ального прибора $Y=1$. Высокочувствительным считается прибор с $Y=0{,}1\div0{,}4$. К. в. зависит от способа регистрации частиц (фотоэлектронная эмиссия, люминесценция и т. д.), состояния и свойств приёмника, энергии частиц. Напр., для фотоэлектронного прибора соотношение между спектральной чувствительностью S_λ[а/Вт] на длине волны λ [мкм] и квантовым выходом Y [электрон/фотон]

$$Y=\frac{hc}{e\lambda}S_\lambda=1{,}242\frac{S_\lambda}{\lambda}.$$

А. П. Шевелько.

КВА́НТОВЫЙ ГАЗ — разреженный газ, состоящий из частиц, де-бройлевская длина волны к-рых намного превышает их радиус взаимодействия. Условие разреженности газа $N|a^3|\ll1$ (N — число частиц в единице объёма, a — *длина рассеяния* частиц, характеризующая их радиус взаимодействия) означает, что К. г. является почти идеальным газом с распределением частиц по энергиям, близким к даваемому *Бозе—Эйнштейна статистикой* или *Ферми—Дирака статистикой* в зависимости от спина частиц. Де-бройлевская длина волны $\Lambda\sim\hbar/(m\mathcal{E})^{1/2}$ ($\mathcal{E}$ — характерная энергия частиц массы m), поэтому условие $\Lambda\gg|a|$ ведёт к след. ограничению на темп-ру T К. г.:

$$kT\ll\frac{\hbar^2}{ma^2}=kT_*. \qquad (*)$$

Условие (*) является наименее жёстким для изотопов Не или Н, для к-рых $T_*=\hbar^2/ma^2k\sim1$K. Для более тяжёлых элементов условие (*) ограничивает не только темп-ру, но и плотность К. г., поскольку темп-ра T должна превосходить темп-ру конденсации газа, что возможно только при малой плотности. Понятие К. г. используют также для газа электронов или квазичастиц твёрдого тела. О неидеальных К. г. см. *Бозе-газ*, *Ферми-газ*, *Квантовая жидкость*.

Свойства К. г. зависят от степени его вырождения. *Вырождения температура* T_0 зависит от плотности газа, $T_0\sim\hbar^2N^{2/3}/mk=T_*a^2N^{2/3}$. При $T\gg T_0$ газ является невырожденным и распределение частиц по энергиям (скоростям) описывается *Больцмана распределением* (*Максвелла распределением*). При этом связанные с неидеальностью К. г. поправки к термодинамич. характеристикам обычного классич. идеального газа (т. е. его вириальные коэффициенты; см. *Вириальное разложение*) определяются разложением по малой величине Na^3. В случае $T\ll T_0$ К. г. попадает в область квантового вырождения и представляет собой в зависимости от статистики частиц слабо неидеальный вырожденный ферми- или бозе-газ. В этом случае $\mathcal{E}\sim kT_0$ и условие $\Lambda\gg|a|$ сводится к условию $T\ll T_0\ll T_*$, причём неравенство $T_0\ll T_*$ фактически эквивалентно условию разреженности газа $N^{1/3}|a|\ll1$. При $T\gg T_0$ свойства ферми- и бозе-газов во многом сходны между собой, свойства же вырожденных К. г. принципиально различаются.

Ферми-газ. В вырожденном газе фермионов при $T\ll T_0$ зависимость характеристик газа от темп-ры определяется разложением по T/T_0, а учёт неидеальности сводится к разложению по параметру $N^{1/3}a$. При $T=0$ частицы К. г. фермионов заполняют в импульсном пространстве ферми-сферу радиуса $p_F=\hbar(6\pi^2N/g)^{1/3}$, $g=2S+1$ (S — спин частиц), наз. фермиевским импульсом. В гл. приближении по плотности (без поправок на неидеальность газа) граничная энергия Ферми, $\varepsilon_F=p_F^2/2m$, совпадает с темп-рой вырождения, $\varepsilon_F=kT_0$. Для частиц с определ. значением проекции спина σ ф-ция распределения n_σ по импульсам p (энергиям ε) имеет вид т. н. фермиевской ступеньки и равна $n_\sigma(p)=1[n_\sigma(\varepsilon)=1]$ при $p<p_F(\varepsilon<\varepsilon_F)$ и $n_\sigma(p)=0$ $[n_\sigma(\varepsilon)=0]$ при $p>p_F(\varepsilon>\varepsilon_F)$. При $0<T\ll T_0$ вид ф-ции распределения практически сохраняется, но появляется узкая переходная область ширины kT вблизи граничной энергии $\varepsilon\sim\varepsilon_F$ (область размытия ступеньки), в к-рой ф-ция распределения плавно меняется от 1 до 0. *Уравнение состояния* вырожденного идеального ферми-газа при $T=0$ имеет вид $P=(6\pi^2/g)^{2/3}\hbar^2N^{5/3}/5m$, где P — давление газа. Уд. теплоёмкость такого газа при $T\to0$ линейна по темп-ре, $C=(\pi g/6)^{2/3}m\hbar^{-2}N^{1/3}k^2T+\ldots$, причём отброшены члены $\sim(T/T_0)^3$. Учёт взаимодействия (неидеальности газа) приводит в этом выражении к замене массы частиц m на эфф. массу m^*, отличающуюся от m малыми поправками $\sim N^{2/3}a^2$. Магн. восприимчивость вырожденного ферми-газа практически не зависит от темп-ры (см. *Паули парамагнетизм*, *Ландау диамагнетизм*). Если ср. энергия частиц сравнима с mc^2 (c — скорость света), существенны релятивистские эффекты. В ультрарелятивистском случае энергия частицы пропорц. импульсу: $\varepsilon=cp$, тогда ур-ние состояния газа имеет вид $P=(6\pi^2/g)^{1/3}\hbar cN^{4/3}/4$, а его уд. теплоёмкость равна $C=(g\pi^4/6)^{1/3}N^{2/3}k^2T/3c\hbar$.

Принципиальной особенностью вырожденных ферми-систем, в т. ч. и ферми-газа, является возможность распространения слабозатухающих высокочастотных колебаний с $\omega\tau\gg1$ (ω — частота колебаний, τ — характерное время релаксации). При $a>0$ в газе может распространяться *нулевой звук* [колебания ф-ции распределения частиц $\mathrm{Sp}_\sigma n_\sigma(p)$], а при $a<0$ — *спиновые волны* [колебания распределения спиновой плотности $\mathrm{Sp}_\sigma\sigma n_\sigma(p)$]. Скорость распространения u таких волн в разреженном вырожденном ферми-газе близка к фермиевской скорости $v_F=p_F/m$. Эксперим. наблюдение этих колебаний в разреженном газе, вследствие сильного *Ландау затухания*, возможно только при крайне низких темп-рах. При $T<T_c\sim T_0\exp(-\pi\hbar/2p_F|a|)$ вырожденный ферми-газ с притяжением между частицами ($a<0$) неустойчив по отношению к спариванию (см. *Купера эффект*), что ведёт к *сверхтекучести* (*сверхпроводимости*) системы.

Бозе-газ. Вырожденный бозе-газ с притяжением между частицами всегда неустойчив и существовать не может, поскольку для него не выполняется условие термодинамич. устойчивости системы $\partial P/\partial V<0$, где V — объём. При $T<T_0$ происходит *Бозе—Эйнштейна конденсация*: в газе появляется макроскопически большое число частиц с нулевой энергией ($\varepsilon=0$). Это явление, тесно связанное с явлением сверхтекучести, по-видимому, можно наблюдать в газе экситонов, в газе атомов ^{4}He, адсорбированных на пористом стекле и в спиновополяризованном атомарном водороде.

Спиновая поляризация газов. В К. г. возможны макроскопич. квантовые явления при любой степени вырождения, особенно ярко проявляющиеся при спиновой поляризации, когда концентрации частиц с разл. проекциями спина различны, напр. вследствие включения магн. поля. К подобным квантовым явлениям относятся магнитокинетич. эффекты и возможность распространения спиновых волн в спиновополяризованных К. г. Магнитокинетич. эффекты соответствуют практически неогранич. росту длины свободного пробега и кинетич. коэф. (напр., вязкости и теплопроводности) в разреженном газе фермионов при спиновой поляризации газа. Это — макроскопич. проявление принципа Паули и квантовомеханич. тождественности частиц. Условие $\Lambda\gg|a|$ означает, что характерные скорости частиц газа малы, а их рассеяние друг на друга сводится, согласно квантовой теории рассеяния, в основном к s-рассеянию (рассеянию с нулевым орбитальным моментом относительного движения частиц). Для s-рассеяния тождеств. частиц существенны только столкновения частиц с чётным суммарным спином. При спиновой поляризации частиц со спином S всё большее число частиц оказывается в состоянии с проекцией спина $+S$ и не даёт вклада в s-рассеяние при столкновениях между собой ($2S$ для