ядерных реакциях α-частичные ядра «охотно» испускают α-частицы. Среди возбуждённых состояний этих ядер есть состояния с аномально большими ширинами α-переходов (Γ_α), близкими к т. н. вигнеровскому пределу; последний означает, что α-частицы на поверхности ядра существуют как «готовые». Перечисленные факты объясняются Н. а. м.

В Н. а. м. волновая ф-ция ядра с массовым числом $A = 4n$ представляется в виде антисимметризов. произведения n волновых ф-ций ψ_α, описывающих внутр. движение нуклонов в отд. α-кластере, на волновую ф-цию χ, описывающую движение кластеров друг относительно друга. Напр., волновую ф-цию ядра ^{8}Be в Н. а. м. можно было бы записать в виде

$$\psi(^8\mathrm{Be}) = \hat{A}\psi_{\alpha1}(\boldsymbol{r}_1)\psi_{\alpha2}(\boldsymbol{r}_2)\chi_L(\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_2), \qquad (*)$$

где $\boldsymbol{R}_i = \sum_{i=1}^{4} r_i/4$ — радиус-вектор, определяющий положение центра тяжести α-кластера, L — полный орбитальный момент ядра, $\hat{A}$ — оператор антисимметризации по нуклонам, относящимся к разным кластерам. При замене оператора $\hat{A}$ на 1 Н. а. м. переходит в простую α-кластерную модель. При этом игнорируется внутр. структура α-кластеров и описание α-частичного ядра сводится к задаче совокупности n α-частиц с потенциалом взаимодействия $V_\alpha(r)$, к-рый подбирается по фазам $\alpha\alpha$-рассеяния. Такое приближение применимо для «рыхлых» систем, как, напр., ядро ^{8}Be, но не годится для более плотных ядер, как, напр., ^{16}O. В случае ядра ^{12}C волновая ф-ция χ подчиняется *Шрёдингера уравнению* для системы трёх α-частиц.

В случае большего числа кластеров не существует простых точных методов решения ур-ния Шрёдингера. Чаще всего их находят, предполагая заданную конфигурацию для центров тяжести α-кластеров, напр. равносторонний треугольник или цепочка (для 3-кластерного ядра ^{12}C), правильный тетраэдр (для 4-кластерного ядра ^{16}O). Параметры, определяющие данную конфигурацию, находятся минимизацией α-кластерного гамильтониана.

Н. а. м. используется для описания ядерных реакций. Наиб. общим подходом здесь является т. н. метод резонирующих групп, в к-ром для описания рассеяния нуклонов на ядрах применяется волновая ф-ция типа (*), а для описания реакций передачи одного или неск. нуклонов ядру — её обобщения. Упрощённые варианты Н. а. м. используются в теории *альфа-распада*, а также для описания f-радиоактивности — спонтанного распада тяжёлых ядер с испусканием тяжёлых фрагментов (напр., ядер ^{14}C, ^{20}Ne, см. *Радиоактивность*).

Метод, близкий к Н. а. м.,— двуцентровая модель оболочек — используется для описания т. н. молекулярных состояний ядер (ядерных молекул). Такие состояния были обнаружены в лёгких ядрах. Напр., нек-рые состояния ядра ^{24}Mg интерпретируются как «молекула», состоящая из двух ядер ^{12}C, находящихся на нек-ром расстоянии друг от друга. Ядерные молекулы описываются волновой ф-цией вида (*) с заменой ψ_α на $\psi_{^{12}\mathrm{C}}$.

Получили распространение модели, исходящие из кваркового строения нуклона. В них нуклон рассматривается как 3-кварковый кластер и предполагается также существование мультикварковых конфигураций: 6- и 9-кварковых кластеров.

Представления Н. а. м. оказались полезными и для описания процесса фрагментации нуклонов в ядерных реакциях под воздействием тяжёлых ионов высоких энергий. В этих ядерных реакциях образуется составная ядерная система в виде нагретого и сжатого сгустка ядерного вещества (ф а й р б о л), к-рый, остывая, расширяется до плотности, примерно вдвое меньшей нормальной ядерной плотности. Ожидается, что при такой плотности увеличивается вероятность образования разл. кластеров, к-рые и испускаются в процессе распада составной системы.

Лит.: Вильдермут К., Тан Я., Единая теория ядра, пер. с англ., М., 1980. *Э. Е. Саперштейн.*

НУЛЕВА́Я ЭНЕ́РГИЯ — разность между энергией осн. состояния квантовомеханич. системы (напр., молекулы) и энергией, соответствующей минимуму потенц. энергии системы. Существование Н. э. является следствием *неопределённостей соотношения*. В классич. механике частица может находиться в точке, отвечающей минимуму потенц. энергии, обладая одновременно равной нулю кинетич. энергией. В этом случае частица находится в состоянии устойчивого равновесия и имеет мин. энергию, равную потенц. энергии в точке равновесия. Вследствие квантовомеханич. соотношения неопределённостей для координаты (x) и импульса (p): $\Delta p \Delta x \sim \hbar$, локализация частицы ($\Delta x \to 0$) вблизи минимума потенциала приводит к большому значению ср. кинетич. энергии частицы из-за большого разброса в значениях импульса ($\Delta p \sim \hbar/\Delta x$). С другой стороны, уменьшение степени локализации частицы ($\Delta x \neq 0$) приводит к увеличению ср. потенц. энергии, т. к. частица значит. время находится в области пространства, где потенциал превышает мин. значение. Энергия основного состояния соответствует наим. возможной энергии квантовомеханич. системы, совместимой с соотношением неопределённостей. Для одномерного *осциллятора*, напр., Н. э. составляет $\hbar\omega/2$, где ω — частота колебаний осциллятора. Н. э. молекул проявляется в реакциях изотопного обмена молекул, обладающих разл. Н. э., напр. $D_2 + H_2 \rightleftarrows DH + DH$.

Наличие Н. э.— общее свойство квантовомеханич. систем, обладающих *нулевыми колебаниями*.

С. С. Герштейн.

НУЛЕВО́Й ЗВУК — слабозатухающие колебания, распространяющиеся при низких темп-рах в системе вырожденных *фермионов* (*ферми-жидкость, ферми-газ*), причём длина свободного пробега квазичастиц много больше длины волны. Н. з. представляет собой проявление колебаний функции распределения квазичастиц. В этом его отличие от обычного звука, при распространении к-рого ф-ция распределения в каждом элементе объёма остаётся равновесной, а колеблются плотность жидкости и скорость движения элемента объёма как целого.

Наиб. яркий пример Н. з.— т. н. п р о д о л ь н ы й Н. з. в жидком ^{3}He при низких темп-рах T. На низких частотах ($\omega \ll 1/\tau$, что отвечает условию малости длины пробега $l = c\tau$ квазичастицы по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$, где c — скорость распространения НЧ гидродинамич. звука) в жидком ^{3}He, как и в любой жидкости, могут распространяться обычные гидродинамич. (звуковые) колебания плотности (τ — характерное время столкновительной релаксации). При $\omega \sim 1/\tau$ ($l \sim \lambda$) эти колебания, как всегда, испытывают очень большое затухание; на ещё более высоких частотах, если бы жидкий ^{3}He являлся обычной классич. жидкостью, распространение в нём коллективных колебаний было бы невозможно. Однако в жидком ^{3}He при $\omega \gg 1/\tau$ опять возникает возможность распространения колебаний плотности со скоростью s_0, существенно превышающей c. Такие ВЧ-колебания имеют негидродинамич. природу и связаны со специфич. характером энергетич. распределения частиц и их взаимодействия в ферми-жидкости ^{3}He. В ферми-жидкости ^{3}He при низких темп-рах ($T \to 0$) частицы заполняют все возможные энергетич. состояния внутри определённой (ферми-) сферы в *импульсном пространстве* (см. *Ферми-энергия, Ферми-поверхность*), а состояния вне этой сферы свободны. Нарушение равновесного распределения квазичастиц может состоять в колебаниях ферми-поверхности, при к-рых роль возвращающей силы играет специфич. ферми-жидкостное взаимодействие квазичастиц. Колебания ферми-сферы приводят к распространению нуль-звуковых колебаний плотности в