Б. Паскаля (B. Pascal). 1 Па равен давлению, создаваемому силой в 1 Н, равномерно распределённой по поверхности площадью 1 м². 1 Па = 1 Н/м² = = 10 дин/см² = 0,102 кгс/м² = 10^{-5} бар = 9,87·$\cdot 10^{-6}$ атм = 7,50·10^{-3} мм рт. ст.

ПАСКА́ЛЯ ЗАКО́Н — осн. закон *гидростатики*, согласно к-рому давление на поверхности жидкости, произведённое внеш. силами, передаётся жидкостью одинаково во всех направлениях. Установлен Б. Паскалем, опубликован в 1663.

ПАСКА́ЛЯ ПРА́ВИЛО — см. *Магнетохимия*.

ПА́УЛИ МА́ТРИЦЫ — двухрядные комплексные эрмитовы матрицы

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Введены В. Паули (W. Pauli, 1927) для описания собств. механич. момента (*спина*) $\boldsymbol{s} = {}^1/_2\hbar\boldsymbol{\sigma}$ и магн. момента $\boldsymbol{\mu} = (e\hbar/2mc)\boldsymbol{\sigma}$ электрона (см. *Паули уравнение*).

Благодаря *перестановочным соотношениям*

$$\sigma_i\sigma_k - \sigma_k\sigma_i = 2i\varepsilon_{ikl}\sigma_l$$

(где ε_{ikl} — *Леви-Чивиты символ*) компоненты спина $\boldsymbol{s}$ удовлетворяют перестановочным соотношениям для угл. момента. При повороте на угол φ вокруг оси с направляющим единичным вектором $\boldsymbol{n}(n_1, n_2, n_3)$ задающий волновую ф-цию электрона двухкомпонентный спинор $\psi = \binom{\psi_1}{\psi_2}$ преобразуется по ф-ле

$$\psi \to \psi' = \exp\left(-\frac{i\varphi}{2}\boldsymbol{n}\boldsymbol{\sigma}\right)\psi,$$

реализуя простейшее спинорное представление *вращений группы* $SO(3)$. В качестве базиса в пространстве этого представления можно взять, напр., собств. векторы матрицы σ_3, $\binom{1}{0}$ и $\binom{0}{1}$ с собств. значениями 1 и —1 соответственно.

П. м. используются при описании любой квантовой системы с дискретной переменной, принимающей два значения. Помимо спина классич. примером является система протон — нейтрон; её дискретную переменную наз. 3-й компонентой *изотопического спина* (обычно П. м. обозначаются в этом случае символами τ_i, $i = 1,2$). Поскольку $SO(3)$ локально изоморфна группе унитарных унимодулярных комплексных матриц [точнее, $SO(3) \sim SO(2)/Z_2$, см. *Группа*], в терминах П. м. описываются *калибровочные поля* с унитарной симметрией $SU(2)$. П. м. используются также в многочисл. моделях квантовых систем на решётках (разл. варианты *Изинга модели* и т.п.).

Лит.: Паули В., Труды по квантовой теории, [пер. с нем.], т. 1—2, М., 1975—77; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977.

В. П. Павлов.

ПА́УЛИ ПАРАМАГНЕТИ́ЗМ — спиновый *парамагнетизм* вырожденного идеального газа электронов проводимости (в общем случае — газа *фермионов*).

Существование П. п. у металлов было теоретически объяснено В. Паули в 1927 на основе *Ферми — Дирака статистики* электронов проводимости и *Зеемана эффекта*.

Зеемановское расщепление энергетич. зоны электронов (см. *Зонная теория*) в магн. поле $\boldsymbol{H}$ на две подзоны с противоположными проекциями спина сопровождается нарушением скомпенсиров. заселённости подзон (отвечающей распределению Ферми — Дирака). Более заселённой оказывается нижележащая (низкоэнергетич.) подзона, у электронов к-рой спиновый *магнитный момент* направлен по полю. В результате возникает положит. спиновая намагниченность (парамагнетизм). Её значение при произвольном виде плотности электронных состояний в зоне $N(\mathscr{E})$ и $H \to 0$ определяют численными методами из выражения

$$M(T, H \to 0) = \frac{1}{4}g^2\mu_B^2 H \int N(\mathscr{E})[-\partial f(\mathscr{E},\mu)/\partial\mathscr{E}]d\mathscr{E} \qquad (1)$$

[*химический потенциал* $\mu(T)$ в ф-ции распределения Ферми — Дирака $f(\mathscr{E}, \mu)$ задаётся условием постоянства общего числа электронов $n = \int N(\mathscr{E})f(\mathscr{E}, \mu)d\mathscr{E}$, μ_B — магнетон Бора, $\mu(0) = \mathscr{E}_F$ — ферми-энергия]. *Спин-орбитальное взаимодействие* при расчётах считается слабым, усреднённая по электронным состояниям в окрестности $\mathscr{E}_F$ величина *Ланде множителя* близка к значению $g = 2$ для свободных электронов.

При сильном вырождении (kT, $\mu_B H \ll \mathscr{E}_F$) для вычисления спиновой парамагн. восприимчивости $\chi_\text{п}$ используют разложение (1) до членов $\sim T^2$, к-рое описывает характерное для этой области насыщение классич. температурной зависимости

$$\chi_\text{п}(T) = \frac{1}{4}g^2\mu_B^2 N(\mathscr{E}_F)\left[1 + \frac{(\pi kT)^2}{6} \cdot \frac{d^2 \ln N(\mathscr{E})}{d\mathscr{E}^2}\bigg|_{\mathscr{E}=\mathscr{E}_F}\right]. \qquad (2)$$

Из этой ф-лы видно, что в первом приближении П. п. не зависит от темп-ры.

Величина и температурное поведение П. п. непосредственно связаны с видом ф-ции $N(\mathscr{E})$ вблизи энергии Ферми $\mathscr{E}_F$, а переход П. п. к классич. парамагнетизму определяет *вырождения температуру* $T_0 = \mathscr{E}_F/k$. Напр., в жидком ^{3}He (см. *Гелий жидкий*), представляющем ферми-систему ядер, такой переход наблюдается при $T_0 \approx 1$ К, тогда как для газа свободных электронов в металле он недостижим ($T_0 \sim 10^5$ К). В реальных металлич. системах со сложным многозонным *дисперсии законом* величину T_0 задают ближайшие к ферми-уровню края́ перекрывающихся зон и др. экстремальные значения энергии $\mathscr{E}_\text{к}$, к-рым соответствуют особые точки и тонкая структура ф-ции $N(\mathscr{E})$. В случае $|\mathscr{E}_F - \mathscr{E}_\text{к}| = kT_0 \ll \mathscr{E}_F$ характерные для перехода в классич. область аномалии спиновой восприимчивости проявляются при довольно низких темп-рах на фоне регулярного П. п. от вырожденных зон (напр., в Pd $T_0 \approx 100$ К).

Колебания кристаллич. решётки, влияющие на ф-цию $N(\mathscr{E})$, несколько видоизменяют температурную зависимость П. п. Однако более существенную роль играют межэлектронные взаимодействия. Так, *обменное взаимодействие* понижает кулоновскую энергию электронов с одинаковым направлением спина, удерживая их вдали друг от друга (см. *Паули принцип*). Это способствует спиновой поляризации взаимодействующих электронов и усиливает спиновый парамагнетизм:

$$\chi_\text{ус} = \chi_\text{п}/(1 - \alpha\chi_\text{п}) = S\chi_\text{п} \qquad (3)$$

(здесь α — параметр эфф. обменно-корреляц. взаимодействия в *среднего поля приближении*, $\chi_\text{ус}$ — магн. восприимчивость усиленного парамагнетизма). В системах с высокой плотностью состояний фактор усиления S может достигать больших значений [напр., $S(T = 0) \approx$ ≈ 10 в Pd и ≈ 50 в $TiBe_2$] вплоть до появления спонтанной намагниченности при выполнении *Стонера критерия ферромагнетизма*: $\alpha\chi_\text{п} \geqslant 1$. В меру величины S проявляется коллективный характер термич. возбуждений в виде спин-флуктуац. добавки к параметру α в (3), к-рая может доминировать в поведении намагниченности M (T, H) систем, близких к ферромагн. неустойчивости.

Наблюдение и однозначная интерпретация П. п. затруднены присутствием соизмеримых вкладов — *диамагнетизма* ионов и электронов проводимости в простых металлах и *ванфлековского парамагнетизма* в переходных металлах. Ряд явлений — электронный парамагн. резонанс, гиромагн. явления и сдвиг Найта — помогает выделить П. п. из общей намагниченности и исследовать его зависимость от темп-ры и магн. поля.

П. п. служит источником полезных сведений об энергетич. спектре и взаимодействиях электронов в системах с металлич. проводимостью.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд.,