КАНОНИ́ЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ ГИ́ББСА — распределение вероятностей состояний статистич. ансамбля систем, к-рые находятся в тепловом равновесии со средой (термостатом) и могут обмениваться с ней энергией при пост. объёме и пост. числе частиц; соответствует канонич. ансамблю Гиббса. К. р. Г. установлено Дж. Гиббсом (J. Gibbs) в 1901.

Равновесная ф-ция распределения $f(p, q)$ зависит от координат и импульсов p, q всех частиц лишь через Гамильтона ф-цию $H_N(p, q)$ системы N частиц:

$$f(p, q) = Z^{-1} \exp[-H_N(p, q)/kT],$$

где T — абс. темп-ра, Z — *статистический интеграл*, определяемый из условия нормировки f и равный

$$Z = (N!h^{3N})^{-1} \int \exp[-H_N(p, q)/kT]\, dp\, dq,$$

где интегрирование ведётся по фазовому пространству всех частиц, $dpdq = dp_1dq_1 \ldots dp_N dq_N$, h — постоянная Планка. Т. о., Z является ф-цией T, N и объёма V.

К. р. Г. можно получить, если рассматривать совокупность данной системы и термостата как одну замкнутую изолиров. систему и применить к ней *микроканоническое распределение Гиббса*. Тогда малая подсистема, ф-цию распределения к-рой можно найти интегрированием по фазовым переменным термостата, описывается К. р. Г. (теорема Гиббса).

В квантовой статистике статистич. ансамбль характеризуется распределением вероятностей w_i квантовых состояний системы с энергией $\mathcal{E}_i$. К. р. Г. для квантовых систем имеет след. вид:

$$w_i = Z^{-1} \exp(-\mathcal{E}_i/kT),$$

где Z — статистич. сумма, определяемая из условия нормировки $\left(\sum_i w_i = 1\right)$ и равная $Z = \sum_i \exp(-\mathcal{E}_i/kT)$, суммирование ведётся по всем квантовым состояниям допустимой симметрии.

К. р. Г. в квантовом случае можно представить с помощью статистического оператора (*матрицы плотности*) $\rho = Z^{-1}\exp(-H/kT)$, где H — гамильтониан системы. Такая форма К. р. Г. удобна для приложений, особенно с использованием представления вторичного квантования для гамильтониана.

К. р. Г. как в классич., так и в квантовом случае позволяет вычислить свободную энергию (*Гельмгольца энергию*) в переменных T, V, N, равную $F = -kT\ln Z$, где Z — статистич. интеграл или статистич. сумма. К. р. Г. соответствует максимуму информац. энтропии при заданной средней энергии и при сохранении нормировки.

Лит. см. при ст. *Гиббса распределения*. *Д. Н. Зубарев.*

КАО́НЫ — то же, что *К-мезоны*.

КА́ПЕЛЬНАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — одна из самых ранних моделей атомного ядра, предложенная Н. Бором (N. Bohr) и К. Ф. фон Вайцзеккером (C. F. von Weizsäcker) и развитая Дж. Уилером (J. Wheeler), Я. И. Френкелем и др. (1935—39), в к-рой ядро рассматривается как практически несжимаемая капля жидкости чрезвычайно большой плотности.

Полная масса ядра, состоящего из Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов (A — число нуклонов), меньше суммы масс составляющих его нуклонов на величину энергии связи, удерживающей нуклоны в ядре. Ср. энергия связи в расчёте на 1 нуклон почти для всех стабильных ядер при $A > 50$ постоянна (~8—9 МэВ, рис. 1). Это постоянство, а также постоянство плотности массы для разных ядер (объём ядра пропорционален числу нуклонов A) непосредственно привели к К. м. я.

К. м. я. нашла своё выражение в полуэмпирич. ф-ле для энергии связи ядра (*Вайцзеккера формула*):

$$\mathcal{E}_{\text{св}} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3} - a_T(N-Z)^2/A + a_p \delta A^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь a_s, a_c, a_T, a_p — константы (см. ниже), a_v — энергия связи на 1 нуклон для бесконечно большого ядра, не имеющего поверхности (ядерной материи), а первый член суммы — объёмная энергия. Нуклоны, располагающиеся на поверхности ядра, имеют меньшее число связей с др. нуклонами, чем внутренние. Поэтому для реального ядра конечных размеров нужно учитывать поверхностный вклад в $\mathcal{E}_{\text{св}}$, пропорциональный поверхности ядра, т. е. $A^{2/3}$, и уменьшающий полную энергию связи (второй член суммы). Если учесть только объёмное и поверхностное слагаемые, то все ядра — изобары должны быть устойчивыми независимо от значений Z и N. В действительности устойчивы в области лёгких ядер лишь ядра с $Z = N$, а в области тяжёлых ядер — с $N > Z$. Это учитывается введением 3-го (кулоновская энергия) и 4-го (энергия симметрии ядра) слагаемых в (1). Слагаемое, отвечающее кулоновской энергии, возникает из-за отталкивания протонов, что должно благоприятствовать появлению стабильных нейтронно-избыточных ядер — изобар. Если ядро — шар радиусом $r_c \sim A^{1/3}$ и протоны в нём распределены однородно, то кулоновская энергия ядра $\sim Z^2/A^{1/3}$, т. е. тем меньше, чем меньше Z.

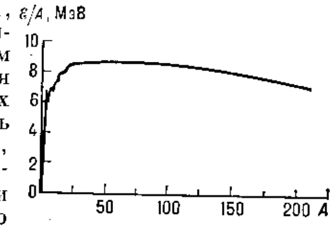

Рис. 1. Энергия связи в расчёте на 1 нуклон для разных ядер.

Эксперим. факты, однако, свидетельствуют о том, что стабильны не все ядра — изобары с избытком нейтронов, а только заключённые в узкой полосе на диаграмме NZ (рис. 2). Это учитывается т. н. изотопич. членом или энергией симметрии (4-е слагаемое), роль к-рой иллюстрирует кривая зависимости *дефекта масс* Δ от Z для всех изобар с определённым A (рис. 3). Ядро, лежащее на дне «долины», стабильно, ядра, располагающиеся на её склонах, не стабильны, они «скатываются» на дно в результате β-распада. Энергия симметрии возникает по той причине, что запрет Паули ослабляет взаимодействие между одноимёнными нуклонами.

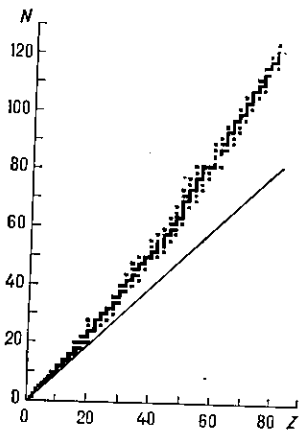

Рис. 2. Полоса стабильных ядер на NZ-диаграмме; каждое стабильное ядро — зачернённый квадратик; сплошная линия соответствовала бы $Z = N$.

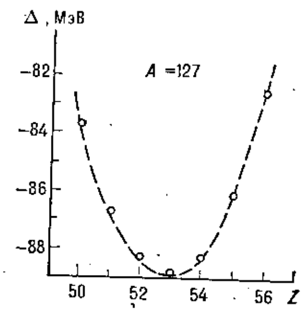

Рис. 3. Зависимость дефекта массы Δ от Z для изобарных ядер с $A = 127$.

Т. о., энергия симметрии описывает тенденцию ядра быть наиб. стабильным при $A = 2Z$. Однако кулоновское отталкивание протонов препятствует этому, так что стабильные тяжёлые ядра имеют $A > 2Z$. Энергия симметрии более сильно зависит от относит. плотности нейтронов и протонов, чем кулоновская энергия, что приводит с учётом малой сжимаемости ядер-