

УДК 539.17.01

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ И ДИАБАТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2022 г. М. В. Симонов^{1, 2, *}, А. В. Карпов², Т. Ю. Третьякова^{1, 2, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

²Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

*E-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Выполнен анализ экспериментальных данных по параметрам распределений нейтронной и протонной плотности в атомных ядрах. С использованием полученных параметров плотностей рассчитан диабатический потенциал для столкновений сферических ядер с $Z, N \geq 8$.

DOI: 10.31857/S0367676522080208

ВВЕДЕНИЕ

Последние успехи ядерной физики в области синтеза новых изотопов во многом достигнуты благодаря реакциям с тяжелыми ионами. Синтез новых ядер невозможен без понимания процессов образования ядер, поэтому задача теоретического описания и моделирования ядерных реакций является актуальной.

Одной из основных задач, требующих решения при описании реакций с тяжелыми ионами, является определение потенциала взаимодействия в системе двух сталкивающихся ядер. Столкновение двух ионов может происходить в двух режимах [1]: адиабатическом, когда нуклоны за время взаимодействия успевают перераспределиться между ядрами и когда возможно слияние, и диабатическом, когда распределение нуклонных плотностей практически не изменяется. Разнообразные подходы к определению потенциала как в быстрых, так и медленных столкновениях можно найти в книге [2]. При вычислении потенциальной энергии большое значение имеет корректное описание распределения нуклонных плотностей [3, 4], поскольку распределение ядерного “вещества” определяет взаимодействие как разделенных, так и моноядер.

Цель данной работы – построение глобальных феноменологических соотношений для расчета

диабатического ядро-ядерного потенциала. Расчет проводится в рамках процедуры фолдинга (свертки) с эффективным взаимодействием Мигдала для сферических ядер с $Z, N \geq 8$. Для описания плотностей ядер применяется двухпараметрическое распределение Ферми. Основное внимание уделяется выбору параметров нуклонных плотностей и влиянию этих параметров на фолдинг-потенциал.

ПАРАМЕТРЫ НУКЛОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ

Распределение плотностей нуклонов и заряда в сферических ядрах может быть описано с помощью распределения Ферми:

$$\rho_i(r) = \frac{\rho_{i_0}}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{i_0}}{a_i}\right)}, \quad (1)$$

где r – радиальная координата, R_{i_0} – радиус половинной плотности, a_i – диффузность. Индекс $i = p, n, ch$ соответствует протонной, нейтронной и зарядовой плотности. Распределение (1) называют двухпараметрическим, поскольку параметры R_{i_0} и a_i являются свободными, а константа ρ_{i_0} определяется из нормировки на соответствующее число нуклонов N или Z . Хотя плотности в виде (1)

Таблица 1. Параметры нуклонных распределений, применяемые для расчета потенциалов. Параметры протонного и нейтронного распределений центров нуклонов: радиусы половинной плотности R_{ρ_0} , R_{n_0} , сумма нормировочных констант $\rho_{n_0} + \rho_{p_0}$. Параметры зарядового распределения: среднеквадратичный радиус $R_{ch_{ms}}$, радиус половинной плотности R_{ch_0} , диффузность a_{ch} — даны в сравнении с экспериментальными данными (погрешности приведены в скобках)

	$R_{ch_{ms}}$, фм		R_{ch_0} , фм		R_{ρ_0} , фм	R_{n_0} , фм	a_{ch} , фм		$\rho_{n_0} + \rho_{p_0}$, фм ⁻³
	эта работа	эксп. [7]	эта работа	эксп. [21]			эта работа	эксп. [21]	
⁴⁰ Ca	3.459	3.4776(19)	3.603	3.564	3.433	3.384	0.55	0.613	0.192
⁴⁸ Ca	3.554	3.477(2)	3.753	—	3.590	3.781	0.55	—	0.186
⁶⁰ Ni	3.849	3.8225(19)	4.211	4.179	4.066	4.112	0.55	0.548	0.178
²⁰⁸ Pb	5.544	5.5012(13)	6.653	6.627	6.563	6.786	0.55	0.544	0.155

обычно применяются для ядер с $A \geq 22$ [5], они являются достаточно универсальными, чтобы использовать их и для более легких ядер.

Необходимо различать точечные плотности ρ_n и ρ_p , соответствующие распределению центров нуклонов в ядре, и “объемные” плотности, которые учитывают, что нуклоны не являются точечными. Объемные плотности ρ^{volume} (называемые также “материальными”) рассчитывают как свертку точечной нуклонной плотности ρ^{point} с распределением массы или заряда в нуклоне g [6]:

$$\rho^{volume}(\vec{r}) = \int \rho^{point}(\vec{r}') g(\vec{r} - \vec{r}') d^3r'. \quad (2)$$

Зарядовая и протонная плотности

Распределение заряда ρ_{ch} в ядрах изучено достаточно хорошо благодаря доступности экспериментов с пучками заряженных частиц, а также потому, что электромагнитное взаимодействие поддается точному описанию. В работе [5] можно найти данные по радиусам половинной плотности R_{ch_0} для 58 изотопов от $Z = 9$ до $Z = 92$. Кроме параметра R_{ch_0} , зарядовый размер ядра характеризуется среднеквадратичным зарядовым радиусом $R_{ch_{ms}}$, который определяется как

$$R_{ch_{ms}} = \sqrt{\frac{1}{Z} \int r^2 \rho_{ch}(r) d^3r}. \quad (3)$$

В компиляции [7] представлены экспериментальные данные по радиусу $R_{ch_{ms}}$ для различных изотопов. Эти данные мы использовали, чтобы расширить массив используемых данных по радиусам ядер. Различные аналитические формулы для $R_{ch_{ms}}$ можно найти в работах [8, 9]. Одной из наиболее точных зависимостей $R_{ch_{ms}}$ от числа

нуклонов в ядре является формула, предложенная в [10]:

$$R_{ch_{ms}} = r_0 \left(1 + b \frac{N - Z}{A} + c \frac{1}{A} \right) A^{1/3}. \quad (4)$$

На основе данных [7] для 813 ядер с $Z, N \geq 8$ мы определили коэффициенты аппроксимации (4): $r_0 = 0.9560(14)$ фм, $b = -0.1527(67)$, $c = 2.326(63)$; среднеквадратичное (сркв.) отклонение составило 0.041 фм. В предположении $\exp(R_{i_{rms}}/a_i) \gg 1$, которое выполняется для всех ядер с $Z \geq 8$, с учетом формулы (1) можно получить соотношение:

$$R_{i0} = R_{i_{rms}} \sqrt{\frac{5}{3} \left(1 - \frac{7}{5} \left(\frac{\pi a_i}{R_{i_{rms}}} \right)^2 \right)}. \quad (5)$$

Полагая $i = ch$ в (5), можно выразить R_{ch_0} через $R_{ch_{ms}}$. Рисунок 1а демонстрирует качество описания аппроксимацией (4) данных [7]. Отклонение значений, полученных по аппроксимации (4), от экспериментальных данных для большинства ядер не превышает 0.1 фм и в среднем меньше, чем для значений, даваемых стандартной зависимостью $R_{ch_{ms}} = r_0 A^{1/3}$. Отметим, что наибольшие расхождения наблюдаются для легких и средних ядер $16 \leq A \leq 80$. Эти расхождения можно объяснить влиянием оболочечной структуры ядра на зарядовый радиус (см. данные для ⁴⁸Ca в табл. 1).

Экспериментальные данные по диффузностям зарядовой плотности a_{ch} для двухпараметрического распределения (1) приводятся в [5]. Значения диффузности a_{ch} лежат в пределах 0.45–0.65 фм (см. рис. 1б). Отметим, что для одного ядра значения a_{ch} , полученные в разных работах, часто отличаются друг от друга на 0.05 фм, а иногда разница достигает 0.14 фм (ядро ¹⁵⁰Nd, [5]). Пред-

ставляется разумным выбрать для оценки диффузности a_{ch} среднее значение в 0.55 фм.

Для расчета потенциала необходимо определить параметры распределения протонов ρ_p . Точная связь между распределением заряда ρ_{ch} и центрами протонов ρ_p дается формулой (2), где в качестве g следует взять распределение заряда в протоне. Обратный переход — от зарядовой плотности к плотности центров протонов — может быть осуществлен только численно, однако можно указать эффективный способ такого перехода. Согласно [11], срkv. радиусы распределения протонов $R_{p_{rms}}$ и заряда $R_{ch_{rms}}$ связаны соотношением:

$$R_{ch_{rms}}^2 = R_{p_{rms}}^2 + R_{prot}^2, \quad (6)$$

где R_{prot} — срkv. зарядовый радиус протона, равный 0.847(8) фм [12]. Диффузность при преобразовании (2) меняется на 0.02–0.03 фм, поэтому, в силу экспериментальных неопределенностей и большого разброса значений относительно среднего, этим изменением можно пренебречь и считать $a_p = a_{ch}$. Параметр протонной плотности ρ_{p_0} нормируется на число протонов Z , как и ρ_{ch_0} .

Нейтронная плотность

Распределение нейтронов в ядрах изучено далеко не так подробно, как зарядовое распределение, в силу сложности описания ядерного взаимодействия. Эксперименты по рассеянию и аннигиляции барионов на ядрах [13] позволяют определить различия в срkv. радиусах нейтронного $R_{n_{rms}}$ и протонного $R_{p_{rms}}$ распределений. Это различие называют толщиной нейтронной шубы:

$$\Delta R_{np} = R_{n_{rms}} - R_{p_{rms}}. \quad (7)$$

Величина ΔR_{np} может быть аппроксимирована линейной зависимостью от нейтронного избытка:

$$\Delta R_{np} = b \frac{N - Z}{A} + c, \quad (8)$$

где, согласно данным по антипротонной аннигиляции [13], $b = 0.90 \pm 0.15$, $c = -0.03 \pm 0.02$. Как видно из погрешностей коэффициентов, величина ΔR_{np} имеет большую неопределенность, однако она позволяет получить ценную информацию по радиусам $R_{n_{rms}}$. Отметим, что, поскольку $c < 0$, для симметричных ядер нейтронный радиус превосходит протонный.

Диффузность распределения нейтронов a_n в ядре мы полагаем равной диффузности a_p .

ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛ

Ядро-ядерный потенциал может быть определен на основе эффективного нуклон-нуклонного

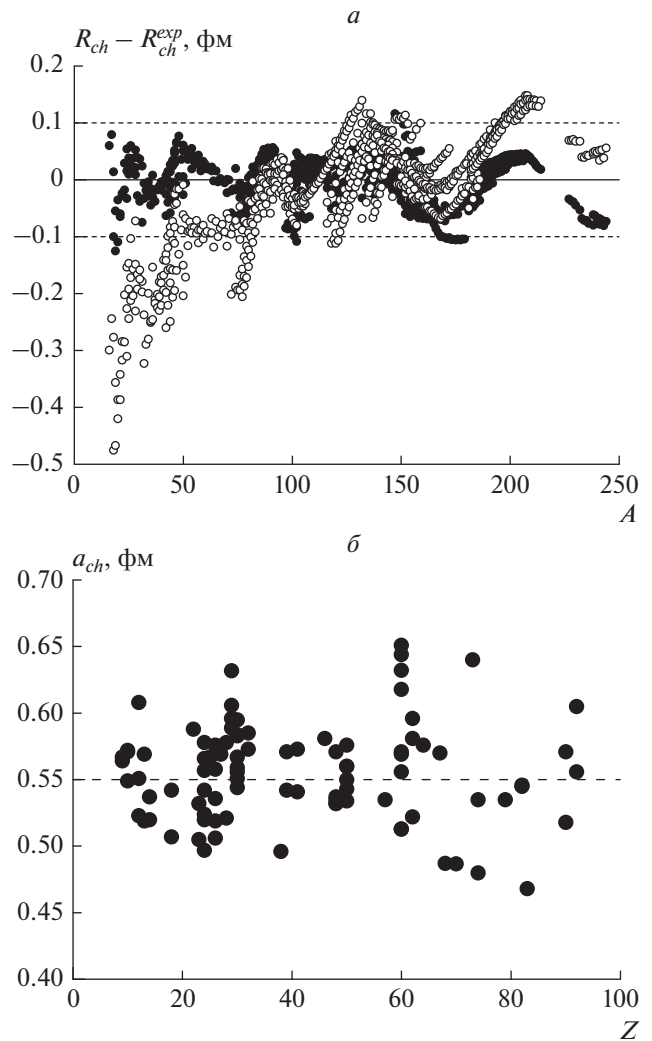


Рис. 1. Экспериментальные данные по параметрам зарядовых распределений и их аппроксимации для ядер с $Z \geq 8$. Отклонение среднеквадратичных зарядовых радиусов R_{ch} от экспериментальных данных [7] в зависимости от массового числа A : для значений, полученных по аппроксимации (4) (закрашенные символы) и значений стандартной аппроксимации $R_{ch} = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 0.952$ фм (открытые символы) (а). Экспериментальные значения диффузностей зарядовых плотностей a_{ch} в зависимости от заряда ядра Z [5]. Среднее значение 0.55 фм показано пунктиром (б).

взаимодействия, если известно распределение нуклонов в сталкивающихся ядрах. Взаимодействие двух ядер описывается с помощью процедуры фолдинга, когда полный потенциал $V_{fold}(r)$ рассчитывают, интегрируя эффективное межнуклонное взаимодействие $v(r)$ с плотностям двух ядер:

$$V_{fold}(r) = \int \rho_1(r_1) \int \rho_2(r_2) v(|r_{12}|) d^3 r_2 d^3 r_1, \quad (9)$$

где r – расстояние между центрами ядер, $\bar{r}_{12} = \bar{r}_1 + \bar{r}_2 - \bar{r}_1$. Нуклонные плотности ρ_i для каждого ядра ($i = 1, 2$) вычисляются как сумма протонной и нейтронной плотностей. Потенциал v состоит из двух частей: кулоновской v_C и ядерной части v_N . Ядерная часть может быть описана потенциалом Мигдала с зависимостью от плотностей нуклонов [14]:

$$v_N(\bar{r}_{12}) = C(F_{ex} + (F_{in} - F_{ex})) \frac{\rho_1(\bar{r}_1) + \rho_2(\bar{r}_2)}{(\rho_2(0) + \rho_2(0))/2} \delta(\bar{r}_{12}), \quad (10)$$

где $F_{ex, in} = f_{ex, in} \pm f'_{ex, in}$, причем знак “–” соответствует взаимодействию протонов с нейтронами, а знак “+” – взаимодействию тождественных нуклонов (n–n, p–p). Используемые значения параметров $f_{in} = 0.09$, $f_{ex} = -2.59$, $f'_{in} = 0.42$ и $f'_{ex} = 0.54$ основаны на данных [15] и соответствуют нормировочной константе $C = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^{-3}$.

Потенциал рассчитывается в диабатическом приближении: предполагается, что за время реакции не происходит динамических изменений в распределении нуклонных плотностей взаимодействующих ядер [16]. Назовем точкой контакта расстояние между ядрами $r = R_{cont}$:

$$R_{cont} = R_{i_0} + R_{j_0}, \quad (11)$$

где R_{i_0} – радиус половинной плотности для полной материальной плотности ядра i : $\rho_{total}^{mat}(r) = \rho_p^{volume}(r) + \rho_n^{volume}(r)$. В процессе сближения ядер в определенный момент распределения плотностей начинают перекрываться, и, когда ядра приближаются к точке контакта, образуется область повышенной ядерной плотности, которая приводит к отталкиванию ядер при их дальнейшем сближении в силу принципа Паули. В наших расчетах мы считаем плотности “замороженными”: распределение плотности в одном ядре не зависит от распределения в другом и поэтому не зависит от относительного расстояния между ядрами. Это предположение выполняется при быстрых (диабатических) столкновениях, когда относительная скорость движения ядер больше скорости внутриядерного движения нуклонов. При расстояниях $r > R_{cont}$ диабатический и адиабатический потенциал совпадают. Результаты расчета диабатического потенциала изложены в следующем разделе.

Фолдинг-потенциал, рассчитанный по формуле (9), сравнивается с потенциалом Басса [17]:

$$V_{Bass}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \left[A \exp\left(\frac{\xi}{d_1}\right) + B \exp\left(\frac{\xi}{d_2}\right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

где $\xi = r - (R_1 + R_2)$, а радиусы ядер $R_{1,2}$ определяются как $R_i = 1.16 A_i^{1/3} - 1.39 A_i^{-1/3}$. Потенциал Басса описывает потенциальный барьер, определяемый кулоновской и ядерной частью взаимодействия, при расстояниях $r \approx R_{cont}$. Параметры A , B , d_1 , d_2 можно найти в [17].

Также для сравнения приводится феноменологический потенциал “проксимити” [18]:

$$V_{prox}(r) = 4\pi b P_{sph}^{-1}(R_1, R_2) F\left(\frac{\xi}{b}\right), \quad (13)$$

где $b = 1 \text{ фм}$ – параметр толщины поверхностного слоя, $P_{sph} = 1/\sqrt{R_1} + 1/\sqrt{R_2}$ – фактор, учитывающий кривизну поверхностей ядер и $\bar{R}_i = R_i(1 + (b/R_i)^2)$. $F(x)$ – универсальная функция “проксимити”. Под радиусами R_i понимаются материальные радиусы половинной плотности ядер R_{i_0} , как в формуле (11). Несмотря на то, что потенциал “проксимити” содержит всего один свободный параметр b , расчеты с этим потенциалом позволяют достигать согласия с экспериментальными данными по сечениям слияния [19].

РАСЧЕТ ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛА

Параметры нуклонных плотностей, полученные по формулам (4)–(8) и используемые для расчета потенциалов, представлены в табл. 1. Приводятся параметры распределений центров нуклонов (R_{p_0} , R_{n_0} , сумма нормировочных констант $\rho_{p_0} + \rho_{n_0}$). Также для сравнения приводятся экспериментальные значения ср.кв. зарядового радиуса R_{chms} и диффузности зарядового распределения a_{ch} .

Радиусы нуклонных распределений, необходимых для расчета фолдинг-потенциала по формулам (9), (10), определяются следующим образом. В качестве исходных данных используется аппроксимация (4), по которой определяются среднеквадратичные зарядовые радиусы R_{chms} . Эта аппроксимация позволяет единым образом описывать зарядовые радиусы всех ядер с $Z \geq 8$ и имеет точность не ниже 0.1 фм. Формулы (6)–(8) позволяют перейти от среднеквадратичных зарядовых радиусов к среднеквадратичным нейтрон-

ным и протонным, а соотношение (5) – к радиусам половинной плотности R_{p_0} , R_{n_0} протонного и нейтронного распределений, которые непосредственно входят в выражение для нуклонных плотностей.

Прежде всего продемонстрируем, как влияет изменение параметров плотностей на вид фолдинг-потенциала. На рис. 2 представлены результаты расчета фолдинг-потенциала для системы $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Сплошная линия соответствует параметрам плотностей, представленным в табл. 1 и полученным описанным выше способом. В частности, для ядра ^{48}Ca получены следующие значения радиусов: $R_{p_0} = 3.59$ фм, $R_{n_0} = 3.78$ фм. Пунктирные линии соответствуют случаю изменения протонного радиуса R_{p_0} ядра ^{48}Ca на ± 0.2 фм и связанного с ним нейтронного радиуса R_{n_0} также на ± 0.2 фм (радиусы изменены на 5–6% вручную, диффузность постоянна, плотности нормированы). Как видно из рис. 2а, изменение радиусов оказывает значительное влияние на форму барьера: при увеличении радиуса одного из ядер притягивающее действие ядерных сил начинает проявляться на больших относительных расстояниях, и потенциальный барьер становится более пологим, а локальный минимум менее выраженным.

Аналогичное изменение диффузности a_p у ядра ^{48}Ca на ± 0.06 фм (относительное изменение около 11%) при фиксированных радиусах приводит к согласованному смещению максимума и минимума по энергетической шкале, оставляя форму барьера без изменений (рис. 2б). Увеличение диффузности приводит к понижению потенциальной энергии, поскольку диффузный слой распределения плотности простирается на большее расстояние.

В качестве итоговых результатов представим расчет фолдинг-потенциала для двух систем: $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ и $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$. Фолдинг-потенциал для системы $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ представлен на рис. 3а в сравнении с другими потенциалами. Расчеты с фолдинг-потенциалом и с потенциалом “проксимити” дают близкие значения потенциальной энергии.

Результат расчета потенциальной энергии для системы $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$ представлен на рис. 3б. Фолдинг-потенциал не имеет экстремумов, что говорит о преобладании кулоновского отталкивания при любых расстояниях. Также наблюдается значительное расхождение с потенциалом Басса. Это можно объяснить фиксированным значением диффузности $a_p = a_n = 0.55$ фм: как было показано на рис. 2б, выбор большего значения диффузности для одного/двух ядер позволил бы снизить

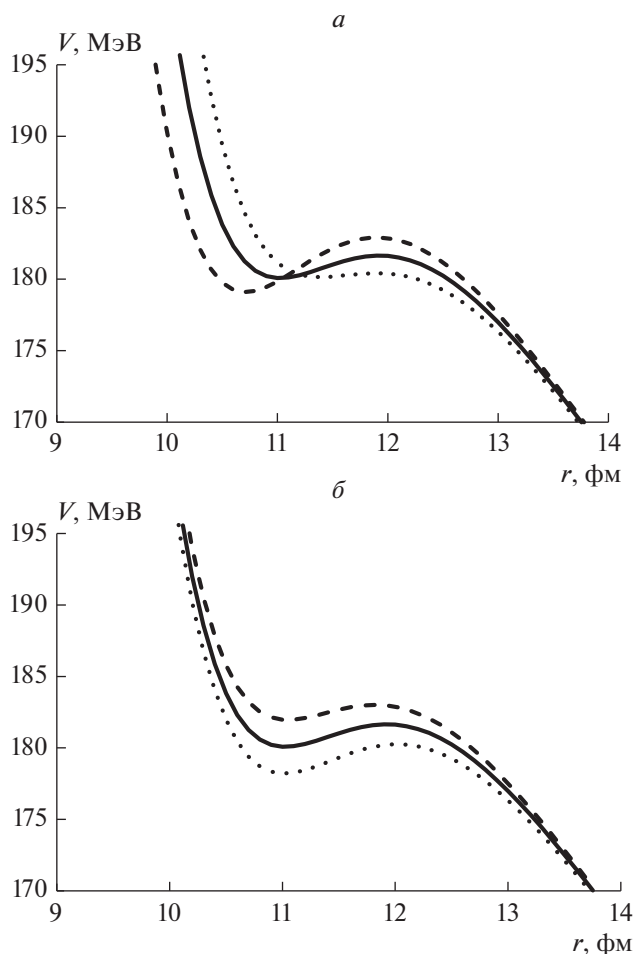


Рис. 2. Влияние вариаций параметров протонной и нейтронной плотности на форму фолдинг-потенциала в системе $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Изменение протонного R_{p_0} и нейтронного R_{n_0} радиусов ядра ^{48}Ca на $+0.2$ (точки) и -0.2 фм (пунктир) при постоянной диффузности (а). Изменение диффузности a_p ядра ^{48}Ca на $+0.6$ (точки) и -0.6 фм (пунктир) при постоянных радиусах (б). Сплошная линия соответствует значениям R_{p_0} , R_{n_0} , a_p для ^{48}Ca и ^{208}Pb в табл. 1.

значения потенциальной энергии в области контакта и достичь согласия с барьером Басса. В работе [20] диффузности ядер подобраны так, чтобы фолдинг-потенциал максимально совпадал с барьером Басса. Однако при таком подходе диффузности могут достигать неоправданно больших значений: например, согласно [20], a_p для ядра ^{208}Pb достигает значения 0.71 фм, которое значительно превышает как среднее $a_p = 0.55$ фм, применяемое в этой работе, так и экспериментальное значение $a_{ch} = 0.54$ фм [21].

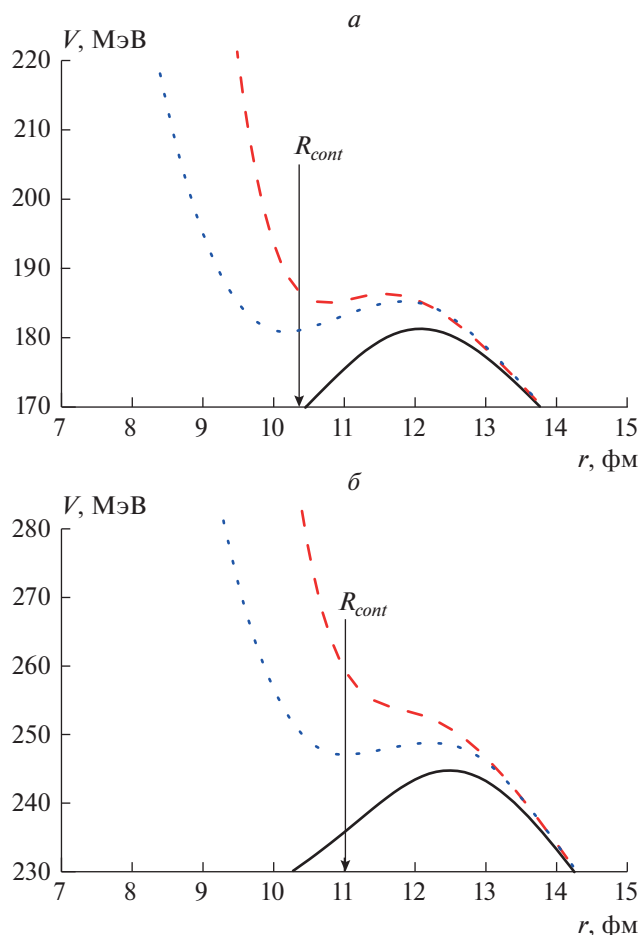


Рис. 3. Зависимость потенциала межъядерного взаимодействия V от расстояния между центрами ядер r . Представлены результаты расчета фолдинг-потенциала V_{fold} (красный пунктир), потенциала “проксимити” V_{prox} (синие точки) и потенциала Басса V_{Bass} (сплошная линия). Стрелкой указано положение точки контакта R_{cont} . Система $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $R_{cont} = 10.361$ фм (а). Система $^{60}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, $R_{cont} = 11.016$ фм (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе определены параметры глобальных феноменологических соотношений для описания радиусов и диффузностей распределения нуклонов, выбранного в форме распределения Ферми. Представлены результаты расчетов адиабатического фолдинг-потенциала с силами Мигдала для двух систем: $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$ и $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$.

В дальнейшем качество описания радиусов протонного и зарядового распределений может быть улучшено, если к аналитической аппроксимации добавить оболочечную поправку. Скорректировать значения параметров для распределения нейтронов в ядрах можно с помощью теоретических расчетов, например с помощью метода Хартри–Фока. Также теоретические

оценки могут служить ориентиром, если распространять подход, изложенный в данной работе, в область тех ядер, для которых измерения по распределениям нуклонов отсутствуют.

Фолдинг-потенциал лучше согласуется с барьером потенциала Басса для пары $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ и более легких систем. Возможные отличия для более тяжелых систем типа $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$ связаны с большим количеством условий, наложенных на параметры нуклонных плотностей. Для экспериментальных данных по диффузностям протонного распределения и всем параметрам нейтронного распределения характерны большие неопределенности, которые позволяют изменять используемые для расчета потенциала параметры в некоторых пределах. Варьируя эти параметры, можно достичь большего согласия фолдинг-потенциал с барьером Басса. Оригинальная аппроксимация Басса для ядерных радиусов может быть приведена в соответствие новым экспериментальным данным. Кроме того, в качестве эффективного потенциала Мигдала можно взять потенциал, более полно отражающий свойства межнуклонных сил.

Работа Симонова М.В. поддержана стипендией Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zagrebaev V.I., Karpov A.V., Aritomo Y. et al. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38. No. 4. P. 469.
2. Zagrebaev V. Heavy ion reactions at low energies. Cham: Springer, 2019. 148 p.
3. Adamian G.G., Antonenko N.V., Lenske H. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 054309.
4. Сухарева О.М., Чушнякова М.В., Гончар И.И., Климочкина А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 85. № 5. С. 662; Sukhareva O.M., Chushnyakova M.V., Gontchar I.I., Klimochkina A.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 508.
5. De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1987. V. 36. P. 495.
6. Alkharov G.D., Novikov I.S., Shabelski Yu.M. // Int. J. Mod. Phys. E. 2011. V. 20. No. 3. P. 583.
7. Angeli I., Marinova K.P. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2013. V. 99. P. 69.
8. Angeli I. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2004. V. 87. P. 185.
9. Bayram T., Akkoyun S., Kara S.O., Sinan A. // Acta Phys. Polon. B. 2013. V. 44. No. 8. P. 1791.
10. Nerlo-Pomorska B., Pomorski K. // Z. Phys. A. 1994. V. 348. P. 169.
11. Hasse, R.W., Myers, W.D. Geometrical relationships of macroscopic nuclear physics. Heidelberg: Springer-Verlag, 1988. 150 p.
12. Cui Z.F., Binosi D., Roberts C.D., Schmidt S.M. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 092001.
13. Jastrzebski J., Trzcinska A., Lubiński P. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2004. V. 13. No. 1. P. 343.

14. Migdal A.B. Theory of finite Fermi systems and applications to atomic nuclei. New York: Wiley Interscience, 1967. P. 315.
15. Speth J., Werner E., Wild W. // Phys. Rep. 1977. V. 33. P. 127.
16. Karpov A.V., Saiko V.V. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 024618.
17. Bass R. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 265.
18. Blocki J., Randrup J., Swiatecki W.J., Tsang C.F. // Ann. Phys. 1977. V. 105. P. 427.
19. Gharaei R., Zanganeh V., Wang N. // Nucl. Phys. A. 2018. V. 979. P. 237.
20. Karpov A.V., Zagrebaev V.I., Aritomo Y. et al. // AIP Conf. Proc. 2007. V. 912. P. 286.
21. Abdulghany A.R. // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. Art. No. 074101.

Nucleon density distributions and diabatic potential in heavy ion reactions

M. V. Simonov^{a, b, *}, A. V. Karpov^b, T. Yu. Tretyakova^{a, b, c}

^aFaculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^bJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^cSkobel'tsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru

An analysis of experimental data on the parameters of neutron and proton density distributions of atomic nuclei is carried out. The diabatic potential for collisions of spherical nuclei with $Z, N \geq 8$ is calculated based on the obtained density parameters.