsymbol r)$ — число частиц в единице объёма, $\boldsymbol v_\alpha(t, \boldsymbol r)$ — ср. скорость, $T_\alpha(t, \boldsymbol r)$ — темп-ра, где $\boldsymbol r$ — радиус-вектор. Эти ур-ния выражают для газа соответственно сохранение числа частиц, баланс импульса и тепловой баланс и имеют вид

$$\frac{d_\alpha n_\alpha}{dt}=-\operatorname{div}(n_\alpha \boldsymbol v_\alpha) \qquad (1)$$

$$m_\alpha n_\alpha\frac{d_\alpha \boldsymbol v_\alpha}{dt}=-\nabla p_\alpha-\operatorname{div}\pi_\alpha+e_\alpha n_\alpha(\boldsymbol E+\boldsymbol v_\alpha\times\boldsymbol H/c)+\boldsymbol R_\alpha \qquad (2)$$

$$\frac{3}{2}n_\alpha\frac{d_\alpha T_\alpha}{dt}=-p_\alpha\operatorname{div}\boldsymbol v_\alpha-\pi_{\alpha kl}\frac{\partial v_{\alpha k}}{\partial x_l}-\operatorname{div}\boldsymbol q_\alpha+Q_\alpha, \qquad (3)$$

где $\frac{d_\alpha}{dt}=\partial/\partial t+\boldsymbol v_\alpha\nabla$, $p_\alpha=n_\alpha T_\alpha$ — гидростатич. давление, $\pi_{\alpha kl}$ — симметричный тензор негидростатич. напряжений, $\boldsymbol q_\alpha$ — поток тепла частиц газа α, $\boldsymbol R_\alpha$ и Q_α — изменение импульса и выделение тепла в газе α в результате столкновений с частицами газа др. сорта, m_α, e_α — масса и заряд частиц α, $\boldsymbol E$, $\boldsymbol H$ — электрич. и магн. поля. Если в системе действуют иные силы (напр., гравитационные) и имеются источники тепла, то добавляются соответствующие члены. Ур-ния (1), (2), (3) получаются формально как нулевой, первый и второй моменты *кинетических уравнений* для плазмы. Ими можно пользоваться для отыскания макроскопич. параметров плазмы, если с помощью приближённого решения кинетич. ур-ний найти локальные ф-ции распределения частиц α и выразить величины $\boldsymbol q_\alpha$, π_α, $\boldsymbol R_\alpha$, Q_α через макроскопич. параметры и их производные, тем самым замкнув ур-ния.

Ур-ния Д. г. п. применимы, если времена между столкновениями электронов с электронами τ_{ee} и ионов с ионами τ_{ii} малы по сравнению со всеми остальными характерными временами. При этом ф-ции распределения электронов и ионов близки к *Максвелла распределениям*, к-рые полностью определяются параметрами n_α, $\boldsymbol v_\alpha$, T_α. Градиенты этих параметров, если они достаточно малы, определяют малые локальные поправки к максвелловским ф-циям. Для этого в отсутствие магн. поля параметры должны мало изменяться на длине свободного пробега частиц, но в сильном магн. поле условия применимости Д. г. п. усложняются (смягчаются для градиентов поперёк поля). Характерное время обмена энергией при столкновениях между электронами и ионами много больше, чем τ_{ee} и τ_{ii}, так что тепловое равновесие внутри каждого из газов устанавливается быстрее, чем между ними. Поэтому условия применимости Д. г. п. допускают большое различие между электронной и ионной темп-рами. Часто Д. г. п. используется вне строгих границ её применимости (обычно при этом без тензора π_α) как удобная грубая модель полностью ионизованной плазмы. Иногда при этом используют упрощённое выражение $\boldsymbol R_i=(m_e n_e/\tau_{ei})(\boldsymbol v_e-\boldsymbol v_i)$, ему соответствует $Q_i=(3m_e n_e/m_i\tau_{ei})(T_e-T_i)$. Законы сохранения импульса и энергии при столкновениях дают $\boldsymbol R_e=-\boldsymbol R_i$, $Q_e=-Q_i+\boldsymbol R_i(\boldsymbol v_e-\boldsymbol v_i)$.

Лит.: Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963.
С. И. Брагинский.

ДВУХЖИ́ДКОСТНАЯ МОДЕ́ЛЬ ГЕ́ЛИЯ II — физ. модель сверхтекучего гелия ^{4}He, основанная на представлении о двухкомпонентности ^{4}He в сверхтекучем состоянии: при понижении темп-ры ниже λ-точки (см. *Гелий жидкий*) в ^{4}He возникает сверхтекучий компонент, существующий наряду с нормальным (вязким)