где $\varphi_c^2 = \varphi_c^{(\alpha)}\varphi_c^{(\alpha)}$, $\varphi_c^{(\alpha)} = \langle 0 | \varphi^{(\alpha)} | 0 \rangle$, параметр μ имеет размерность массы, а λ — безразмерная константа взаимодействия (здесь и далее по повторяющимся индексам предполагается суммирование). При $\mu^2 > 0$ физ. вакуум соответствует значению $\varphi_{c0}^2 = \mu^2/\lambda$. Как и в примере с ферромагнетиком, он фиксируется заданием направления $\varphi_{c0}^{(\alpha)}$ в изотопич. пространстве, напр. $\varphi_{c0}^{(\alpha)} = (0,\ 0,\ \varphi_{c0})$. Эта величина очевидно инвариантна относительно вращений вокруг третьей оси изотопич. пространства и не инвариантна относительно других вращений. Согласно *Голдстоуна теореме*, это приводит к необходимости существования безмассовых *голдстоуновских бозонов*.

Важным примером физ. теории с В. в. является теория *электрослабого взаимодействия*, в которой В. в. достигается с помощью введения скалярных *Хиггса полей*.

Лит.: 1) Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; 2) Квантовая теория калибровочных полей. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; 3) Ициксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 2, М., 1984. *А. Т. Филиппов.*

ВЫРОЖДЕ́НИЯ ТЕМПЕРАТУ́РА — температура, ниже к-рой у газа начинают проявляться квантовые свойства, обусловленные тождественностью его частиц (см. *Вырожденный газ*). При В. т. длина волны де Бройля, соответствующая энергии теплового движения частиц, становится сравнимой со ср. расстоянием между ними. Для бозе-газа В. т. определяется как темп-ра, ниже к-рой происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация* — переход нек-рой доли частиц в состояние с нулевым импульсом. Для идеального бозе-газа В. т. равна

$$T_0 = \frac{\hbar^2}{mk}\,\frac{2\pi}{(gG)^{2/3}}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} \approx \frac{3{,}31}{g^{2/3}}\,\frac{\hbar^2}{mk}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3},$$

где N — число частиц, V — объём, m — масса частицы, $g = 2s+1$, s — спин частицы, $G = \sum\limits_{l=1}^{\infty} l^{-3/2}$.

Для ферми-газа В. т. не связана с фазовым переходом, она равна макс. энергии частиц при абс. нуле темп-ры (энергии Ферми), выраженной в градусах, т. е. делённой на k. Для идеального ферми-газа

$$T_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{6\pi^2}{g}\right)^{2/3}\frac{\hbar^2}{mk}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}.$$

Для электронов в металле $T_0 \sim 10^4$ К. *Д. Н. Зубарев.*

ВЫ́РОЖДЕННАЯ ГИПЕРГЕОМЕТРИ́ЧЕСКАЯ ФУ́НКЦИЯ — решение вырожденного (конфлюэнтного) гипергеом. ур-ния

$$zu'' + (\gamma - z)\,u' - \alpha u = 0, \tag{1}$$

регулярное в окрестности точки $z=0$ комплексной плоскости при $\gamma \neq 0,\ -1,\ -2, \ldots$ и любых значениях α. Впервые исследована Э. Куммером (E. Kummer) в 1836. В круге любого конечного радиуса В. г. ф. 1-го рода можно задать с помощью сходящегося ряда Куммера

$$u_1(z) = F(\alpha,\ \gamma,\ z) = 1 + \frac{\alpha}{\gamma}\,\frac{z}{1!} + \frac{\alpha+1}{\gamma+1}\,\frac{z^2}{2!} + \ldots = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha)_n}{(\gamma)_n}\,\frac{z^n}{n!}, \tag{2}$$

где $(a)_n = a(a+1)\ldots(a+n-1) = \Gamma(a+n)/\Gamma(a)$. Вторым линейно независимым решением ур-ния (1) при $\gamma \neq 0$, ± 1, $\pm 2, \ldots$ является В. г. ф. 2-го рода:

$$u_2(z) = G(\alpha,\ \gamma,\ z) = \frac{\Gamma(1-\gamma)}{\Gamma(\alpha-\gamma+1)}\,F(\alpha,\ \gamma,\ z) + \frac{\Gamma(\gamma-1)}{\Gamma(\alpha)}\,z^{1-\gamma}F(\alpha-\gamma+1,\ 2-\gamma,\ z).$$

Для В. г. ф. 1-го рода при $\mathrm{Re}\,\gamma > \mathrm{Re}\,\alpha > 0$ справедливо интегральное представление

$$F(\alpha,\ \gamma,\ z) = \frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)\,\Gamma(\gamma-\alpha)}\int_0^1 dt\, e^{zt}t^{\alpha-1}(1-t)^{\gamma-\alpha-1},$$

а для В. г. ф. 2-го рода при $\mathrm{Re}\,\alpha > 0$, $|\arg z| < \pi$:

$$G(\alpha,\ \gamma,\ z) = \Gamma^{-1}(\alpha)\int_0^{\infty} dt\, e^{-zt}t^{\alpha-1}(1+t)^{\gamma-\alpha-1}.$$

Ф-ция $F(\alpha, \gamma, z)$ — целая аналитич. ф-ция z; $G(\alpha, \gamma, z)$ — аналитич. ф-ция в комплексной плоскости z с разрезом вдоль веществ. оси при $z < 0$. В. г. ф. связаны с *гипергеометрической функцией* соотношением:

$$F(\alpha,\ \gamma,\ z) = \lim_{\beta\to\infty} F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ z/\beta).$$

Для ф-ции $G(\alpha, \gamma, z)$ справедливо асимптотич. разложение $G \sim z^{-\alpha}$, $z \to \infty$. Справедливы ф-лы дифференцирования:

$$\frac{d}{dz}F(\alpha,\ \gamma,\ z) = (\alpha/\gamma)\,F(\alpha+1,\ \gamma+1,\ z),$$

$$\frac{d}{dz}G(\alpha,\ \gamma,\ z) = -\alpha G(\alpha+1,\ \gamma+1,\ z).$$

Любые 3 ф-ции $F(\alpha_i, \gamma_i, z)$ $(i = 1,\ 2,\ 3)$ в случае, когда $\alpha_i - \alpha_k$, $\gamma_i - \gamma_k$ являются целыми числами, связаны соотношениями $\sum\limits_{i=1}^{3} C_i(z)\,F(\alpha_i,\ \gamma_i,\ z) = 0$, где $C_i(z)$ — нек-рые полиномы по переменной z. Аналогичное утверждение справедливо для ф-ций $G(\alpha, \gamma, z)$. Имеют место также функциональные соотношения, напр.

$$F(\alpha,\ \gamma,\ z) = e^zF(\gamma-\alpha,\ \gamma,\ -z),$$

$$G(\alpha,\ \gamma,\ z) = z^{1-\gamma}G(\alpha-\gamma+1,\ 2-\gamma,\ z).$$

Через В. г. ф. выражаются мн. элементарные и спец. ф-ции, напр. цилиндрич. ф-ции, интегральные ф-ции. При $\alpha = -n$, где n — целое положит. число, В. г. ф. сводятся к полиномам, к-рые с точностью до пост. множителя совпадают с обобщёнными полиномами Лагерра (см. *Ортогональные полиномы*).

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1973; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984.

ВЫ́РОЖДЕННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ молекул — *нормальные колебания* многоатомных молекул, имеющие одинаковые частоты и формы. Число нормальных колебаний нелинейной молекулы равно $3N-6$, а линейной — $3N-5$, где N — число атомов. При наличии у молекулы определ. элементов симметрии это число уменьшается, т. к. появляются разл. колебат. состояния с одинаковой энергией и соответствующие колебат. уровни энергии вырождаются (см. *Вырождение*).

Положение колебат. уровней энергии многоатомной молекулы определяется ф-лой

$$\mathcal{E}_{\text{кол}} = h\sum_k \nu_k\,(v_k + 1/2), \tag{*}$$

где ν_k — частоты нормальных колебаний, v_k — колебат. *квантовые числа*. При вырождении частóты ν_k двух или более нормальных колебаний оказываются одинаковыми и в (*) появляются члены вида $(v_k + g_k/2)$, где $v_k = \sum\limits_i v_{ik}$ (v_{ik} — квантовые числа нормальных колебаний, g_k — число колебаний с одинаковым значением ν_k — т. н. степень вырождения). Так, если имеются два нормальных колебания одинаковой частоты, то состояние с $v_k = 1$ реализуется при комбинациях $v_{1k} = 1$, $v_{2k} = 0$ и $v_{1k} = 0$, $v_{2k} = 1$. Такой уровень энергии наз. дважды вырожденным. Состояние с $v_k = 2$ реализуется при комбинациях $v_{1k} = 2$, $v_{2k} = 0$; $v_{1k} = 1$, $v_{2k} = 1$; $v_{1k} = 0$, $v_{2k} = 2$. Колебат. уровень энергии будет трижды