

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«Лёгкие протоноизбыточные Λ -гиперядра
в подходе Скирма-Хартри-Фока»

Выполнила студентка
413 группы
Корнилова Анастасия Саидуллоевна

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Третьякова Т. Ю.

Консультант:
к.ф.-м.н., доц. Ланской Д.Е.

Допущена к защите

Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2022

Оглавление

Введение.	2
1. Постановка задачи.	4
2. Метод Хартри-Фока.	8
3. Подход Хартри-Фока с взаимодействием Скирма.	11
4. Результаты работы.	16
4.1. Гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{C}$	16
4.2. Гиперядро ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$	18
4.3. Другие лёгкие гиперядра.	19
Заключение.	21
Литература	22

Введение.

Исследования в области ядер с протонным и нейтронным избытком остаются актуальным направлением современной ядерной физики. Изыскания в данной области позволяют извлечь новую информацию о характере нуклон-нуклонных взаимодействий. Для изучения свойств гиперон-нуклонных взаимодействий также особый интерес представляют гиперядра с протонным или нейтронным избытком.

Гиперядрами называют ядра, в состав которых, кроме нуклонов, входит гиперон или гипероны. Физика гиперядер является обобщением физики ядра для систем, содержащих третий кварковый аромат - странность. На сегодняшний день физика гиперядер с нейтронным или протонным избытком ещё слабо изучена.

Теоретически нейтроноизбыточные Λ -гиперядра впервые рассматривались в работе [1]. Необходимость их исследования многократно подчеркивали Л.Майлинг и его соавторы [2] – [3]. В эксперименте нейтроноизбыточное Λ -гиперядро (${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$) впервые наблюдалось в КЕК [4]. Также несколько событий, в которых предположительно возникло гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, были представлены коллаборацией FINUDA [5]. Однако результаты этих экспериментов недостаточно точны для количественного теоретического анализа.

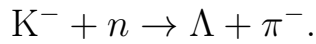
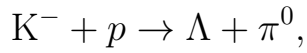
Свойства экзотических гиперядер представляют интерес с точки зрения изучения деталей нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействий. В частности, это относится к зависимости гиперон-нуклонных сил от барионной плотности, которая играет важную роль в моделировании нейтронных звезд при высоких плотностях, а также к нарушению зарядовой симметрии, что может существенно отразиться на структуре гиперядер с нейтронным или протонным избытком [6] – [9].

Известно, что ΛN -взаимодействие является притягивающим, поэтому добавление Λ -гиперона к нестранным ядрам можем приводить к увеличению энергии связи и образованию связанного гиперядра с несвязанным нуклонным остовом. В данной работе рассматриваются легкие протон-избыточные гиперядра. Положение границы протонной стабильности

определяется изменением знака энергии отделения одного/двух/четырёх протонов. И для лёгких и средних ядер на сегодняшний день оно хорошо известно. В частности, для углерода, кислорода, фтора, неона, натрия и магния ядра с наибольшим дефицитом нейтронов - это изотопы ${}^9\text{C}$, ${}^{13}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^{17}\text{Ne}$, ${}^{20}\text{Na}$ и ${}^{20}\text{Mg}$. Для соседних несвязанных изотопов ${}^8\text{C}$, ${}^{12}\text{O}$, ${}^{16}\text{F}$, ${}^{16}\text{Ne}$, ${}^{19}\text{Na}$ и ${}^{19}\text{Mg}$ критичными являются распады с испусканием одного, двух и/или четырех протонов. Экспериментальные значения энергий отделения одного, двух и четырёх протонов в данных изотопах меньше нуля [10]. Поскольку добавление Λ -гиперона дополнительно связывает ядро, в качестве цели ставилось изучение вопроса: являются ли гиперядра ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ связанными по отношению к испусканию протонов?

1. Постановка задачи.

Гиперядра образуются при столкновениях частиц высоких энергий с ядрами. Например, для этой цели используются отрицательные каоны, вызывающие реакции:



Распады гиперядер происходят обычно в результате сильных взаимодействий с временем жизни 10^{-23} - 10^{-21} секунды. При этом странность сохраняется, то есть в конечном состоянии присутствует гиперон или К-мезон. Однако существуют и более долгоживущие гиперядра, распадающиеся за счёт слабого взаимодействия, поскольку их сильный распад запрещён законами сохранения. Время жизни таких гиперядер порядка времени жизни свободных гиперонов ($\sim 10^{-10}$ с). При этом в таких распадах странность не сохраняется.

В данной работе рассматриваются Λ -гиперядра. При добавлении одного Λ -гиперона, массовое число ядра увеличивается на единицу. Ядро AZ является нуклонным остовом гиперядра ${}_{\Lambda}^{A+1}Z$.

Важнейшей характеристикой гиперядер является энергия связи гиперона — энергия, необходимая для того, чтобы оторвать гиперон от гиперядра. Энергию связи Λ -гиперона можно выразить через разность энергии связи гиперядра и соответствующего ядра:

$$B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = B_{tot}({}_{\Lambda}^{A+1}Z) - B_{tot}({}^AZ) \quad (1)$$

Энергии связи гиперонов в некоторых Λ -гиперядрах (в основных состояниях) приведены в таблице 1.

Таблица 1. Энергии связи Λ -гиперонов B_Λ в основных состояниях гиперядер [11].

Гиперядро	B_Λ , МэВ	Гиперядро	B_Λ , МэВ	Гиперядро	B_Λ , МэВ
${}^9_\Lambda\text{Li}$	8.50 ± 0.12	${}^{10}_\Lambda\text{B}$	8.89 ± 0.12	${}^{13}_\Lambda\text{C}$	11.69 ± 0.12
${}^9_\Lambda\text{Be}$	6.71 ± 0.04	${}^{11}_\Lambda\text{B}$	10.24 ± 0.05	${}^{14}_\Lambda\text{C}$	12.17 ± 0.33
${}^9_\Lambda\text{B}$	8.29 ± 0.18	${}^{12}_\Lambda\text{B}$	11.37 ± 0.06	${}^{16}_\Lambda\text{O}$	12.50 ± 0.35
${}^{10}_\Lambda\text{Be}$	9.11 ± 0.22	${}^{12}_\Lambda\text{C}$	10.76 ± 0.19		

Взаимодействие Λ -гиперона с нуклонами является притягивающим, тем самым добавляя дополнительную связь между частицами. Гиперон, находясь в окружении нетождественных частиц, не подвержен действию принципа Паули, поэтому он садится на $1s$ состояние.

В работе рассматривались ядра на границе существования ядер. Условием существования ядер является положительный знак энергии отделения одного/двух/четырёх протонов [10]. Мы рассматриваем те ядра, у которых энергия отделения меньше нуля, а конкретнее - ядра, находящиеся в диапазоне $8 < Z < 19$. Рассмотрим в качестве примера несвязанное ядро ${}^8\text{C}$. Экспериментальная оценка энергии отделения четырёх протонов в ${}^8\text{C}$ меньше нуля и равна: $S_{4p}({}^8\text{C}) = -3.513$ МэВ [10]. То есть он является несвязанным по отношению к испусканию четырёх протонов: ${}^8\text{C} \rightarrow 4p + {}^4\text{He}$. Стоит заметить, что экспериментальная оценка отделения двух протонов в ${}^8\text{C}$ так же меньше нуля: $S_{2p}({}^8\text{C}) = (-2.111 \pm 0.019)$ МэВ [10]. Тем самым, он является несвязанным по отношению и к испусканию двух протонов: ${}^8\text{C} \rightarrow {}^6\text{Be} + 2p$. Однако в случае отделения двух протонов получается ${}^6\text{Be}$, который не связан, поэтому ${}^8\text{C}$ нестабилен именно по отношению к испусканию четырёх протонов.

Другие ядра с чётным Z также распадаются с испусканием двух протонов (таблица 2).

Таблица 2. Энергии отделения двух протонов S_{2p} для ядер с чётным Z [10].

Ядро	S_{2p} , МэВ	Реакция
^{12}O	-1.737 ± 0.012	$^{12}\text{O} \rightarrow ^{10}\text{C} + 2p$
^{16}Ne	-1.401 ± 0.002	$^{16}\text{Ne} \rightarrow ^{14}\text{O} + 2p$
^{19}Mg	-0.760 ± 0.006	$^{19}\text{Mg} \rightarrow ^{17}\text{Ne} + 2p$

Для ядер с нечётными Z линия существования ядер определяется энергией отделения одного протона (таблица 3).

Таблица 3. Энергии отделения одного протона S_p для ядер с нечётным Z [10].

Ядро	S_p , МэВ	Реакция
^{16}F	-0.531 ± 0.005	$^{16}\text{F} \rightarrow ^{15}\text{O} + p$
^{19}Na	-0.323 ± 0.011	$^{19}\text{Na} \rightarrow ^{18}\text{Ne} + p$

В то время как ^8C распадается за счёт испускания четырёх протонов, для $^9_{\Lambda}\text{C}$ возможен распад с испусканием двух протонов и образованием связанного ядра $^7_{\Lambda}\text{Be}$: $^9_{\Lambda}\text{C} \rightarrow 2p + ^7_{\Lambda}\text{Be}$. Стоит заметить, что $^7_{\Lambda}\text{Be}$ наблюдался в эксперименте.

В свою очередь, ядра с чётным Z нестабильны по отношению к отделению двух протонов:

Ядро	Реакция
$^{13}_{\Lambda}\text{O}$	$^{13}_{\Lambda}\text{O} \rightarrow 2p + ^{11}_{\Lambda}\text{C}$
$^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$	$^{17}_{\Lambda}\text{Ne} \rightarrow 2p + ^{15}_{\Lambda}\text{O}$
$^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$	$^{20}_{\Lambda}\text{Mg} \rightarrow 2p + ^{18}_{\Lambda}\text{Ne}$

Для ядер с нечетными Z линия существования ядер определяется энергией отделения одного протона:

Ядро	Реакция
$^{17}_{\Lambda}\text{F}$	$^{17}_{\Lambda}\text{F} \rightarrow p + ^{16}_{\Lambda}\text{O}$
$^{20}_{\Lambda}\text{Na}$	$^{20}_{\Lambda}\text{Na} \rightarrow p + ^{19}_{\Lambda}\text{Ne}$

Условием существования связанных ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ является положительное значение энергии отделения одного или двух протонов. Оценка этих величин производилась в подходе Ским-Хартри-Фока.

$$S_p({}^{A+1}_{\Lambda}\text{Z}) = S_p({}^A\text{Z}) + B_{\Lambda}({}^{A+1}_{\Lambda})(Z) - B_{\Lambda}({}^{A-1}_{\Lambda})(Z-1)$$

$$S_{2p}({}^{A+1}_{\Lambda}\text{Z}) = S_{2p}({}^A\text{Z}) + B_{\Lambda}({}^{A+1}_{\Lambda})(Z) - B_{\Lambda}({}^{A-2}_{\Lambda})(Z-2)$$

Ским-Хартри-Фока может не очень хорошо работать в лёгких ядрах, поэтому мы используем известные экспериментальные данные. По возможности, мы берём экспериментальные значения энергии отделения одного/двух протонов и энергии связи известных гиперядер, а те значения, что нам неизвестны, мы рассчитываем в приближении Ским-Хартри-Фока.

2. Метод Хартри-Фока.

Метод Хартри-Фока был создан для расчёта атомных структур. Уравнение Шрёдингера для атомов, содержащих более одного электрона, не может быть решено в аналитическом виде. В связи с этим рассматривают приближённые методы, наиболее существенным из которых является метод самосогласованного поля - метод Хартри-Фока [12]. Он подразумевает приближённый метод решения уравнения Шрёдингера путём сведения многочастичной задачи к одночастичной, предполагая, что каждая частица движется в некотором усреднённом самосогласованном поле, создаваемом всеми остальными частицами. Вследствие этого кажется очевидным, что среднее поле в ядрах должно возникать из приближения, более или менее тесно связанного с методом Хартри-Фока. Однако точный характер связи между наблюдаемыми одночастичными свойствами ядер и нуклон-нуклонной силой до сих пор не выяснен.

Основой квантово-механического описания системы из N частиц является уравнение Шрёдингера, которое для стационарного состояния имеет вид:

$$H(r_1, \dots, r_N)E\Psi(q_1, \dots, q_N) = E\Psi(q_1, \dots, q_N), \quad (2)$$

где

$$H(r_1, \dots, r_N) = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + V(r_i) \right] + \frac{1}{2} \sum_{i,j}^N \left[\frac{e^2}{|r_i - r_j|} \right]. \quad (3)$$

Здесь $q_i = (r_i, \sigma_i)$ - совокупность пространственной и спиновой координат i -й частицы, соответственно, где квантовые числа σ_i указывают значение проекции спина i -й частицы на некоторую произвольную ось. В гамильтониане присутствуют только пространственные переменные, так как фактически он не действует на спиновые переменные и зависимость матричных элементов от спиновых переменных определяется правилами отбора для спиновых функций.

Точное решение многоэлектронного уравнения (2) практически

невозможно для самых легких атомов. Поэтому чрезвычайно важным для теории многоэлектронных атомов, а также общей теории многих тел в квантовой механике является вопрос о методах приближенного решения уравнения (2).

Будем предполагать, что решение уравнения Шрёдингера (2) можно искать в виде приближенной волновой функции, представленной в виде одночастичных волновых функций:

$$\Phi = \varphi_1(1)\varphi_2(2)\dots\varphi_n(N). \quad (4)$$

Нижние индексы обозначают наборы квантовых чисел состояний а числа в скобках – совокупность пространственных, спиновых и изоспиновых координат соответствующих частиц.

Тогда для этой приближенной волновой функции уравнение (2) запишется в виде:

$$\hat{H}\Phi = E\Phi, \quad (5)$$

где \hat{H} – приближение для точного гамильтониана $H(r_1, \dots, r_N)$.

Если поле определяется функциями $\varphi_1, \varphi_2 \dots \varphi_n$, тогда оно должно совпадать с тем полем, которое использовалось для вычисления этих функций. В следствие этого, метод Хартри-Фока получил название «метод самосогласованного поля».

Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми-Дирака и, следовательно, многоэлектронная волновая функция должна быть антисимметричной относительно перестановки координат любых двух электронов. Волновая функция, для системы из N невзаимодействующих электронов, может быть записана в виде слэтеровского детерминантах:

$$\Phi = \frac{1}{(N!)^{1/2}} \begin{bmatrix} \psi_1(1) & \dots & \psi_1(N) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_N(1) & \dots & \psi_N(N) \end{bmatrix} \quad (6)$$

Здесь $\psi_j(i)$ – решения одночастичных уравнений Шрёдингера:

$$\hat{h}_i \psi_j(i) = E_i \psi_j(i). \quad (7)$$

Однако одночастичный гамильтониан \hat{h}_i сложным образом зависит от всех одночастичных волновых функций системы. Уравнение (7) можно получить, исходя из вариационного принципа.

Уравнение (5) эквивалентно задаче минимизации энергетического функционала, записанного в "терминах" неизвестной неизвестно функции Φ .

$$E' = \frac{\langle \Phi | \hat{H} | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle} \quad (8)$$

Таким образом, набор волновых функций $\varphi_n(N)$ может быть найден из условия стационарности функционала (8).

Можно отыскивать решение вариационной задачи прямым методом Ритца, параметризируя $\varphi_n(N)$ и определяя неизвестные параметры из условия минимизации функционала (8).

3. Подход Хартри-Фока с взаимодействием Скирма.

Для обычных ядер метод Хартри-Фока стал очень популярной схемой расчётов с момента использования взаимодействия Скирма [13]. Помимо этого, популярность метода Хартри-Фока в расчётах структуры атомных ядер обусловлено тем, что теория Хартри-Фока позволяет с примерно одинаковым успехом проводить расчёты практически во всём диапазоне массовых чисел. Среднее поле в ядрах должно вытекать из приближения, более или менее тесно связанного с методом Хартри-Фока. Однако точный характер связи между наблюдаемыми одночастичными свойствами ядер и нуклон-нуклонной силой является проблемой.

Сложность реалистичных расчетов объясняет актуальность расчетов другого типа, а именно расчетов Хартри-Фока с эффективными взаимодействиями. Несмотря на то, что этот подход менее фундаментален, он чрезвычайно полезен. Он позволяет проводить расчеты в областях, где реалистичные расчеты становятся невыполнимыми. Он также позволяет проводить систематические исследования с наименьшим объемом численной работы.

Расчеты с эффективными силами можно разделить на две различные группы. В первой группе эффективное взаимодействие сначала выводится в низшем порядке из реалистичной силы двух тел, а затем параметризуются поправки более высокого порядка к нему. В противоположность этому, во второй группе отбрасывается всякая идея связи с реалистичной силой, и параметризуется непосредственно эффективное взаимодействие как целое.

Все расчеты, относящиеся к первой группе [15] — [20], используют рамки теории Бракнера в приближении локальной плотности. Утверждается, что в низшем порядке взаимодействие между двумя нуклонами в конечном ядре даётся G -матрицей ядерной материи, вычисленной при плотности центра масс пары нуклонов. Поскольку теория ядерной материи Бракнера приводит к дефекту порядка 4 МэВ для энергии связи на частицу, необходимо включить члены высшего порядка, которые учтут это различие. Вместо вычисления этих членов добавляется феноменологическая поправка, чтобы компенсировать недостающую энергию связи. Общей чертой этих расчетов

является то, что все они приводят к значительной зависимости эффективной силы от плотности. В дополнение к этой плотностной зависимости два из них [18] – [20] также дают зависимость от начальной энергии. Большинство из них дают довольно удовлетворительное описание радиусов, энергий связи и одночастичных энергий ядер с двойной замкнутой оболочкой.

Подход, состоящий в прямой параметризации эффективной силы, очевидно, менее фундаментален, чем предыдущий, но, тем не менее, имеет определенное количество преимуществ. Прежде всего, благодаря простоте расчетов можно получить более верное физическое представление, поскольку есть большая вероятность вывести простые соотношения, связывающие различные ядерные свойства. Также это полезный инструмент для экстраполяции довольно простым и надежным способом на ядра, удаленные от линии стабильности, и на сверхтяжелые ядра. Среди взаимодействий, принадлежащих к этой группе, можно найти: силы, не зависящие от плотности [21] – [25], которые обычно связаны с некоторыми трудностями в области ядерных радиусов, либо полных энергий связи, и всегда одночастичных плотностей уровней тяжелых ядер; силы, зависящие от плотности, которые обычно позволяют, напротив, справедливо описать эти свойства. К таким силам относятся модифицированное δ -взаимодействие Мошковского [26] – [24], а также взаимодействие Скирма [27].

Взаимодействие Скирма используется для описания ядер и гиперядер. Оно обладает хорошими свойствами насыщения в области масс от кислорода до свинца [14].

В данной работе структуры ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ рассчитаны методом Хартри-Фока с взаимодействием Скирма [13]. Структура исследуемых гиперядер рассмотрена в приближении Хартри-Фока с использованием эффективных потенциалов в форме сил Скирма, при этом нуклон-нуклонные (NN) [13] и гиперон-нуклонные (ΛN) [14] взаимодействия записываются в стандартном виде:

$$V_{NN}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \lambda_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{1}{2} \lambda_1 [k^{\vec{r}_1} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (9)$$

$$+ k^{\vec{r}_2} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)] + \lambda_2 \vec{k}^{\vec{r}_1} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} + i W_0 \vec{k}^{\vec{r}_1} (\sigma_1 + \sigma_2) \cdot \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \quad (10)$$

$$V_{\Lambda N}(\vec{r}_N, \vec{r}_\Lambda) = \lambda_0^\Lambda (1 + x_0^\Lambda P_\sigma) \delta(\vec{r}_N - \vec{r}_\Lambda) + \frac{1}{2} \lambda_1^\Lambda [\vec{k}^{\prime 2} \delta(\vec{r}_N - \vec{r}_\Lambda) \quad (11)$$

$$+ \vec{k}^{\prime 2} \delta(\vec{r}_N - \vec{r}_\Lambda)] + \lambda_2^\Lambda \vec{k}' \delta(\vec{r}_N - \vec{r}_\Lambda) \vec{k} + i W_0^\Lambda \vec{k}' \delta(\vec{r}_\Lambda \vec{r}_N) \cdot (\vec{\sigma} \times \vec{k}') \quad (12)$$

Здесь λ_i^Λ , x_0^Λ и W_0^Λ - параметры гиперон-нуклонного взаимодействия; λ_i , x_0 и W_0 - параметры нуклон-нуклонного взаимодействия; \vec{k}' - оператор импульса относительного движения; P_σ - оператор перестановки спинов; $\vec{\sigma}$ - спиновые матрицы Паули.

Трёхчастичное взаимодействие можно записать в форме:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \lambda_3 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}_2 - \vec{r}_3) \quad (13)$$

$$V(\vec{r}_\Lambda, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \lambda_3^\Lambda \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_1) \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_2) \quad (14)$$

Эта сила эквивалентна взаимодействию двух тел, зависящему от плотности:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{6} \lambda_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho_N^\alpha \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \quad (15)$$

$$V(\vec{r}_\Lambda, \vec{r}_N) = \frac{3}{8} \lambda_3^\Lambda (1 + x_3^\Lambda P_\sigma) \delta(\vec{r}_N - \vec{r}_\Lambda) \rho_N^\gamma \left(\frac{\vec{r}_\Lambda + \vec{r}_N}{2} \right) \quad (16)$$

Здесь α и γ - параметры NN- и ΛN - взаимодействий, соответственно; ρ_N^γ - плотность нуклонов в ядре. Эквивалентность выполняется при $\alpha = 1$, $\gamma = 1$, $x_3 = 1$ и $x_3^\Lambda = 1$

С помощью (11) энергия гиперядра описывается энергетическим функционалом:

$$E_H = \int d^3r [H_N(r) + H_\Lambda(r)], \quad (17)$$

где $H_N(r)$ - плотность энергии, зависящая только от ядерных величин. Плотность энергии для Λ -гиперона, $H_\Lambda(r)$:

$$H_{\Lambda}(r) = \frac{\hbar^2}{2m_{\Lambda}}\tau_{\Lambda} + a_0^{\Lambda}\rho_N\rho_{\Lambda} + a_1^{\Lambda}(\tau_{\Lambda}\rho_N + \tau_N\rho_{\Lambda}) + a_2^{\Lambda}(\nabla\rho_N \cdot \nabla\rho_{\Lambda}) \quad (18)$$

$$+ \frac{1}{2}W_0^{\Lambda}(\nabla\rho_N \cdot J_{\Lambda} + \nabla\rho_{\Lambda} \cdot J_N) + a_3^{\Lambda}\rho_{\Lambda}(\rho_N^2 + 2\rho_n\rho_p) \quad (19)$$

В (18) плотность ρ_N , кинетическая энергия и спиновые плотности, τ_N и J_N , определяются для нуклонов в предположении инвариантности обращения времени для подпространства занятых состояний [13], что, строго говоря, справедливо только для чётно-чётных ядер. Для плотности Λ -частиц предполагается та же инвариантность обращения времени, а для этого стоит отталкиваться от приближения: два Λ -гиперона с числом заполнения $\frac{1}{2}$. Это приводит к стиранию спин-спиновой зависимости, содержащейся в первом члене ΛN -силы (11).

Параметры взаимодействия a_i^{Λ} , фигурирующие в (18), были введены для удобства и определяются как:

$$a_0^{\Lambda} = \lambda_0^{\Lambda}(1 + \frac{1}{2}x_0^{\Lambda})$$

$$a_1^{\Lambda} = \frac{1}{4}(\lambda_1^{\Lambda} + \lambda_2^{\Lambda})$$

$$a_2^{\Lambda} = \frac{1}{4}(3\lambda_1^{\Lambda} - \lambda_2^{\Lambda})$$

$$a_3^{\Lambda} = \frac{1}{4}\lambda_3^{\Lambda}$$

Введение δ -сил, зависящих от плотности, обеспечивает простое феноменологическое представление эффектов многих тел и описывает способ, которым взаимодействие между двумя нуклонами зависит от присутствия других. Взаимодействие Скирма можно рассматривать как своего рода феноменологическую G -матрицу, которая уже включает эффект ближних корреляций, в частности, через член, зависящий от плотности. Это одна из причин, по которой вычисление поправок второго порядка с помощью силы Скирма бессмысленно, а расчет возмущений фактически расходится из-за нулевого диапазона. Взаимодействие Скирма является приблизительным представлением эффективной нуклонной силы, которая справедлива только для низких относительных моментов [13].

Существует множество параметризаций NN- и ΛN -взаимодействий Скирма. Каждая из параметризаций подобрана на основе разных экспериментальных данных о ядрах. В наших расчётах используются следующие параметризации ΛN -взаимодействия: SLL4, SLL4' [29], LYI [30], LYV [31], YBZ5 [32]; и NN-взаимодействия: SLy4 [33], SkM* [34] и SkIII [35].

4. Результаты работы.

4.1. Гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{C}$.

Условием существования связанного ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ является положительное значение энергии отделения двух протонов:

$$S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) = S_{2p}({}^8\text{C}) + B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C}) - B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{Be})$$

Здесь $S_{2p}({}^8\text{C}) = (-2.111 \pm 0.019)$ МэВ [10], $B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{Be}) = (5.16 \pm 0.08)$ МэВ [11]. Значение $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C})$ мы рассчитываем в приближении Ским-Хартри-Фока.

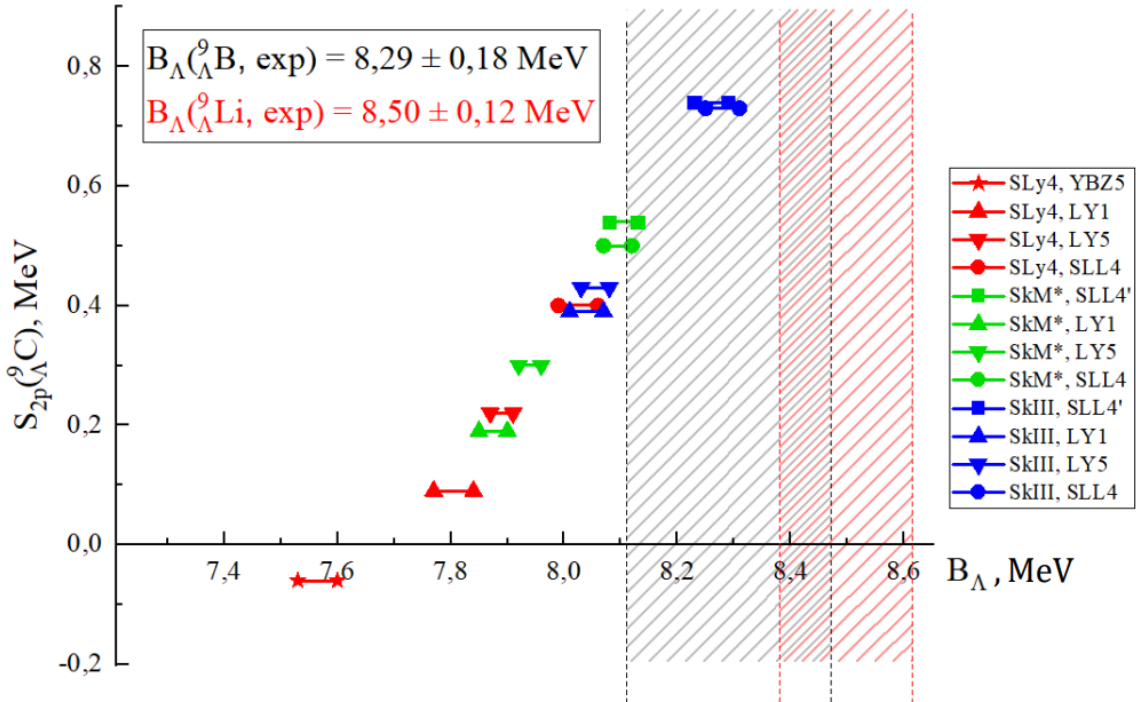


Рис. 1: Энергия отделения двух протонов $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядрах-изобарах $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{B})$ и $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Li})$ для различных параметризаций NN- и ΛN -взаимодействий.

На рис. 1 приведена энергия отделения двух протонов ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядрах-изобарах ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ для различных параметризаций NN- и ΛN -взаимодействий. В каждой паре левая и правая точка соответствуют результатам ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$, соответственно. Штриховкой обозначены коридоры, соответствующие экспериментальным значениям энергий связи Λ -гиперона в этих ядрах. В наших расчётах берутся экспериментальные значения энергии отделения протонов в нуклонных ядрах, а также энергии связи гиперона в тех гиперядрах, в которых они известны. ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ рассчитывались для того, чтобы убедиться в

достоверности наших расчётов, то есть насколько точно мы умеем оценивать энергии связи Λ -гиперона в данной области масс. Следовательно, чем ближе расчёты к экспериментальной величине, тем достовернее описание. В нашем случае наилучшие совпадения с экспериментальными данными $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{B}), B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Li})$ дают параметризации: SLL4' и SLL4.

Стоит заметить, что чем лучше результат согласуется с экспериментальными значениями, тем больше значение $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C})$. Поведение данного соотношения указывает на то, что $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) > 0$, то есть мы можем ожидать, что ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ связан.

4.2. Гиперядро ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$.

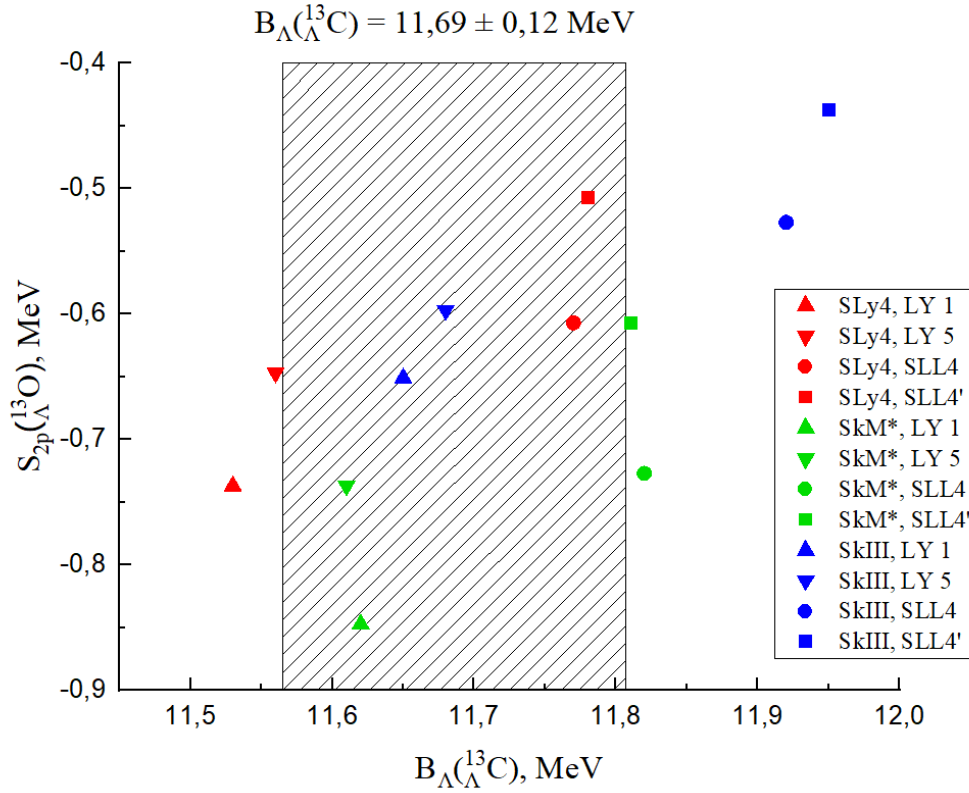


Рис. 2: Энергия отделения двух протонов $S_{2p}({}_{\Lambda}^{13}\text{O})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядрах-изобарах $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{C})$ для различных параметризаций NN- и Λ N-взаимодействий.

Условием существования связанного ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$ является положительное значение энергии отделения двух протонов:

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{13}\text{O}) = S_{2p}({}^{12}\text{O}) + B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{O}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{C})$$

Здесь $S_{2p}({}^{12}\text{O}) = (-1.737 \pm 0.012) \text{ МэВ}$ [10]. Значения $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{O})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{C})$ мы рассчитываем в приближении Скирм-Хартри-Фока.

На рисунке 2 приведена энергия отделения двух протонов ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ так же для различных параметризаций NN- и Λ N- взаимодействий, где $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{C}) = (11,69 \pm 0,12) \text{ МэВ}$. Наилучшими совпадениями с экспериментальными данными нам дали параметризации: SkM* LY1 и LY5, SkIII LY1 и LY5, SLy4 SLL4 и SLL4'. Однако, как можно заметить из графика, значения энергии отделения двух протонов меньше нуля, из чего следует, что ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$ не связан.

4.3. Другие лёгкие гиперядра.

Условием существования связанных ${}_{\Lambda}^{17}\text{F}$, ${}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}$, ${}_{\Lambda}^{20}\text{Na}$ и ${}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}$ является положительное значение энергии отделения одного или двух протонов:

$$S_p({}_{\Lambda}^{17}\text{F}) = S_p({}^{16}\text{F}) + B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{F}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{16}\text{O})$$

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}) = S_{2p}({}^{16}\text{Ne}) + B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{15}\text{O})$$

$$S_p({}_{\Lambda}^{20}\text{Na}) = S_p({}^{19}\text{Na}) + B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Na}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{19}\text{Ne})$$

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}) = S_{2p}({}^{19}\text{Mg}) + B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{18}\text{Ne})$$

Здесь $S_p({}^{16}\text{F}) = (-0.531 \pm 0.005)$ МэВ, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{16}\text{O}) = (13.02 \pm 0.20)$ МэВ, $S_{2p}({}^{16}\text{Ne}) = (-1.401 \pm 0.002)$ МэВ, $S_p({}^{19}\text{Na}) = (-0.323 \pm 0.011)$ МэВ, $S_{2p}({}^{19}\text{Mg}) = (-0.760 \pm 0.006)$ МэВ - экспериментальные значения [10], [11]. Значение $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{F})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{15}\text{O})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Na})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{19}\text{Ne})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{18}\text{Ne})$ мы рассчитываем в приближении Ским-Хартри-Фока..

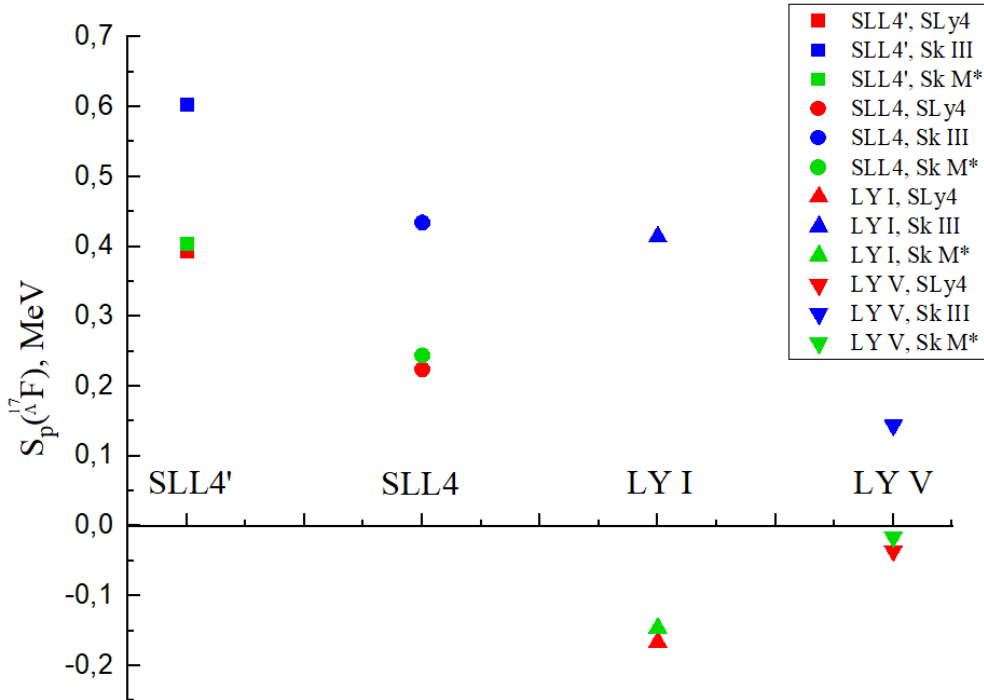


Рис. 3: Энергия отделения двух протонов $S_{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{F})$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий.

На рисунке 3 приведена энергия отделения протона ${}_{\Lambda}^{17}\text{F}$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий. Исходя из графика можно увидеть, что $S_{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{F})$ принимает и отрицательные, и положительные

значения. Стоит заметить, что в предыдущих графиках наилучшие совпадения с экспериментальными значениями давала параметризация SkIII, поэтому можно предположить, что данная параметризация лучше всего описывает свойства ядер и гиперядер в данной области масс. Так как все значения SkIII дали положительный результат, можно предположить, что ${}_{\Lambda}^{17}\text{F}$ является связанным.

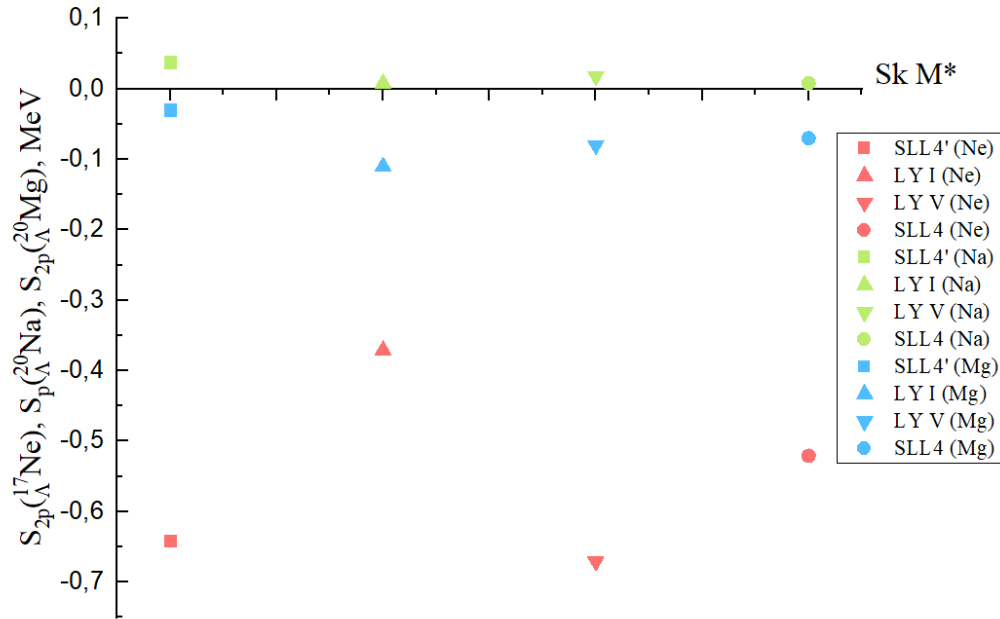


Рис. 4: Энергии отделения одного/двух протонов $S_{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne})$, $S_p({}_{\Lambda}^{20}\text{Na})$, $S_{2p}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg})$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий.

На рисунке 4 приведены энергии отделения одного/двух протонов $S_{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne})$, $S_p({}_{\Lambda}^{20}\text{Na})$, $S_{2p}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg})$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий. По графику можно заметить, что $S_{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne})$ и $S_{2p}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg})$ принимают отрицательные значения при любой параметризации, из чего следует, что ядра ${}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}$ и ${}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}$ - не связаны. Значения $S_p({}_{\Lambda}^{20}\text{Na})$ лежат очень близко к нулю, однако, несмотря на это, имеют положительные значения, то есть следует признать, что связанность ${}_{\Lambda}^{20}\text{Na}$ остаётся под вопросом.

Заключение.

В работе рассмотрены гиперядра на границе протонной стабильности, у которых имеется несвязанный нуклонный остов — это гиперядра ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Их структура и структура соседних ядер рассчитывалась в подходе Хартри-Фока с взаимодействием Скирма. Реалистичность данных предсказаний базируется на адекватном описании энергий связи Λ -гиперона в легких гиперядрах, которая может быть использована в расчетах энергий отделения одного или двух протонов.

В итоге, было обнаружено, что гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ является связанным. Исходя из полученных результатов можно выдвинуть предположение, что гиперядро ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$ так же является связанным, а гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ — не связаны. Связанность ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ остаётся под вопросом.

В заключение, хочу выразить глубокую благодарность моему научному руководителю, Третьяковой Татьяне Юрьевне, за постановку задачи, помощь в написании диплома, за все наставления и консультации, помощь в поиске необходимой научной литературы, а так же за ценные советы и огромную поддержку. Также хочу выразить благодарность Дмитрию Евгеньевичу Ланскому за помощь в процессе написания диплома, консультации и, конечно же, за важные советы и замечания. Выражаю также благодарность Сидорову Семёну Владимировичу за неоднократное участие в этапах написания и обсуждения дипломной работы, техническую поддержку и помощь в построении графиков и таблиц, а также за полезные советы, связанные с темой моей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dalitz R. H., Levi-Setti R. // *Nuovo Cim.* 1963. V. 30. P. 489.
2. Majling L., Gmuca S. // *Phys. Atom. Nucl.* 2007. V. 70, No. 9. P. 1611-1616
3. Jolos R. V., Majling L. // *Phys. Atom. Nucl.* 2016. V. 79, No. 6. P. 987–994.
4. Saha P. K. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 052502.
5. Agnello M. et al. // *Nucl. Phys. A.* 2012. V. 881. P. 269-287.
6. Т. Tretyakova, D. Lanskoj // *Eur. Phys. J*, 1999, vol. A5, p. 391.
7. A. Gal // *Phys. Lett. B*, 2015, vol. 744, p. 352.
8. P. Achenbach // *Few-Body Syst*, 2017, vol. 58, p. 1.
9. E. Botta, T. Bressani, A. Felicielo. *Nucl. Phys. A*, 2017, vol. 960, p. 165.
10. M. Wang et al // *Chinese Phys. C* 45 (2021) 030003.
11. A. Gal, E. V. Hungerford, D. J. Millener // *Rev. Mod. Phys.* 88 (2016) 035004.
12. О.А. Анিকেенюк, М.В. Еремин // учеб. – метод. пособие, ун-т, 2019. – 30 с.
13. D. Vautherin, D. M. Brink. // *Phys. Rev. C* 5 (1972) 626.
14. M. Rayet. // *Nucl. Phys. A.* 367 (1981) 381-397.
15. K. A. Brueckner, J. L. Gammel, and H. Weitzner // *Phys. Rev.* 110 (1958) 431 (1958).
16. K. A. Brueckner, A. M. Lockett, and M. Rotenberg // *ibid.* 121 (1961) 255 (1961).
17. J. Nemeth and D. Vautherin // *Phys. Letters* 32B (1970) 561.
18. J. W. Negele // *Phys. Rev. C* 1 (1970) 1260 (1970).

19. P. K. Banerjee and D. W. L. Sprung // Nucl. Phys. A168 (1971) 273.
20. X. Campi and D. W. L. Sprung, to be published.
21. D. M. Brink and E. Boeker // Nucl. Phys. 91 (1967) 1.
22. A. B. Volkov // Nucl. Phys. 74 (1965) 33.
23. C. W. Nestor, K. T. R. Davies, S.J. Krieger, and M. Baranger // Nucl. Phys. A113 (1968) 14.
24. J. M. Pearson and G. Saunier // Phys. Rev. 173 (1968) 991.
25. G. Saunier and J. M. Pearson, Phys. Rev. C 1 (1970) 1353.
26. S. A. Moszkowski // Phys. Rev. C 2 (1970) 402.
27. T. H. R. Skyrme, Phil. Mag. 1 (1956) 1043.
28. M. Rayet // Ann. of Phys. 102 (1976) 226
29. H.-J. Schulze, E. Hiyama // Phys. Rev. C, 2014, vol. 90, 047301.
30. D. Lansky, Y. Yamamoto // Phys. Rev. C, 1997, vol. 55, p. 2330.
31. Y. Zhang, H. Sagawa, E. Hiyama // Phys. Rev. C, 2021, vol. 103, 034321
32. Y. Yamamoto, H. Bandō, J. Žofka // Progr. Theor. Phys., 1988, vol. 80, p. 757.
33. E. Chabanat et al. // Nucl. Phys. A, 1998, vol. 635, p. 231.
34. J. Bartel et al. // Nucl. Phys. A, 1982, vol. 386, p. 79.
35. M. Beiner et al. // Nucl. Phys. A, 1975, vol. 238, p. 29.