

## Глава 4. Анализ связанных состояний малонуклонных систем в рамках классической модели

Экспериментальные и теоретические исследования ядер, лежащих вдали от линии стабильности и обладающих, в некотором смысле, экзотическими свойствами, в последние годы привлекают все большее внимание. Одним из направлений здесь является исследование свойств легких экзотических ядер с большим отношением числа нейтронов к числу протонов. В первых экспериментах с радиоактивными пучками, полученными в реакциях высокоэнергетической фрагментации, на основании аномально большого сечения взаимодействия было обнаружено существование так называемого нейтронного гало у ядер  ${}^6\text{He}$  [158],  ${}^{11}\text{Li}$  [159] и  ${}^{11,14}\text{Be}$  [160]. Это явление связано с наличием у этих ядер слабосвязанных нейтронов во внешней оболочке, волновая функция которых медленно спадает в подбарьерной области, обеспечивая тем самым большой радиус взаимодействия. Подобная выделенность валентных нуклонов позволяет рассматривать, например, ядро  ${}^6\text{He}$ , как трехчастичную ядерную систему, состоящую из сильно связанного  $\alpha$ -ядра и двух валентных слабосвязанных нейтронов в  $p$ -состоянии. Подходы, в основе которых лежат кластерные модели экзотических ядер такого рода, оказались очень продуктивными при изучении структуры этих ядер [161-164] и при исследовании механизмов реакций с их участием [165-168].

Исследование свойств короткоживущих радиоактивных ядер – трудная экспериментальная задача (в частности, из-за малой интенсивности и плохого качества вторичных пучков этих частиц), поэтому существующие опытные данные часто носят инклюзивный и неполный характер. Однако развитие новых экспериментальных методов получения и повторного ускорения вторичных пучков радиоактивных ядер в широком диапазоне их энергий, зарядов и масс, может значительно расширить возможности изучения их свойств и механизмов реакций с их участием: от упругого рассеяния до полного слияния.

Не менее трудоемкой, а зачастую невыполнимой задачей является точное квантово-механическое описание структуры ядерной системы, состоящей из трех и

более тел. Определенный прогресс здесь был достигнут при использовании методов гиперсферических функций [161,162], резонирующих групп [164] и генерирующих координат [163], применяемых для описания трехкластерных систем, таких как  ${}^6\text{He}(\alpha + n + n)$ ,  ${}^{11}\text{Li}({}^9\text{Li} + n + n)$  и др. Однако, прямое использование этих методов для описания других ядерных систем, например  ${}^{4,5}\text{H}$ ,  ${}^{8,10}\text{He}$  и т.п., сильно затруднено. Структура малонуклонных ядерных систем исследовалась также в рамках антисимметризованной квантовой молекулярной динамики [169]. Однако вариационные расчеты такого типа очень громоздки и требуют значительных вычислительных ресурсов. Изучение же реакций с участием таких ядер еще более сложная теоретическая проблема.

С другой стороны, методы, основанные на решении классических уравнений движения, хорошо зарекомендовали себя при изучении широкого спектра процессов, происходящих при столкновении легких и тяжелых ионов, а также при описании реакций с участием радиоактивных ядер [51,52]. В рамках классических моделей уже отработаны способы построения начальных конфигураций многонуклонных ядер снаряда и мишени, учитывающих их энергию связи и полный внутренний момент (см. раздел 1.2), проводились также исследования процессов кластеризации (образования тяжелых фрагментов) в нагретых ядерных системах (см. раздел 1.6). Однако, до сих пор в рамках классических моделей не предпринималось попыток исследования динамики внутреннего движения в невозбужденных многочастичных системах, возможности самоорганизации и кластеризации ядерного вещества. В данной главе такое рассмотрение проводится для трехкластерной ядерной системы с массой  $A = 6$  ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{Be}$ ) и выясняется возможность обнаружения и понимания структуры таких ядер, а также использование данного подхода для изучения реакций с участием этих ядер.

#### 4.1. Квантовое описание малочастичных систем. Корреляционная плотность распределения нуклонов в ядре ${}^6\text{He}$ .

В данном разделе кратко описаны свойства волновой функции трехкластерной

системы  ${}^6\text{He}$  в приближении невзаимодействующих нейтронов, т.е. в рамках кластерной оболочечной модели. Такой подход не является точным, однако дает прозрачное объяснение свойств трехтельной волновой функции, полученной на основе решения трехчастичного уравнения Шредингера.

При анализе внутренней структуры трехчастичных систем удобно перейти к так называемым T-координатам

$$\mathbf{r}_{nn} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \mathbf{R}_{\alpha(nn)} = \mathbf{r}_3 - \frac{m_1\mathbf{r}_1 + m_2\mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}, \quad (4.1)$$

где  $\mathbf{r}_{nn}$  - радиус-вектор между валентными нейтронами, а  $\mathbf{R}_{\alpha(nn)}$  - радиус-вектор между  $\alpha$ -частицей и центром масс двух нейтронов. Для простоты ниже будем опускать индексы и использовать обозначения  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{R}$ .

В работе [161] анализ внутренней структуры ядра  ${}^6\text{He}$  проводился в V-координатах  $\mathbf{x}_1 = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3$  и  $\mathbf{x}_2 = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3$ , таких, что  $\mathbf{r} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$ , а  $\mathbf{R} = (\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2)/2$ . Согласно [161], корреляционная плотность распределения частиц для основного состояния ядра  ${}^6\text{He}(0^+)$  в пространстве координат  $\{r, R\}$  имеет два ярко выраженных и более слабый третий компоненты. Действительно, если рассматривать ядро  ${}^6\text{He}$  в координатах  $\{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2\}$  как систему  $(\alpha + n + n)$  в приближении независимых нейтронов, находящихся в  $1p$ -состоянии в осцилляторном потенциале, то полная волновая функция основного состояния  ${}^6\text{He}(0^+)$  может быть записана в виде

$$\begin{aligned} & \Psi_{J=0, M_J=0}^{6\text{He}}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \\ & = \sum_{LM_L, S\sigma_S} A(LM_L S\sigma_S | 00) \left[ \Phi_{11m_1}(\mathbf{x}_1) \otimes \Phi_{11m_2}(\mathbf{x}_2) \right]_{LM_L} \left[ \chi(1) \otimes \chi(2) \right]_{S\sigma_S}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где  $A$  - антисимметризатор,  $\Phi_{11m}(\mathbf{x}) \in x \exp(-\beta x^2) Y_{1m}(\hat{x})$  - осцилляторные волновые функции, а  $\chi(i)$  - спиновые волновые функции валентных нейтронов. Квадратные скобки  $[\dots \otimes \dots]_{LM_L}$  и  $[\dots \otimes \dots]_{S\sigma_S}$  обозначают сложение орбитальных и спиновых моментов в полные орбитальный момент  $L$  и спин  $S$  соответственно.

Сумма в выражении (4.2) содержит в себе только два слагаемых  $L = S = 0$  и  $L = S = 1$ . Сложение сферических функций в первом слагаемом (при  $L = 0$ )

$$\sum_m (1m1 - m | 00) Y_{1m}(\hat{x}_1) Y_{1-m}(\hat{x}_2) = -\frac{\sqrt{3}}{4\pi} P_1(\cos(\widehat{x_1 x_2})), \quad (4.3)$$

приводит к тому, что это слагаемое оказывается пропорциональным скалярному произведению  $(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{x}_2) = x_1 x_2 \cos(\widehat{x_1 x_2})$ . Нетрудно показать, что при переходе к переменным  $\{r, R\}$  это компонента волновой функции удовлетворяет соотношению

$$\Psi_{L=S=0}(r, R) \Big|_{r=2R} \equiv 0,$$

т.е. на плоскости  $\{r, R\}$  имеется линия  $(r = 2R)$ , разделяющая два максимума полной волновой функции (см. ниже). Второе слагаемое в (4.2) ( $L = S = 1$ ) дает третий компонент с меньшей амплитудой, локализованный в области  $r = 2R$ . Таким образом, антисимметризованная волновая функция системы  $(\alpha + n + n)$  с независимыми нейтронами (кластерная оболочечная модель) в  $1p$ -состоянии имеет трехкомпонентную структуру.

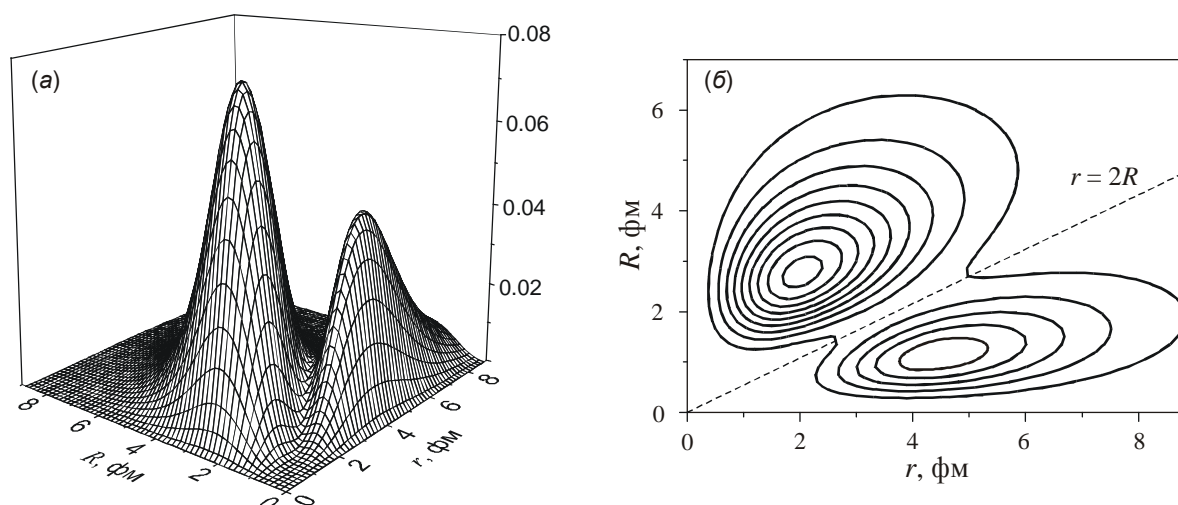


Рисунок 4.1. Пространственная корреляционная плотность распределения нейтронов в ядре  ${}^6\text{He}$  рельеф (а) и топография (б), рассчитанная в рамках метода гиперсферических гармоник [161].

Общая структура волновой функции, полученной при численном решении трехчастичного уравнения Шредингера для данной системы с учетом всей потенциальной энергией, не изменяется [161,162], меняются лишь относительные веса ее компонентов. Основной вклад (приблизительно 87%) в волновую функцию вносит слагаемое с  $L = S = 0$ , вклад компонента с  $L = S = 1$  составляет около 13%.

На рисунке 4.1 изображена пространственная корреляционная плотность частиц в ядре  ${}^6\text{He}$  в пространстве координат  $\{r, R\}$ , найденная в результате численного решения трехчастичного уравнения Шредингера [161]

$$P(r, R) = r^2 R^2 \iint \Psi^{{}^6\text{He}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) d\Omega_r d\Omega_R. \quad (4.4)$$

Максимумы плотности локализованы при разных значениях отношения  $r/R$ . Так, конфигурация, отвечающая максимуму при  $r/R \approx 0.67$ , соответствует коррелированному движению двух нейтронов, когда они находятся «по одну сторону» от  $\alpha$ -частицы, а максимум при  $r/R \approx 4$  соответствует конфигурации, в которой нейтроны находятся по разные стороны от  $\alpha$ -частицы (так называемые динейтронный и сигарообразный компоненты). Третий (более слабый) компонент соответствует конфигурациям с  $r/R \approx 2$  и некоррелированному движению нейтронов относительно  $\alpha$ -частицы.

## 4.2. Полуклассическая модель малонуклонных систем

Изучение связанных состояний системы нескольких тел в рамках классической механики сопряжено с некоторыми трудностями. В частности, классическая система трех и более сильно взаимодействующих тел даже при отрицательной полной энергии нестабильна относительно испускания частиц за счет образования «пересвязанных» состояний отдельных фрагментов, несуществующих в реальном квантовом случае. Такое поведение классической системы, казалось бы, полностью исключает возможность изучения динамики связанных состояний атомных ядер в рамках классической механики. Однако среди всего набора различных начальных конфигураций подобных систем существуют состояния, время жизни которых значительно превышает, условно говоря, характерное время одного обращения ее фрагментов вокруг центра масс. Можно предположить, что именно эти наиболее долгоживущие конфигурации должны реализоваться с наибольшей вероятностью и соответствовать реалистическим связанным состояниям исследуемой системы. Приготавливая случайным образом начальную конфигурацию системы (случайный выбор координат и скоростей частиц при фиксированных значениях полной энергии и углового момента,

соответствующих основному состоянию данного ядра), мы можем исследовать структуру распределения и динамику наиболее долгоживущих состояний, предполагая, что именно они являются наиболее вероятными и реализующимися в действительности.

Первой системой, к которой был применен данный подход, являлось ядро  ${}^6\text{He}$ , рассматриваемое в трехклеточном приближении ( $\alpha + n + n$ ), т.е.  $\alpha$ -кор и два валентных нейтрона, взаимодействующих друг с другом и с  $\alpha$ -частицей.

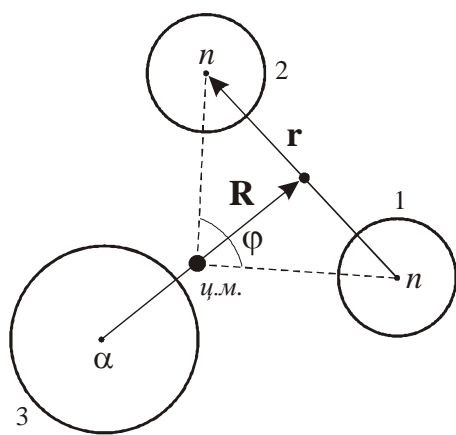


Рисунок 4.2. Схематическое изображение ядра  ${}^6\text{He}$  в трехклеточном приближении  $\alpha + n + n$ .

Гамильтониан трехчастичной системы, как и в предыдущих главах, имеет простой вид

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i \neq j} V(r_{ij}), \quad (4.5)$$

где  $i$  и  $j$  – индексы, пробегающие значения 1, 2, 3;  $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$  – расстояние между  $i$ -ой и  $j$ -ой частицами,  $\mathbf{p}_i$  – импульс  $i$ -ой частицы. Рисунок 4.2 дает схематическое представление ядра  ${}^6\text{He}$  в трехклеточной модели. Условимся нумеровать валентные нейтроны цифрами 1 и 2, а  $\alpha$ -частицу (кор) цифрой 3. В общем случае потенциальная энергия взаимодействия  $i$ -й и  $j$ -й частиц  $V(r_{ij})$  есть сумма кулоновской и ядерной потенциальной энергии. Радиальная зависимость потенциальной энергии ядерного взаимодействия всех частиц выбралась в виде гауссиана

$$V_{ij}(r) = V_0^{(ij)} \exp\left[-\left(r/r_0^{(ij)}\right)^2\right], \quad (4.6)$$

где глубины и радиусы парных потенциалов равны:  $V_0^{(\alpha n)} = -47.32$  МэВ,  $V_0^{(nn)} = -$

30.93 МэВ,  $r_0^{(\alpha n)} = 2.35$  фм и  $r_0^{(nn)} = 1.82$  фм. Эти значения параметров взяты из работ [162,170], где они подбирались с учетом воспроизведения соответствующих фазовых сдвигов и энергии связи ядра  ${}^6\text{He}$ .

Таким образом, мы имеем систему двенадцати связанных классических уравнений Гамильтона

$$\frac{dr_{v_i}}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_{v_i}}, \quad \frac{dp_{v_i}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial r_{v_i}}, \quad v = x, y, z, \quad i = 1, 2, 3, \quad (4.7)$$

начальные условия, для которых выбираются следующим образом. Полная энергия системы  $(\alpha + n + n)$  с нейтронами, находящимися в  $1p$ -состоянии ( $l_{1,2} = 1$ ), равна энергии связи двух нейтронов в  ${}^6\text{He}$  и составляет  $E_{c6}^{(2n)} = -0.973$  МэВ. Выбрав случайным образом пространственные координаты нейтронов и поместив центр масс системы в начало координат, определим положение  $\alpha$ -частицы, зафиксировав тем самым значение потенциальной энергии. Переписывая выражение для кинетической энергии в (4.5) как сумму радиальной и орбитальной частей, случайным образом выбираем компоненты импульсов нейтронов и при условии покоя центра масс системы, сохранения полной энергии и полного импульса находим компоненты импульса  $\alpha$ -частицы. Переходя в декартову систему координат, получим двенадцать начальных условий для системы уравнений (4.7), которая в дальнейшем интегрируется численно.

#### 4.3. Долгоживущие состояния классической трехчастичной системы

Нашей задачей является исследование внутренней динамики и поиск долгоживущих состояний классической трехчастичной системы  ${}^6\text{He} = \alpha + n + n$ . Интегрирование системы уравнений (4.7) для каждого набора начальных условий продолжается до момента развала системы трех тел, который определялся из условия  $r_{3j} \geq R_{max}$ , где  $j = 1, 2$ . Значение  $R_{max}$  в данном случае принято равным 6 фм. Установить более строгое условие развала тяжело из-за сложного характера взаимодействия в многотельной системе.

Введем понятие «события», определив его как процесс эволюции классиче-

ской системы от момента начала интегрирования системы уравнений движения (4.7), вплоть до ее распада. Временем жизни  $t$  системы будем называть время ее эволюции, т.е. время протекания данного события.

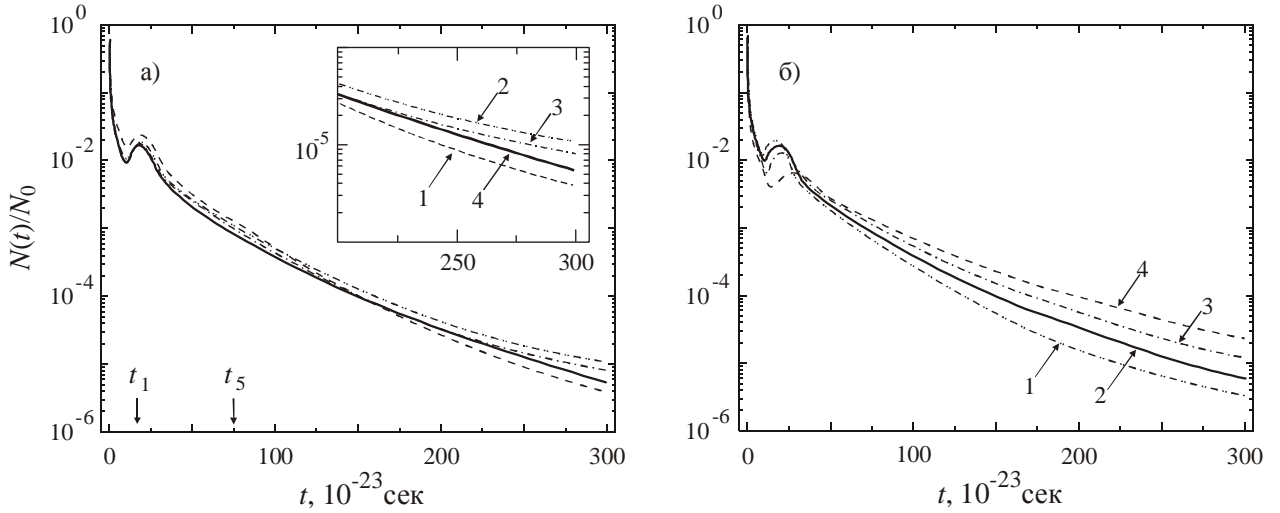


Рисунок 4.3. Число событий с данным временем жизни  $N(t)$  для системы  $\alpha + n + n$ : (а) – при различных значениях  $V_0^{(nn)}$  (кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют  $V_0^{(nn)} = 0.0, -10.0, -20.0, -30.93$  МэВ); (б) – при различных значениях  $V_0^{(\alpha n)}$  (кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют  $V_0^{(\alpha n)} = -20.0, -35.0, -46.32, -60.0$  МэВ)

Определим понятие "долгоживущее событие" как событие, время жизни которого больше или равно времени  $t_5$ , соответствующего пяти полным оборотам фрагментов вокруг общего центра масс. Время одного оборота вокруг центра масс для данной системы с заданными параметрами составляет  $t_1 \approx 15 \div 20 \times 10^{-23}$  сек, тогда  $t_5 \approx 75 \div 100 \times 10^{-23}$  сек. На рисунке 4.3 изображены распределения числа событий  $N$  по временам жизни  $t$  для системы  ${}^6\text{He} = \alpha + n + n$ . Различные кривые относятся к системам с различными параметрами потенциалов взаимодействия  $V_{nn}$  (рисунок 4.3а) и  $V_{\alpha(nn)}$  (рисунок 4.3б). Стрелками отмечены значения  $t_1$  и  $t_5$ . Максимум временного распределения событий при значении  $t \approx t_1$  связан с состояниями системы, которые распадаются за время пролета характерного размера системы ( $\leq 2\pi R_{max}$ ), т.е. нестабильными изначально. Из рисунка 4.3б видно, что время  $t_1$  определяется именно  $\alpha$ -нуклонным потенциалом. Так при  $V_0^{(\alpha n)} = -20$  МэВ (кривая 4)  $t_1$  становится равным примерно  $30 \times 10^{-23}$  сек и уменьшается с увели-



чением глубины  $V_0^{(\alpha n)}$  (кривые 1, 2 и 3). Это связано с тем, что при увеличении глубины потенциальной ямы возрастает средняя кинетическая энергия нуклонов и, следовательно, уменьшается время их обращения вокруг общего центра масс.

В дальнейшем будем анализировать лишь долгоживущие события, т.е. события с временем жизни  $t > t_5$ . В отличие от квантовой модели ядра  ${}^6\text{He}$ , где форма выбираемого потенциала  $V_{nn}$  слабо влияет на поведение волновой функции [161], классическая система чувствительна к виду парных потенциалов взаимодействия, поскольку именно их форма определяет динамику внутреннего движения системы. В частности, уменьшение радиуса нуклон-нуклонного потенциала (как будет показано в разделе 4.4) приводит к росту доли долгоживущих событий. Такое поведение системы объясняется тем, что в этом случае более выгодная, т.е. чаще реализующаяся конфигурация, представляет собой «динейтрон» (два нейтрона, двигающиеся в узкой потенциальной яме  $V_{nn}$ ), который с малой радиальной компонентой импульса двигается вокруг  $\alpha$ -кора. Таким образом, влияние потенциала  $V_{\alpha n}$  на внутреннее движение «динейтрона» заметно ослабевает, в результате чего происходит расщепление соответствующих степеней свободы и, следовательно, движение вдоль них становится устойчивым, что ведет к росту времени жизни таких состояний. В свою очередь более широкий потенциал  $V_{nn}$  с параметрами, определенными в разделе 4.2, приводит к меньшему числу долгоживущих состояний, так как в таких условиях все степени свободы оказываются более сильно связанными, что ведет к неустойчивости системы. Вообще вопросы устойчивости в системах  $N$  тел на основе классических уравнений движения подробно исследовались в применении к возбужденным ядерным системам с  $N > 100$  [96,97,171]. Динамика таких систем оказывается крайне хаотичной (случай глобального хаоса), что является прямым следствием сильной связи всех одночастичных мод движения. Анализ зависимости показателя Ляпунова от начальной температуры системы показывает, что даже при нулевой энергии возбуждения движение остается неустойчивым. Таким образом, неустойчивость движения в системе  $N$  взаимодействующих тел – установленный факт и интерес представляет вопрос о возможной самоорганизации в подобных системах.

#### 4.4. Эффективная потенциальная энергия взаимодействия и функция плотности начальных состояний

Обратимся к рассмотрению структуры ядра  ${}^6\text{He}$  в рамках классической модели. В первую очередь рассмотрим полную эффективную потенциальную энергию системы, записанную в координатах (4.1):

$$V^{\text{эфф}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = V_{12}(r) + V_{13}\left(\left|\frac{1}{2}\mathbf{r} - \mathbf{R}\right|\right) + V_{13}\left(\left|\frac{1}{2}\mathbf{r} + \mathbf{R}\right|\right) + \frac{\hbar^2 l_1^2}{2m_1\left(\frac{1}{2}\mathbf{r} - \frac{2}{3}\mathbf{R}\right)^2} + \frac{\hbar^2 l_2^2}{2m_2\left(\frac{1}{2}\mathbf{r} + \frac{2}{3}\mathbf{R}\right)^2}. \quad (4.8)$$

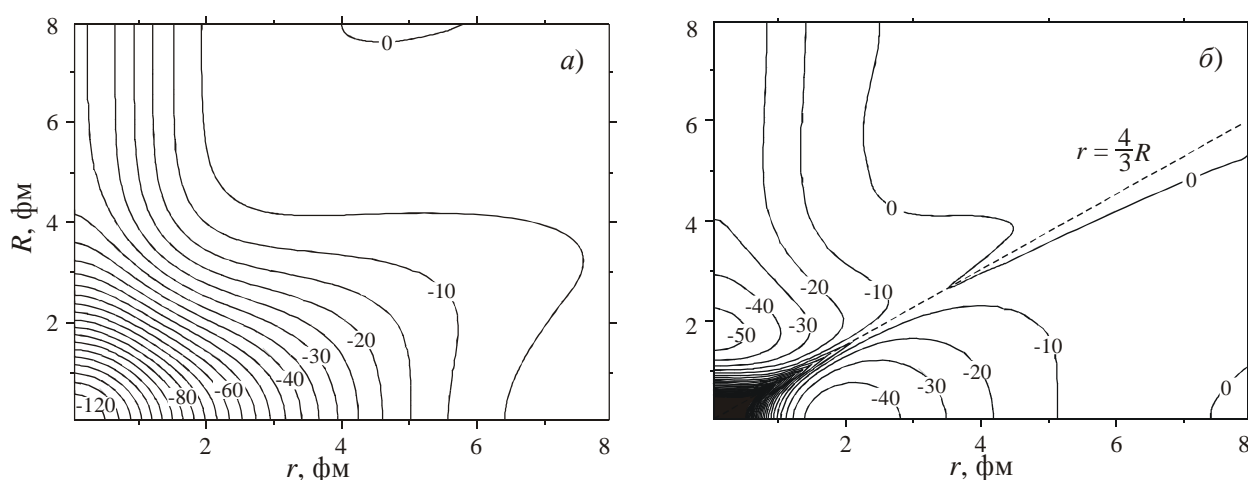


Рисунок 4.4. Топография эффективной потенциальной энергии трехчастичной классической системы  ${}^6\text{He} = \alpha + n + n$  при значениях орбитального момента валентных нуклонов  $l_{1,2} = 0$  (а) и  $l_{1,2} = 1$  (б).

На рисунке 4.4 изображена топография эффективной потенциальной энергии, рассчитанной, согласно формуле (4.8) и проинтегрированной по угловым переменным  $\Omega_r$  и  $\Omega_R$  при  $l_{1,2} = 0$  (рисунок 4.4а) и  $l_{1,2} = 1$  (рисунок 4.4 б). Очевидно, что при ненулевом орбитальном моменте нейтронов  $V^{\text{эфф}}(r, R)$  содержит два притягивающих потенциальных кармана, разделенных эффективным барьером вдоль оси  $r = (4/3)R$  за счет вклада центробежных членов в (4.8). В то же время, при  $l_{1,2} = 0$  потенциальная энергия имеет несимметричную форму и только один минимум при  $r = R = 0$ . С ростом величины углового момента нейтронов (переход к ядрам  $d$  оболочки) потенциальный минимум вдоль  $R = 0$  постепенно уменьшается, однако в случае более тяжелого кора (т.е. большего  $r_0^{(\alpha n)}$ ) структура потенциальной энергии

качественно останется такой же, как для системы  $\alpha + n + n$ .

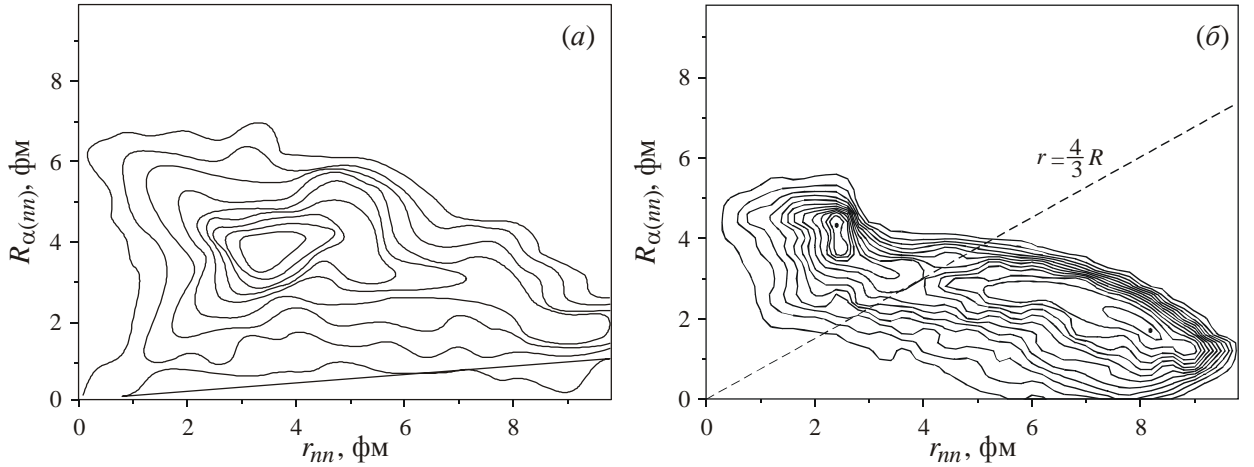


Рисунок 4.5. Плотность начальных состояний долгоживущих событий классической трехтельной системы  $\alpha + n + n$ , рассчитанная для значений орбитального момента валентных нуклонов  $l_{1,2} = 0$  (а) и  $l_{1,2} = 1$  (б).

Начальное состояние классической системы трех тел определяется набором ее координат и импульсов  $v = \{\mathbf{r}_i^0, \mathbf{p}_i^0\}$ . Введем функцию плотности начальных состояний (ПНС) для событий с временем жизни, лежащим в заданном интервале времени  $[t_a, t_b]$ :

$$\rho(t_a, t_b) = \sum_v \frac{1}{N_0} \int_{t_a}^{t_b} N(v, t) dt, \quad (4.9)$$

где  $N(v, t)$  - число событий с данным временем жизни, а  $N_0$  - полное число разыгранных событий. В таком случае, положив в (4.9)  $t_a = t_5$ , а  $t_b = \infty$ , получим функцию плотности начальных состояний долгоживущих событий  $\rho_{\text{дж}} = \rho(t_5, \infty)$ . Определим «дополняющий набор координат»  $\bar{v}$  исходя из выражения  $v = \bar{v} \oplus \{r, R\}$ , т.е.  $\bar{v}$  – это набор начальных координат, дополняющий  $r$  и  $R$  до полного набора  $v$ , состоящего из 12 величин. Суммируя функцию плотности в (4.9) только по  $\bar{v}$

$$\rho_{\text{дж}}(r, R) = \sum_{\bar{v}} \frac{1}{N_0} \int_{t_5}^{\infty} N(v, t) dt \quad (4.10)$$

получим плотность начальных состояний долгоживущих событий как функцию координат  $\{r, R\}$ . Разыгрывая описанным выше способом в доступном фазовом про-

странстве координаты и импульсы нейтронов и  $\alpha$ -кора, мы численно определяем значение функции  $\rho_{\partial ж}$  для каждого набора значений  $r$  и  $R$ . Результаты расчетов ПНС для ядра  ${}^6\text{He}$  приведены на рисунке 4.5 для двух модельных случаев, когда орбитальные моменты нейтронов равны  $l_{1,2} = 0$  (а) и  $l_{1,2} = 1$  (б).

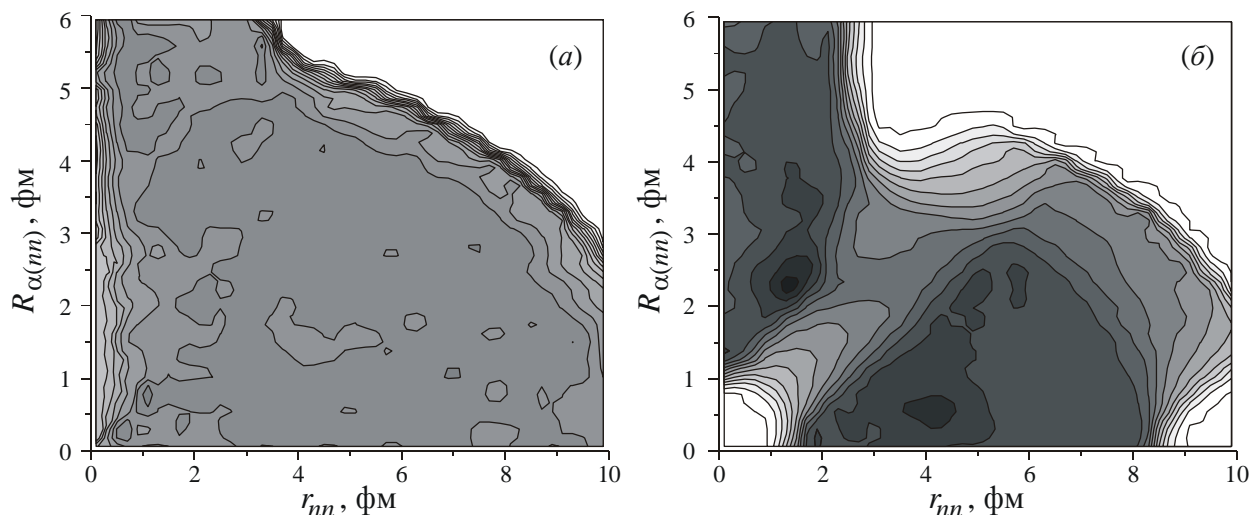


Рисунок 4.6. Среднее время жизни долгоживущих состояний системы  $\alpha + n + n$ , рассчитанное для значений орбитального момента валентных нуклонов  $l_{1,2} = 0$  (а) и  $l_{1,2} = 1$  (б).

Функция ПНС, введенная нами в работе [22] и определяемая выражением (4.10), имеет один недостаток. Как видно из рисунка 4.3 число событий  $N(t)$  экспоненциально убывает с ростом времени жизни системы, т.о. основной вклад в функцию  $\rho_{\partial ж}(r, R)$  дают события с малыми временами жизни близкими к  $t_5$ , т.к. для них величина  $N(t)$  максимальна, в то время как наибольший интерес представляют конфигурации с максимальным временем жизни. Дополнительную информацию можно получить из анализа другой величины – среднего времени жизни долгоживущих состояний системы. Определим его следующим образом

$$\tau(r, R) = N_0(r, R) \times \frac{1}{N_{\partial ж}} \sum_{i=1}^{N_{\partial ж}} t_i, \quad (4.11)$$

здесь  $t_i > t_5$  - время жизни  $i$ -ого долгоживущего события при данных значениях координат  $r$  и  $R$ ,  $N_{\partial ж}(r, R)$  - число долгоживущих событий,  $N_0$  - полное число разыгранных событий, зависящее, вообще говоря, от  $r$  и  $R$ , и являющееся, в данном

случае, мерой доступного фазового пространства. Необходимость учета в (4.11)  $N_0(r, R)$  заключается в том, что для различных значений  $r$  и  $R$  (в частности, для состояний вдоль эффективного барьера  $r = (4/3)R$ ) фазовый объем, в котором разыгрываются начальные конфигурации, может значительно уменьшаться. Поэтому при построении  $\tau(r, R)$  фиксировано не полное число разыгранных событий  $N_0$ , а  $N_{tot} = 5 \cdot 10^4$  общее число попыток построить начальную конфигурацию, т.е. сумма разыгранных событий и событий отброшенных, как попавших в классически недоступную область. Функция  $\tau(r, R)$ , изображенная на рисунке 4.6, рассчитана при значениях орбитального момента нейтронов равных нулю (а) и единице (б).

Функции  $\rho(r, R)$  и  $\tau(r, R)$  несут информацию о динамике внутриядерного движения в исследуемой системе и о свойствах ее фазового пространства. Поэтому имеет смысл провести качественное сравнение этих функций с квантовой корреляционной плотностью нейтронов в  ${}^6\text{He}$ , полученной в работе [161] (см. рисунок 4.1). Оказывается, что, как и в квантовых расчетах, в классической трехтельной модели именно наличие у валентных нейтронов ненулевого орбитального момента оказывает решающее влияние на поведение всей системы и приводит к двухкомпонентной структуре ядра  ${}^6\text{He}$ . Сравнение формы эффективной потенциальной энергии  $V^{\text{эфф}}(r, R)$  на рисунке 4.4 с функциями  $\rho(r, R)$  и  $\tau(r, R)$ , представленными на рисунке 4.5 и 4.6, подтверждает этот вывод. При  $l_{1,2} = 1$  центробежный барьер, разделяющий потенциальную энергию на две области, ведет к уменьшению доли событий вдоль линии  $r = (4/3)R$ . Различие в коэффициентах 2 и  $4/3$  в квантовом и классическом случае связано с различием в используемых координатах  $\{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2\}$  и  $\{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2\}$ , которым сопоставляются моменты  $l_1$  и  $l_2$ .

Таким образом, двухкомпонентная («динейтрон» и «сигара») структура трехчастичной волновой функции ядра  ${}^6\text{He}$  обусловлена, прежде всего, действием принципа Паули, в силу которого валентные нейтроны оказываются в  $p$ -оболочке. Этот важный вывод говорит о том, что подобное поведение присуще трехчастичным системам со сходными свойствами (выделенный сильно связанный кор и две валентные ферми-частицы) и лишь количественно определяется силой парных

взаимодействий. На рисунке 4.7а изображена зависимость числа долгоживущих состояний  $N_{дж}$  от угла  $\varphi$  (см. рисунок 4.2) в начальный момент времени, построенная на основе функции  $\rho(r, R)$ . Два максимума на графике соответствуют конфигурациям «динейтрон» и «сигара». Угол  $\varphi_{\text{МИН}} \approx 67^\circ$ , разделяющий два пика, соответствует конфигурациям, лежащим на линии  $r = (4/3)R$ .

На рисунке 4.7б в относительных единицах изображено число долгоживущих событий  $N_{дж}$  в зависимости от угла  $\varphi$ , вычисленные для различных значений глубины нейтрон-нейтронного потенциала  $V_{nn}$ : кривые 1, 2, 3, 4 относятся к  $V_0^{(nn)} = 0.0, -10.0, -20.0, -30.93$  МэВ, соответственно. Смещение «динейтронного» пика в область малых  $\varphi$  при уменьшении глубины нейтрон-нейтронного потенциала (кривые 2, 3, 4) объясняется уменьшением фактического радиуса  $V_{nn}$ , что ведет к уменьшению угла  $\varphi_{\text{ДИН}}$ . Увеличение амплитуды «динейтронной» компоненты с уменьшением глубины  $V_0^{(nn)}$  объясняется, как уже упоминалось выше, образованием локализованного в малой области устойчивого динейтронного состояния в поле  $\alpha$ -кора, относительно движение нейтронов в таком динейтроне слабо возмущается взаимодействием  $V_{\alpha n}$ .

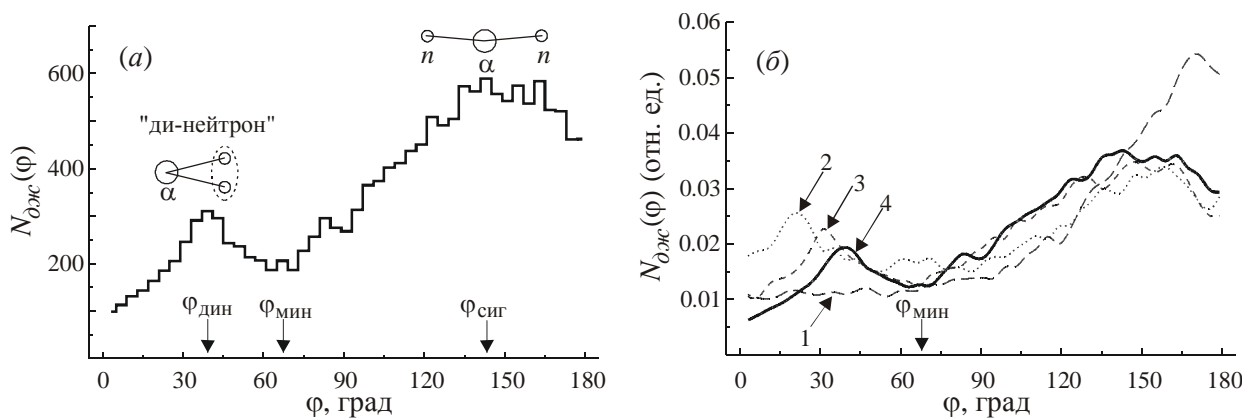


Рисунок 4.7. (а) – Число долгоживущих событий  $N_{дж}$  системы  $\alpha + n + n$  в зависимости от угла  $\varphi$  (см. рисунок 4.2). Схематически изображены конфигурации со значением угла  $\varphi$ , соответствующим «динейтронной» и «сигарообразной» конфигурациям; (б) – тоже что и (а) при различных значениях  $V_0^{(nn)}$  (кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют  $V_0^{(nn)} = 0.0, -10.0, -20.0, -30.93$  МэВ)

При нулевом значении глубины  $V_0^{(nn)}$  (кривая 1) «динейтронный» пик стано-

вится слабым, в этом случае мы наблюдаем резкое расхождение результатов квантового и классического счета. Отметим также, что влияние потенциала  $V_{nn}(r)$  именно на «динейтронный» пик еще раз подтверждает правильность его названия.

Кроме основного состояния ядра  ${}^6\text{He}(0^+, T=1)$  в изобарическом триплете  $A=6$  присутствуют еще две ядерные системы  ${}^6\text{Li}^*(0^+, T=1)$  и  ${}^6\text{Be}(0^+, T=1)$ . Исследования структуры этих состояний в рамках квантовых моделей показали, что их основные свойства в общих чертах совпадают, а трехкластерная модель с выделенным  $\alpha$ -кором и двумя валентными нуклонами во внешней оболочке хорошо описывает основное и низколежащие возбужденные состояния этих ядер, т.е. спектроскопический фактор такой конфигурации в данном случае близок к единице. В работе [161], в частности, показано, что структура пространственного корреляционного распределения плотности валентных нуклонов во внутренней области для ядер триплетта имеет одинаковую трехкомпонентную структуру (см. выше).

Исследование динамики внутриядерного движения для систем  ${}^6\text{Li} = \alpha + n + p$  и  ${}^6\text{Be} = \alpha + p + p$  в рамках предложенной здесь классической модели дополнительно требует учета кулоновского взаимодействия  $\alpha$ -кора и валентных протонов. Параметры ядерных частей парных потенциалов выбирались на основе работ [162,170]. Энергия связи протона и нейтрона в ядре  ${}^6\text{Li}$  составляет примерно -3.7 МэВ, а энергия связи двух протонов в  ${}^6\text{Be}$  положительная и равна 1.37 МэВ. Как и в случае ядра  ${}^6\text{He}$ , принцип запрета требует, чтобы валентные нуклоны в  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{Be}$  находились в  $p$ -оболочке. Формируя начальные состояния этих ядерных систем аналогично процедуре, описанной выше, можно построить для них функции плотности начальных состояний и среднего времени жизни долгоживущих событий. Как показано нами в работе [22], все выводы, сделанные для системы  $\alpha + n + n$ , полностью справедливы для системы  $\alpha + N + N$ . Влияние кулоновского взаимодействия оказывается малым. Большая величина энергии связи  ${}^6\text{Li}$  приводит к увеличению числа долгоживущих событий, а для несвязанного состояния  ${}^6\text{Be}$  число долгоживущих событий уменьшается.

Определенные выводы можно сделать в отношении распада изучаемой трех-

частичной системы, что является актуальным для ядра  ${}^6\text{Be}$ , не имеющего связанного состояния. Из структуры эффективной потенциальной энергии на рисунке 4.4б видно, что распад может идти по двум каналам: с вылетом коррелированной пары нуклонов (минимум в потенциале вдоль  $r = 0$ ) или с некоррелированным испусканием нуклонов (минимум вдоль  $R = 0$ ). При этом доля коррелированных событий должна быть больше, что подтверждается протяженным динейтронным максимумом функции  $\tau(r, R)$  на рисунке 4.6б. Подобные выводы также были сделаны в работе [161] на основе квантовых расчетов и имеют экспериментальное подтверждение [172-174].

Таким образом, классическая динамическая модель трехчастичной системы  $\alpha + N + N$  демонстрирует свойства идентичные свойствам квантовой модели, полученным на основе решения уравнения Шредингера. Это обусловлено тем, что валентные нуклоны такой системы находятся в  $p$ -состоянии, а эффективная потенциальная энергия системы (кулоновская + ядерная + центробежная) приобретает характерный вид с двумя минимумами, разделенными потенциальным барьером. В свою очередь, это ведет к появлению динейтронной и сигарообразной компонент в структуре ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{Be}$  как в классической, так и в квантовой модели.

Полученные результаты позволяют надеяться на возможность использования более простой классической модели также и для изучения процессов столкновения ядер изотопического триплета с  $A = 6$  с различными мишенями (реакций рассеяния, передач, полного и неполного слияния). Выбирая в качестве начальной конфигурации снаряда заранее приготовленные долгоживущие события, и задавая движение центра масс снаряда со скоростью пучка, можно получить достаточно адекватное описание процессов взаимодействия, например ядер  ${}^6\text{He}$  с бесструктурной мишенью и исследовать динамику реакции с большим числом выходных каналов.

Другая перспектива развития предложенной здесь модели заключается в переходе к исследованию внутренней структуры других экзотических ядер (например,  ${}^{4,5,7}\text{H} = p + n + \dots$ ,  ${}^{8,10}\text{He} = \alpha + n + \dots$ ), изучение которых в рамках точных квантовых подходов чрезвычайно затруднительно. В частности нами сделаны предвари-



тельные расчеты функции плотности начальных состояний для ядра  ${}^8\text{He}$  в пятичастичной классической модели  $\alpha + n + n + n + n$ . Результаты вновь находятся в соответствии с расчетами корреляционной плотности, полученными в рамках упрощенной квантовой модели с невзаимодействующими нейтронами [175]. При анализе мультикластерных систем возникают технические трудности из-за уменьшения числа долгоживущих состояний, а также из-за большого числа степеней свободы и, следовательно, большого числа возможных корреляций между ними. Однако потенциальные возможности модели в этом направлении велики и, несомненно, могут быть использованы в будущем.

Для более глубокого понимания структуры и динамики связанных многочастичных систем интересной также явилась бы попытка выделения «малых» членов в гамильтониане, ответственных за неустойчивость системы, или поиск приближенных интегралов движения.