

ностью до пост. величины. Для потенц. поля X справедливо условие $[\nabla X] = 0$, и обратно, если для нек-рого поля X всюду $[\nabla X] = 0$, то поле X — потенциально, для него существует П.

Если векторное поле Y соленоидально, т. е. $\nabla Y = 0$, то для этого поля можно ввести векторный потенциал A , такой, что $Y = [\nabla A]$, при этом A определен с точностью до градиента произвольной ф-ции (градиентная инвариантность). В общем случае любое векторное поле представляется суммой потенциального и соленоидального полей.

В классич. и квантовой физике измеряемыми на опыте являются силовые характеристики полей — их напряжённости. На первый взгляд представляется, что сами по себе потенциалы полей не несут физ. смысл, а их введение в теорию — не более чем удобный техн. приём. Оказывается, однако, что в квантовой механике возникают эффекты (квантование магнитного потока, Ааронова — Бома эффект, Джозефсона эффект, эффект Каазира), в к-рых физ. природа П. проявляется непосредственно. Все эти эффекты имеют наглядную геом. интерпретацию. Векторный потенциал представляет собой *связность* в расслоении, базой к-рого служит соответствующее пространство (напр., пространство Минковского M_4). В квантовой теории поля осн. объект исследования — квантовые поля — являются аналогами классич. П., т. к. набор потенциальных ф-ций — мн. набор независимых динамич. переменных, полностью описывающий систему. Напр., в квантовой электродинамике такими переменными будут квантовые поля (потенциалы) $A_\mu(r, t)$, где 4-компонентный вектор A_μ задаётся потенциалами ϕ и A : $A_\mu = (\phi, A_1, A_2, A_3)$.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988.

ПОТЕНЦИАЛ ВУДСА — САРКСОНА — используемый в ядерных моделях потенциал вида

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r-R)/a]},$$

где r — расстояние до центра ядра; V_0, R, a — параметры, характеризующие глубину, радиус и размытие потенциала (см. *Оболочечная модель ядра*).

ПОТЕНЦИАЛ ЗАЖИГАНИЯ — см. *Зажигания потенциал*.

ПОТЕНЦИАЛЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ — функции определённого набора термодинамич. параметров, позволяющие найти все термодинамич. характеристики системы как функции этих параметров. Все П. т. связаны между собой: по любому из них с помощью дифференцирования по его параметрам можно найти все остальные потенциалы.

Метод П. т. разработан Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1874 и является основой всей *термодинамики*, включая теорию многокомпонентных, многофазных и гетерогенных систем, а также термодинамич. теорию *фазовых переходов*. Существование П. т. — следствие 1-го и 2-го начал термодинамики. Статистич. физика позволяет вычислять П. т. исходя из представления о строении вещества как системы из большого числа взаимодействующих частиц.

Внутренняя энергия $U(S, V, N)$ является П. т. в том случае, когда состояние системы характеризуется *энтропией* S , объёмом V и числом частиц N , что характерно для однокомпонентных изотропных жидкостей и газов. U наз. также *изохорно-адиабатич. потенциалом*. Полный дифференциал U равен:

$$dU = TdS - pdV + \mu dN. \quad (1)$$

Здесь независимыми переменными являются три экстенсивные (пропорциональные V) величины S, V, N , а зависимыми — сопряжённые им интенсивные (конечные

в термодинамич. пределе $V \rightarrow \infty$) величины — темп-ра T , давление p и *химический потенциал* μ . Из условия, что U есть полный дифференциал, следует, что зависимые переменные T, p, μ должны быть частными производными от U :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_{V, N}, \quad -p = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{S, N}, \quad \mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S, V}. \quad (2)$$

Вторая производная U по объёму даёт адиабатный коэф. упругости:

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial V^2} \right)_{S, N} = - \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_{S, N}.$$

Теплоёмкость при пост. объёме равна

$$C_V = (\partial U / \partial T)_{V, N}.$$

Однако это не единственно возможный выбор независимых переменных, определяющих П. т. Их можно выбрать четырьмя разл. способами, когда независимыми являются одна термическая и две механич. величины: S, V, N ; S, p, N ; T, V, N ; T, p, N . Для того чтобы в полном дифференциале типа (1) заменить одну из независимых переменных ей сопряжённой, надо совершить *Лежандра преобразование*, т. е. вычесть произведение двух сопряжённых переменных.

Т. о. может быть получена энтальпия $H(S, p, N)$ (тепловая функция Гиббса, теплоемкостное содержание, изохорно-изотермический потенциал при независимых переменных S, p, N):

$$H(S, p, N) = U + pN, \quad (3)$$

откуда следует, что

$$dH = TdS + Vdp + \mu dN, \quad (4)$$

где

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_{p, N}; \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_{S, N}; \quad \mu = \left(\frac{\partial H}{\partial N} \right)_{S, p}. \quad (5)$$

Знание H позволяет найти теплоёмкость при пост. давлении $C_p = (\partial H / \partial T)_{p, N}$.

Свободная энергия $F(T, V, N)$ (энергия Гельмгольца, теплосодержание, изобарно-изотермич. потенциал в переменных T, V, N) может быть получена с помощью преобразования Лежандра от переменных S, V, N к T, V, N :

$$F(T, V, N) = U - TS, \quad (6)$$

откуда

$$dF = -SdT - pdV + \mu dN, \quad (7)$$

где

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{V, N}; \quad p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{T, N}; \quad \mu = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T, V}. \quad (8)$$

Вторые производные F по V и T дают теплоёмкость при пост. объёме $C_V = -T(\partial^2 F / \partial T^2)$, изотермич. коэф. давления

$$\gamma_T = - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_{T, N} = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2} \right)_{T, N}$$

и изохорный коэф. давления

$$\gamma_V = - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{V, N} = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial V \partial N} \right)_T.$$

Последнее соотношение основано на независимости второй смешанной производной от П. т. от порядка дифференцирования. Этим же методом можно найти разность между C_p и C_V :

$$C_p - C_V = -T^2 \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p^2 / \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T$$