

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ РАБОТА

«Экзотические гиперядра
на границах нуклонной стабильности»

Выполнила студентка
213м 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, член-корр РАН, профессор Боос Э.Э. _____

МОСКВА

2024

Оглавление

Введение.	2
1. Постановка задачи.	5
2. Легкие нейтроноизбыточные ядра.	8
3. Легкие протоноизбыточные ядра.	10
4. Метод Хартри-Фока.	13
5. Подход Хартри-Фока с взаимодействием Скирма.	16
6. Результаты работы.	21
6.1. Нейтроноизбыточные изотопы гелия ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$	21
6.2. Нейтроноизбыточное гиперядро лития ${}^{11}_{\Lambda}\text{Li}$	24
6.3. Нейтроноизбыточные ядра $4 \leq Z \leq 6$	26
6.1. Протоноизбыточное гиперядро углерода ${}^9_{\Lambda}\text{C}$	27
4.2. Протоноизбыточное гиперядро кислорода ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$	29
4.3. Протоноизбыточные гиперядра $9 \leq Z \leq 12$	31
7. Итоги работы.	34
Литература	38

Введение.

Изучение ядер с протонным и нейтронным избытком является важным направлением современной ядерной физики. Такие исследования помогают получить новые знания о взаимодействии нуклонов. Особый интерес представляют гиперядра с избытком протонов или нейтронов, так как они позволяют изучать свойства взаимодействий гиперонов и нуклонов. Данные исследования позволяют расширить имеющиеся представления в физике ядра и нуклонных структур.

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.

В начале 1960-х годов были сделаны первые попытки теоретического описания гиперядер. Успехи в этой области привлекли внимание физиков и стимулировали дальнейшее изучение гиперядерной физики. Первоначально исследования в области физики гиперядер были сфокусированы на спектроскопии отдельных гиперядер. Полученная количественная информация и ее теоретический анализ стали одним из наиболее актуальных инструментов для отбора феноменологических нуклонных взаимодействий.

Дальнейшее развитие физики гиперядер связано с экспериментальными исследованиями на различных ускорителях частиц. Они позволяют наблюдать и изучать гипероны в более подробном масштабе. Современные эксперименты используют мощные ускорители для создания и изучения гиперядерных систем. Постановка экспериментов по синтезу гиперядер на всех этапах сопровождалась созданием и развитием моделей для описания гиперядер и гиперонных взаимодействий.

Теоретически нейтроноизбыточные Λ -гиперядра впервые рассматривались в работе 1960-го года [1]. В данном исследовании впервые теоретически рассматривались нейтроноизбыточные Λ -гиперядра. Значимость изучения таких гиперядер неоднократно подчеркивалась в работах Л. Майлинга и его соавторов [2] – [3], в частности, по отношению к

возможной связанности гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^8_{\Lambda}\text{H}$, нуклонный остов ${}^5\text{H}$ и ${}^7\text{H}$ которых является несвязанным. Позднее, коллаборацией FINUDA были представлены события, в которых предположительно возникло гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ [5]. Однако результаты этих экспериментов были недостаточно точные для проведения количественного теоретического анализа. Несколько событий образования гелия ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^8_{\Lambda}\text{He}$ были зафиксированы в эмульсионных экспериментах [6], в то время как в эксперименте КЕК были зарегистрированы гиперядра ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ [4]. Среди протоноизбыточных гиперядер, единственным подтвержденным случаем образования связанных гиперядер с несвязанным нуклонным остовом является изотоп ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ [6]. В целом, на настоящий момент имеется весьма небольшая база экспериментальных данных по легким экзотическим гиперядрам.

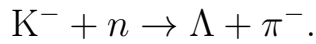
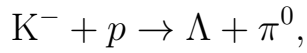
Теоретическое описание структуры легких нейтроноизбыточных гиперядер гелия, лития и бериллия было проведено в ряде работ [7] – [10]. В различных подходах была рассмотрена одночастичная структура и спектры возбужденных состояний отдельных гиперядер. Систематическое исследование гиперядер у линии протонной стабильности была проведено в [10] – [12]. Возобновленный интерес в области экзотических гиперядер связан с новыми возможностями синтеза гиперядер с нейтронным или протонным избытком, которые могут предоставить эксперименты по столкновению тяжелых ионов [13]. Перспективы в таких экспериментах для гиперядерного сектора, в частности, в рамках проектов NICA и FAIR рассматривались, например, в [14] – [15]. Одной из сильных сторон таких экспериментов является возможность синтеза гиперядер, в общем случае, произвольного состава. Таким образом, вопрос локализации линий нуклонной стабильности и поиска более тяжелых гиперядер, нуклонный остов которых не является связанным, является особенно актуальным.

Как известно, ΛN -взаимодействие является притягивающим, что означает, что добавление Λ -гиперона к нестранным ядрам может привести к увеличению энергии связи и образованию связанного гиперядра с несвязанным нуклонным остовом, сдвигая линии нуклонной стабильности на карте гиперядер. Это имеет важное значение при изучении ядерной

физики и структуры атомных ядер. С одной стороны, более длительное существование данных гиперядер в перспективе должно позволить проводить детальные исследования различных характеристик, которые могут быть существенно затруднены или невозможны в несвязанном нуклонном остове, распадающемся за характерные времена сильного взаимодействия. С другой, изучение данных экзотических ядер важно для расширения фундаментальных представлений об особенностях барион-барионных взаимодействий. Особый интерес в настоящее время вызывает зависимость сил гиперон-нуклонного взаимодействия от барионной плотности, имеющая важное значение для моделирования нейтронных звезд. При высоких плотностях, соответствующих условиям внутри нейтронных звезд, или при экстремальных энергиях, достигаемых в столкновениях ядер, влияние сильного взаимодействия между гиперонами и нуклонами может измениться и привести к необычным явлениям. Такие явления включают образование гиперонных гало, гиперонной материи и возможные фазовые переходы при высоких плотностях барионной материи. Кроме того, нарушение зарядовой симметрии может значительно сказываться на структуре гиперядер с нейтронным или протонным избытком [16] – [18]. Наконец, в отдельных изотопах предсказывается поляризация нуклонного кора гипероном, то есть изменение ядерной структуры при добавлении гиперонов [2].

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 за характерные времена порядка $10^{-23} - 10^{-21}$ 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. При этом в таких распадах странность не сохраняется. В данной работе рассматриваются Λ -гиперядра ${}_{\Lambda}^{A+1}Z$, состоящие из A нуклонов и одного Λ -гиперона. При добавлении одного Λ -гиперона, массовое число ядра увеличивается на единицу. Ядро AZ является нуклонным остовом гиперядра ${}_{\Lambda}^{A+1}Z$. Гиперон, находясь в окружении нетождественных частиц, не подвержен действию принципа Паули, поэтому он садится на $1s$ состояние.

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 [20].

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		

В работе рассматривались гиперядра, нуклонный остов которых находится на границе существования ядер (рисунок 1).

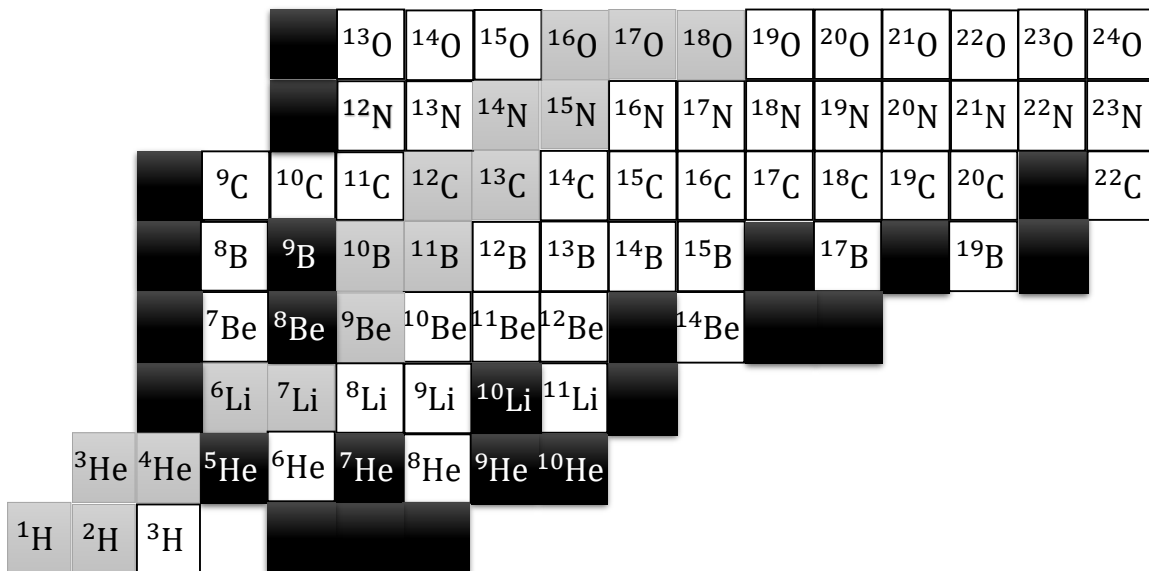


Рис. 1: Карта легких ядер. Серым цветом обозначены стабильные ядра, белым – устойчивые к испусканию нуклонов, а черным – резонансные (несвязанные) состояния ядер.

Условием существования ядер является положительный знак энергии отделения нейтронов/протонов [19]. Мы рассматриваем те ядра, у которых энергия отделения меньше нуля, а конкретнее – легкие протоноизбыточные и нейтроноизбыточные ядра в диапазоне $2 \leq Z \leq 12$. В ядрах положение границы нейтронной/протонной стабильности определяется сменой знака энергии отделения нейтронов/протонов. Для изотопов ^7He , ^9He , ^{10}Li , ^{13}Be , ^{16}B , ^{18}B и ^{21}C критичными являются распады с испусканием одного нейтрона, для изотопа ^{10}He – двух нейтронов, в свою очередь для несвязанных изотопов ^8C , ^{12}O , ^{16}F , ^{16}Ne , ^{19}Na и ^{19}Mg критичными являются распады с испусканием одного, двух и/или четырех протонов. Экспериментальные значения энергий отделения нейтронов/протонов для данных изотопов отрицательны. Поскольку добавление Λ -гиперона дополнительно связывает ядро, ставилась цель проверить, являются ли гиперядра $^8_\Lambda\text{He}$, $^{10}_\Lambda\text{He}$, $^{11}_\Lambda\text{He}$, $^{11}_\Lambda\text{Li}$, $^{14}_\Lambda\text{Be}$, $^{17}_\Lambda\text{B}$, $^{19}_\Lambda\text{B}$ и $^{22}_\Lambda\text{C}$ связанными по отношению к испусканию нейтронов, а 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. Карта легких гиперядер представлена на рисунке 2.

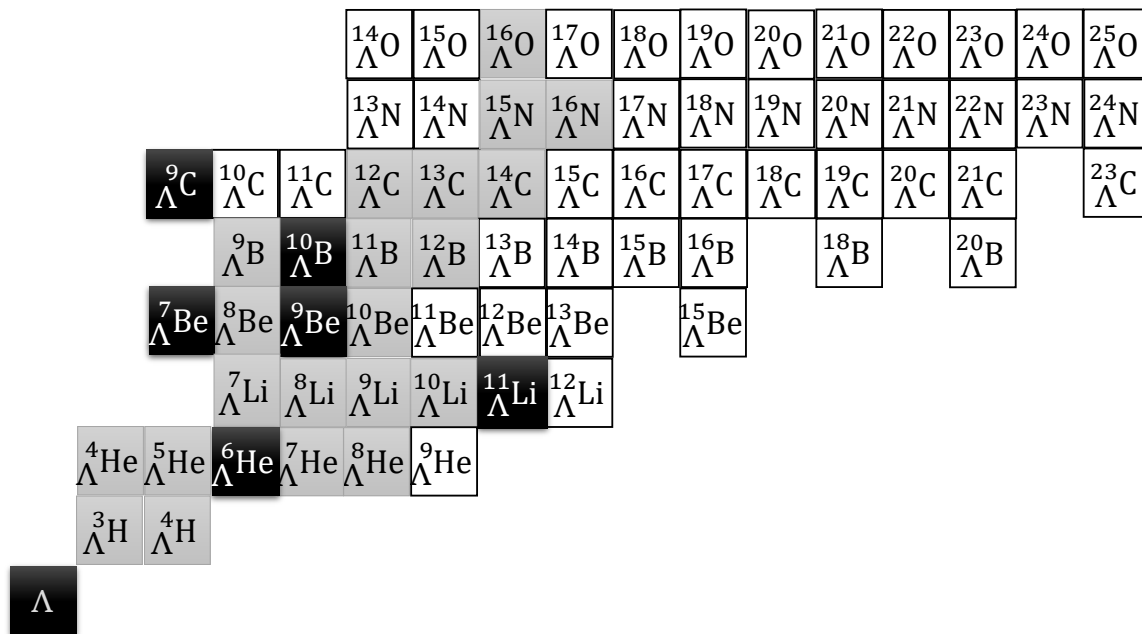


Рис. 2: Карта легких гиперядер. Серым цветом обозначены гиперядра, которые наблюдались в эксперименте. Белым - у которых остов и гиперядро связаны, а черным - те, у которых остов не связан, а гиперядро связано.

2. Легкие нейтроноизбыточные ядра.

В качестве примера нейтроноизбыточного ядра рассмотрим несвязанное ядро ${}^7\text{He}$. Экспериментальная оценка энергии отделения одного нейтрона в ${}^7\text{He}$ меньше нуля и равна: $S_n({}^8\text{C}) = -0.410 \pm 0.008$ МэВ [19]. То есть он является несвязанным по отношению к испусканию одного нейтрона: ${}^7\text{He} \rightarrow n + {}^6\text{He}$.

Другие ядра с нечётным N также распадаются с испусканием одного нейтрона, а ядра с чётным значением N испускают два нейтрона (таблица 2). Значение S_n (${}^{21}\text{C}$) было рассчитано теоретически и не подтверждено экспериментально. У соответствующих гиперядер наблюдается аналогичная ситуация (таблица 3).

Таблица 2. Энергии отделения одного/двух нейтронов S_n и S_{2n} для исследуемых ядер [19].

Ядро	S_{xn} , МэВ	Реакция
${}^7\text{He}$	-0.410 ± 0.008	${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$
${}^9\text{He}$	-1.250 ± 0.050	${}^9\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + n$
${}^{10}\text{He}$	-1.440 ± 0.090	${}^{10}\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + 2n$
${}^{10}\text{Li}$	-0.026 ± 0.010	${}^{10}\text{He} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$
${}^{13}\text{Be}$	-0.510 ± 0.010	${}^{13}\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{Be} + n$
${}^{16}\text{B}$	-0.083 ± 0.015	${}^{16}\text{B} \rightarrow {}^{15}\text{B} + n$
${}^{18}\text{B}$	-0.005 ± 0.005	${}^{18}\text{B} \rightarrow {}^{17}\text{B} + n$
${}^{21}\text{C}$	-0.070 ± 0.064	${}^{21}\text{C} \rightarrow {}^{20}\text{C} + n$

Таблица 3. Распады одного/двух нейтронов у соответствующих гиперядер.

Ядро	Реакция
${}^8_{\Lambda}\text{He}$	${}^8_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^7_{\Lambda}\text{He} + n$
${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$	${}^{10}_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{He} + n$
${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$	${}^{11}_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{He} + 2n$
${}^{11}_{\Lambda}\text{Li}$	${}^{11}_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^{10}_{\Lambda}\text{Li} + n$
${}^{14}_{\Lambda}\text{Be}$	${}^{14}_{\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^{13}_{\Lambda}\text{Be} + n$
${}^{17}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{17}_{\Lambda}\text{B} \rightarrow {}^{16}_{\Lambda}\text{B} + n$
${}^{19}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{19}_{\Lambda}\text{B} \rightarrow {}^{18}_{\Lambda}\text{B} + n$
${}^{22}_{\Lambda}\text{C}$	${}^{22}_{\Lambda}\text{C} \rightarrow {}^{21}_{\Lambda}\text{C} + n$

Условием существования связанных ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{14}_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{19}_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^{22}_{\Lambda}\text{C}$ является положительное значение энергии отделения одного или двух нейтронов. Оценка этих величин производилась на основе соотношений:

$$S_n({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = S_n({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^n({}^{A+1}_{\Lambda}Z);$$

$$S_{2n}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = S_{2n}({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^{2n}({}^{A+1}_{\Lambda}Z),$$

где

$$\delta B_{\Lambda}^n({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B_{\Lambda}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B_{\Lambda}({}^AZ);$$

$$\delta B_{\Lambda}^{2n}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B_{\Lambda}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B_{\Lambda}({}^{A-1}_{\Lambda}Z).$$

Поскольку энергия связи гиперона в гиперядрах растет с увеличением массового числа A , характеристики $\delta B_{\Lambda}^{n,2n}({}^{A+1}_{\Lambda}Z)$ принимают положительное значение и несут физический смысл количественной оценки связывающей способности Λ -гиперона. Таким образом, даже если энергия отделения нейтрона(ов) в исходном ядре отрицательна, при добавлении Λ -гиперона может образоваться связанное гиперядро с $S_{n,2n}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) > 0$.

Для энергий отделения нейтронов S_n (${}^7\text{He}$), S_n (${}^9\text{He}$), S_{2n} (${}^{10}\text{He}$), S_n (${}^{10}\text{Li}$), S_n (${}^{13}\text{Be}$), S_n (${}^{16}\text{B}$), S_n (${}^{18}\text{B}$), $B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{He})$ используются экспериментальные значения, а S_n (${}^{21}\text{C}$) рассчитан теоретически [19] (таблица 2), а остальные данные были найдены из подхода Скирма-Хартри-Фока.

3. Легкие протоноизбыточные ядра.

Рассмотрим в качестве примера несвязанное ядро ${}^8\text{C}$. Экспериментальная оценка энергии отделения четырёх протонов в ${}^8\text{C}$ меньше нуля и равна: $S_{4p}({}^8\text{C}) = -3.513 \text{ МэВ}$ [19]. 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: $S_{2p}({}^8\text{C}) = -2.111 \pm 0.019 \text{ МэВ}$ [19]. 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 4).

Таблица 4. Энергии отделения двух протонов S_{2p} для ядер с четным Z [19].

Ядро	S_{2p} , МэВ	Реакция
${}^{12}\text{O}$	-1.737 ± 0.012	${}^{12}\text{O} \rightarrow {}^{10}\text{C} + 2p$
${}^{16}\text{Ne}$	-1.401 ± 0.002	${}^{16}\text{Ne} \rightarrow {}^{14}\text{O} + 2p$
${}^{19}\text{Mg}$	-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 5).

Таблица 5. Энергии отделения одного протона S_p для ядер с нечетным Z [19].

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

В то время как ${}^8\text{C}$ 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, гиперядра с чётным Z нестабильны по отношению к отделению двух протонов (таблица 6).

Таблица 6. Энергии отделения двух протонов S_{2p} для гиперядер с четным Z .

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

Для гиперядер с нечетными Z линия существования ядер определяется энергией отделения одного протона (таблица 7).

Таблица 7. Энергии отделения протона S_p для гиперядер с нечетным Z .

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

Условием существования связанных ${}_{\Lambda}^9\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$, ${}_{\Lambda}^{17}\text{F}$, ${}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}$, ${}_{\Lambda}^{20}\text{Na}$ и ${}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}$ является положительное значение энергии отделения одного или двух протонов. Оценка этих величин производилась на основе соотношений:

$$S_p({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = S_p({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{A+1}Z);$$

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = S_{2p}({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^{2p}({}_{\Lambda}^{A+1}Z),$$

где

$$\delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{A+1}Z) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^A(Z-1));$$

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

К сожалению, в отличие от энергий отделения нуклонов (одного или пары), для энергии связи гиперонов в нейтроно- и протонозбыточных ядрах экспериментальные данные отсутствуют. Для расчета данных характеристик мы используем приближение Хартри-Фока с взаимодействием Скирма, потому что это хорошо зарекомендовавший себя метод описания ядер, к тому же успешно применяющийся и для гиперядер [10], [23], [38], [39].

Подход Скирма-Хартри-Фока может не достаточно хорошо работать в лёгких ядрах, поэтому мы используем известные экспериментальные данные. По возможности, мы используем экспериментальные значения энергии отделения одного/двух нейтронов в ядрах и энергии связи Λ -гиперонов в гиперядрах, а те значения, которые нам неизвестны, мы рассчитываем в приближении Скирма-Хартри-Фока. Для энергий отделения протонов S_{2p} (^8C), S_p (^{16}F), S_{2p} (^{16}Ne), S_p (^{19}Na), S_{2p} (^{19}Mg), S_{2p} (^{12}O), $B_\Lambda(^7_\Lambda\text{Be})$ используются экспериментальные значения, а остальные данные были найдены из подхода Скирма-Хартри-Фока.

4. 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, одним из которых является метод самосогласованного поля – метод Хартри-Фока [21]. Данный подход является приближённым методом решения уравнения Шрёдингера путём сведения многочастичной задачи к одночастичной в предположении, 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-нуклонными силами до сих пор остается под вопросом.

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

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

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:

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

Здесь \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. Вследствие 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 детерминанта:

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

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 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).

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

5. Подход Хартри-Фока с взаимодействием Скирма.

Для обычных ядер метод Хартри-Фока стал очень популярной схемой расчётов с момента использования взаимодействия Скирма [22]. Помимо этого, популярность метода Хартри-Фока в расчётах структуры атомных ядер обусловлена 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-нуклонным взаимодействием является проблемой.

Сложность экспериментальных данных объясняет актуальность подхода иного типа, а именно расчетов в рамках метода Хартри-Фока с эффективными взаимодействиями. Несмотря на этот подход менее фундаментален, его польза очевидна, поскольку он позволяет существенно уменьшить объем вычислений и провести расчеты в областях, где реалистичные подходы невыполнимы.

Расчеты с эффективными силами можно разделить на две группы. В первой группе эффективное взаимодействие сначала выводится в низшем порядке из реалистичных взаимодействий двух тел, а затем параметризуются поправки более высокого порядка. В противоположность этому, во второй группе отбрасывается идея связи с реалистичными взаимодействиями, и параметризуется непосредственно эффективное взаимодействие как целое.

Большинство работ, относящихся к первой группе, относятся к приближению локальной плотности, введенному в работе [24]. В этом приближении зависимость эффективного взаимодействия от ядерной плотности представляется как

$$V_{eff}(r_1, r_2, \rho) = V_0(r_1 - r_2) + V_1(r_1 - r_2)\rho_N((r_1 + r_2)/2),$$

где V_0 и V_1 – некоторые функции координат. Основу метода составляет предположение, что G-матрица реакции Бракнера, заменяющая V_{eff} , в любой точке конечного ядра совпадает с G-матрицей ядерной материи той же плотности. Метод позволяет хорошо описать экспериментальные данные и

отличается последовательностью заложенной в него теории, основанной на реалистичном нуклон-нуклонном взаимодействии при минимуме свободных параметров. Существенным недостатком метода является его громоздкость и сложность расчетов.

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 [27] – [29] 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 эффективного NN-взаимодействия, менее фундаментален, чем предыдущий, но, тем не менее, обладает рядом преимуществ. Прежде всего, благодаря возможности существенно упростить расчеты, можно получить более верное представление о ядерной системе и вывести относительно простые соотношения, связывающие свойства ядер. Также этот метод может быть экстраполирован достаточно простым и надежным способом на области ядерной диаграммы вдали от долины стабильности. Среди эффективных взаимодействий данной группы наибольшее распространение получили параметризации в форме сил Скирма [36].

Взаимодействие Скирма успешно используется для описания ядер в области масс от кислорода до свинца. Данный подход позволяет также ввести гиперон-нуклонное взаимодействие в форме сил Скирма и провести расчеты гиперядер в едином самосогласованном подходе [23]. Возможность успешного использования данного подхода для описания легких нейтроноизбыточных ядер была показана в работа [10].

В данной работе необходимые расчеты структуры ядер и гиперядер ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{14}_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{19}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{22}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ проведены в рамках метода Хартри-Фока с силами Скирма. Нуклон-нуклонные NN - и гиперон-нуклонные ΛN -взаимодействия записываются в стандартном виде [22], [23]:

$$V_{NN}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \lambda_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{1}{2} \lambda_1 [k'^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + k'^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)] + \lambda_2 \vec{k}' \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}' + iW_0 \vec{k}' (\sigma_1 + \sigma_2) \cdot \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}'; \quad (9)$$

$$V_{\Lambda N}(\vec{r}_\Lambda, \vec{r}_N) = \lambda_0^\Lambda (1 + x_0^\Lambda P_\sigma) \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) + \frac{1}{2} \lambda_1^\Lambda [k'^2 \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) + k'^2 \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N)] + \lambda_2^\Lambda \vec{k}' \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \vec{k}' + iW_0^\Lambda \vec{k}' \delta(\vec{r}_\Lambda, \vec{r}_N) \cdot (\sigma \times \vec{k}'). \quad (10)$$

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:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \lambda_3 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}_2 - \vec{r}_3); \quad (11)$$

$$V(\vec{r}_\Lambda, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \lambda_3^\Lambda \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_1) \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_2). \quad (12)$$

Эта сила эквивалентна взаимодействию двух тел, зависящему от плотности:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{6} \lambda_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho_N^\alpha \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right); \quad (13)$$

$$V(\vec{r}_\Lambda, \vec{r}_N) = \frac{3}{8} \lambda_3^\Lambda (1 + x_3^\Lambda P_\sigma) \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \rho_N^\gamma \left(\frac{\vec{r}_\Lambda + \vec{r}_N}{2} \right). \quad (14)$$

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 (10) энергия гиперядра описывается энергетическим функционалом:

$$E_H = \int d^3r [H_N(r) + H_\Lambda(r)], \quad (15)$$

где $H_N(r)$ – плотность энергии, зависящая только от ядерных величин [22]. Плотность энергии для Λ -гиперона:

$$H_\Lambda(r) = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} \tau_\Lambda + a_0^\Lambda \rho_N \rho_\Lambda + a_1^\Lambda (\tau_\Lambda \rho_N + \tau_N \rho_\Lambda) + a_2^\Lambda (\nabla \rho_N \cdot \nabla \rho_\Lambda) + \frac{1}{2} W_0^\Lambda (\nabla \rho_N \cdot J_\Lambda + \nabla \rho_\Lambda \cdot J_N) + a_3^\Lambda \rho_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_n \rho_p); \quad (16)$$

$$\rho_q(r) = \sum_{i,m} |\phi_i(r, m, q)|^2;$$

$$\tau_q(r) = \sum_{i,m} |\nabla \phi_i(r, m, q)|^2;$$

$$J_q(r) = (-i) \sum_{i,m,m'} \phi_i^*(r, m, q) [\nabla \times \sigma] \phi_i(r, m', q).$$

В (16) плотность ρ_N , плотность кинетической энергии τ_N и спиновые плотности J_N определяются для нуклонов в предположении инвариантности по обращению времени для подпространства занятых состояний [22], что, строго говоря, справедливо только для чётно-чётных ядер. В ядрах с $N = Z$: $\rho_n = \rho_p = \frac{1}{2}\rho$, $\tau_n = \tau_p = \frac{1}{2}\tau$, $J_n = J_p = \frac{1}{2}J$. Для плотности Λ -частиц предполагается та же инвариантность по обращению времени, а для этого стоит отталкиваться от приближения, в котором два Λ -гиперона занимают s-оболочку с числом заполнения $\frac{1}{2}$. Это приводит к удалению спин-спиновой зависимости, содержащейся в первом члене ΛN -силы 10.

Параметры ΛN -взаимодействия a_i^Λ , фигурирующие в (16), 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 которым 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 [22].

Существует множество параметризаций NN - и ΛN -взаимодействий Скирма. Каждая из параметризаций подобрана на основе разных экспериментальных данных о ядрах и гиперядрах. В наших расчётах используются следующие параметризации ΛN -взаимодействия: SLL4, SLL4' [38], LYI [39], LYV [40], YBZ5 [41]; и NN -взаимодействия: SLy4 [42], SkM* [43], SkIII [44], SLy5 [45] и SLy230a [46].

6. Результаты работы.

6.1. Нейтроноизбыточные изотопы гелия ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$

В работе рассматриваются три гиперядра гелия: ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$. Условием существования связанного гиперядра гелия является положительное значение энергии отделения одного/двух нейтронов:

$$S_n({}^8_{\Lambda}\text{He}) = S_n({}^7\text{He}) + \delta B_{\Lambda}^n({}^8_{\Lambda}\text{He});$$

$$\delta B_{\Lambda}^n({}^8_{\Lambda}\text{He}) = B_{\Lambda}({}^8_{\Lambda}\text{He}) - B_{\Lambda}({}^7\text{He});$$

$$S_n({}^{10}_{\Lambda}\text{He}) = S_n({}^9\text{He}) + \delta B_{\Lambda}^n({}^{10}_{\Lambda}\text{He});$$

$$\delta B_{\Lambda}^n({}^{10}_{\Lambda}\text{He}) = B_{\Lambda}({}^{10}_{\Lambda}\text{He}) - B_{\Lambda}({}^9\text{He});$$

$$S_{2n}({}^{11}_{\Lambda}\text{He}) = S_{2n}({}^{10}\text{He}) + \delta B_{\Lambda}^{2n}({}^{11}_{\Lambda}\text{He});$$

$$\delta B_{\Lambda}^{2n}({}^{11}_{\Lambda}\text{He}) = B_{\Lambda}({}^{11}_{\Lambda}\text{He}) - B_{\Lambda}({}^9\text{He}).$$

Здесь $S_n({}^7\text{He})$, $S_n({}^9\text{He})$ и $S_{2n}({}^{10}\text{He})$ были найдены в эксперименте [19]. Значение энергии связи гиперона $B_{\Lambda}({}^7\text{He})$ также известно и было найдено в эмульсионных экспериментах [20]. Остальные значения были рассчитаны в приближении Скимма-Хартри-Фока (таблица 8).

Таблица 8. Энергии отделения одного/двух нейтронов S_n и S_{2n} и δB_{Λ}^{xn} в ядрах ${}^7\text{He}$, ${}^9\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$ и соответствующих гиперядрах ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$.

Ядро	S_{xn} , МэВ	Гиперядро	δB_{Λ}^{xn} , МэВ	S_{xn} , МэВ
${}^7\text{He}$	$S_n = -0.410 \pm 0.008$	${}^8_{\Lambda}\text{He}$	$0.97 \div 1.62$	$S_n = 0.560 \div 1.210$
${}^9\text{He}$	$S_n = -1.250 \pm 0.050$	${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$	$0.41 \div 0.57$	$S_n = -0.840 \div -0.680$
${}^{10}\text{He}$	$S_{2n} = -1.440 \pm 0.090$	${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$	$0.78 \div 1.12$	$S_{2n} = -0.660 \div -0.320$

Для начала обратим внимание на ${}^8_{\Lambda}\text{He}$. Из результатов расчетов можно видеть, что, поскольку значение $\delta B_{\Lambda}^n({}^8_{\Lambda}\text{He})$ превышает абсолютную величину энергии отделения нейтрона, гиперядро ${}^8_{\Lambda}\text{He}$ оказывается связанным. Проведенные нами расчеты со всеми указанными параметризациями сил Скимма согласуются с данным значением, и полученная оценка для энергии

отделения нейтрона $S_n > 0$. Модель, таким образом, верно описывает данное гиперядро как связанное. Данный результат согласуется с имеющимися экспериментальными данными, указывающими на его связанность [6].

Рассмотрим теперь гиперядро ${}_{\Lambda}^{10}\text{He}$. Исходя из проведенных расчетов (таблица 8), поскольку $\delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{10}\text{He})$ не превышает абсолютную величину энергии отделения нейтрона, полученная оценка для энергии отделения нейтрона $S_n < 0$. Мы приходим к выводу, что гиперядро ${}_{\Lambda}^{10}\text{He}$ не связано.

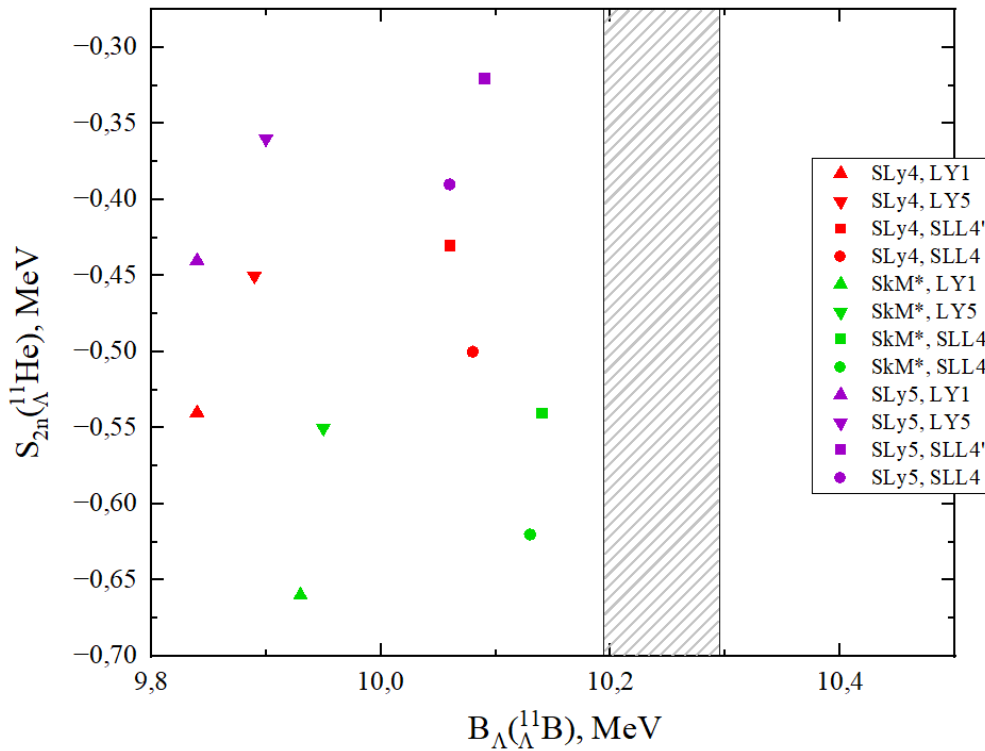


Рис. 3: Энергия отделения двух нейтронов $S_{2n}({}_{\Lambda}^{11}\text{He})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{B})$ для различных параметризаций NN - и ΛN -взаимодействий. Штриховкой обозначен коридор, который соответствует экспериментальным значениям энергии связи Λ -гиперона в данном гиперядре.

На рисунке 3 приведена энергия отделения двух нейтронов $S_{2n}({}_{\Lambda}^{8}\text{He})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{B})$ для различных параметризаций NN - и ΛN -взаимодействий. $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{B})$ рассматривалась для того, чтобы понять, насколько точны оценки энергии связи Λ -гиперона, которые мы рассчитывали. Поэтому мы использовали ядро-изобару ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$, так как для него известны экспериментальные значения (таблица 1). То есть чем ближе расчеты к экспериментальному коридору, соответствующему $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{B})$

$= 10.24 \pm 0.05$ МэВ [20], тем достовернее описание. В случае с $S_{2n}({}_{\Lambda}^{11}\text{He})$ ни одна точка не вошла в область экспериментальных значений, при этом значения энергии отделения двух нейтронов оказались отрицательными. Это говорит о том, что гиперядро ${}_{\Lambda}^{11}\text{He}$ не связан.

6.2. Нейтроноизбыточное гиперядро лития ${}_{\Lambda}^{11}\text{Li}$

В работе также рассматривается гиперядро лития: ${}_{\Lambda}^{11}\text{Li}$. Условием существования связанного гиперядра лития является положительное значение энергии отделения одного нейтрона:

$$S_n({}_{\Lambda}^{11}\text{Li}) = S_n({}^{10}\text{Li}) + \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{11}\text{Li});$$

$$\delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{11}\text{Li}) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{Li}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{10}\text{Li}).$$

Здесь $S_n({}^{11}\text{Li}) = 0.026 \pm 0.013$ МэВ [19], а $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{10}\text{Li})$ и $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{Li})$ были рассчитаны в подходе Скирма–Хартри–Фока.

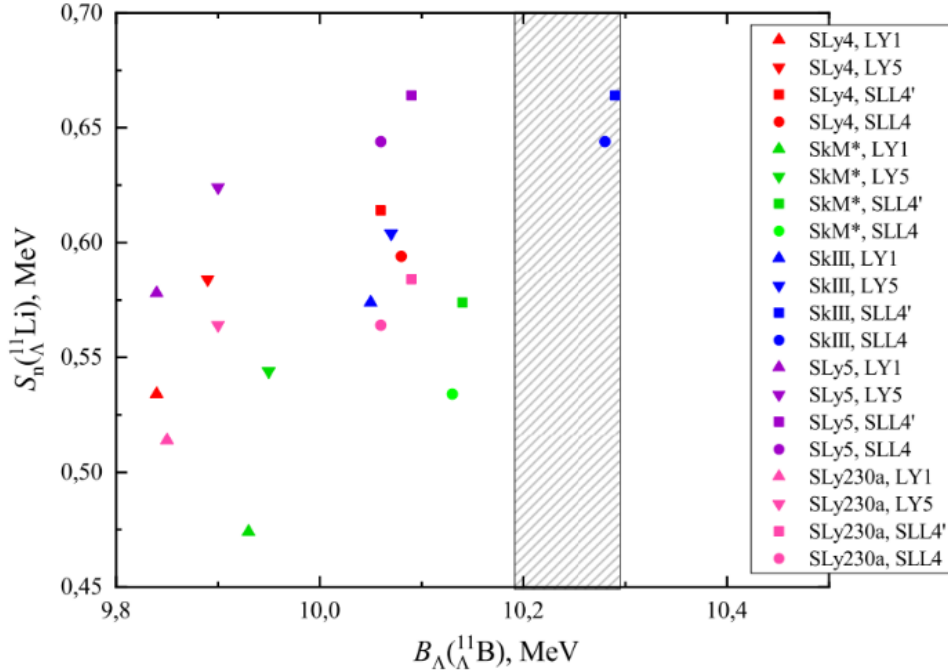


Рис. 4: Энергия отделения нейтрона $S_n({}_{\Lambda}^{11}\text{Li})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{B})$ для различных параметризаций NN - и ΛN -взаимодействий.

На рисунке 4 приведена энергия отделения одного нейтрона ${}_{\Lambda}^{11}\text{Li}$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$ для различных параметризаций NN - и ΛN - взаимодействий. Наилучшие совпадения с экспериментальными данными $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{B}) = 10.24 \pm 0.05$ МэВ [20] дают параметризации SkIII SLL4', SkIII SLL4. Все расчеты гиперядер дают положительные значения энергий отделения нейтрона $S_n({}_{\Lambda}^{11}\text{Li}) > 0$, более того, комбинации параметризаций, дающих наиболее соответствующие

эксперименту значения энергии связи гиперона в ^{11}Li , приводят к максимальному значению энергии отделения нейтрона, то есть можно прийти к выводу о том, что $^{\Lambda}_{11}\text{Li}$ связан.

6.3. Нейтроноизбыточные ядра $4 \leq Z \leq 6$

Условием существования ${}_{\Lambda}^{14}\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{17}\text{B}$, ${}_{\Lambda}^{19}\text{B}$ и ${}_{\Lambda}^{22}\text{C}$ является положительное значение энергии отделения одного нейтрона:

$$\begin{aligned} S_n({}_{\Lambda}^{14}\text{Be}) &= S_n({}^{13}\text{Be}) + \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{14}\text{Be}); \\ \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{14}\text{Be}) &= B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{14}\text{Be}) - B_{\Lambda}({}^{13}\text{Be}); \\ S_n({}_{\Lambda}^{17}\text{B}) &= S_n({}^{16}\text{B}) + \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{17}\text{B}); \\ \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{17}\text{B}) &= B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{B}) - B_{\Lambda}({}^{16}\text{B}); \\ S_n({}_{\Lambda}^{19}\text{B}) &= S_n({}^{18}\text{B}) + \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{19}\text{B}); \\ \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{19}\text{B}) &= B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{19}\text{B}) - B_{\Lambda}({}^{18}\text{B}); \\ S_n({}_{\Lambda}^{22}\text{C}) &= S_n({}^{21}\text{C}) + \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{22}\text{C}); \\ \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{22}\text{C}) &= B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{22}\text{C}) - B_{\Lambda}({}^{21}\text{C}). \end{aligned}$$

Здесь $S_n({}^{13}\text{Be})$, $S_n({}^{16}\text{B})$, $S_n({}^{18}\text{B})$ и $S_n({}^{21}\text{C})$ имеют экспериментальные значения [19]. Остальные значения были рассчитаны в приближении Скирма-Хартри-Фока (таблица 9).

Таблица 9. Энергии отделения одного/двух нейтронов S_n и δB_{Λ}^n в ядрах ${}^{13}\text{Be}$, ${}^{16}\text{B}$, ${}^{18}\text{B}$, ${}^{21}\text{C}$ и соответствующих гиперядрах ${}_{\Lambda}^{14}\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{17}\text{B}$, ${}_{\Lambda}^{19}\text{B}$, ${}_{\Lambda}^{22}\text{C}$.

Ядро	S_{xn} , МэВ	Гиперядро	δB_{Λ}^n , МэВ	S_{xn} , МэВ
${}^{13}\text{Be}$	$S_n = -0.510 \pm 0.010$	${}_{\Lambda}^{14}\text{Be}$	$0.30 \div 0.33$	$S_n = -0.210 \div -0.180$
${}^{16}\text{B}$	$S_n = -0.083 \pm 0.015$	${}_{\Lambda}^{17}\text{B}$	$0.31 \div 0.39$	$S_n = 0.247 \div 0.307$
${}^{18}\text{B}$	$S_n = -0.005 \pm 0.005$	${}_{\Lambda}^{19}\text{B}$	$0.32 \div 0.38$	$S_n = 0.315 \div 0.385$
${}^{21}\text{C}$	$S_n = -0.070 \pm 0.640$	${}_{\Lambda}^{22}\text{C}$	$0.19 \div 0.38$	$S_n = 0.120 \div 0.310$

Из результатов расчетов можно видеть, что значения δB_{Λ}^n для гиперядер ${}_{\Lambda}^{17}\text{B}$, ${}_{\Lambda}^{19}\text{B}$ и ${}_{\Lambda}^{22}\text{C}$ превышают абсолютную величину энергии отделения нейтрона в ядре, из чего следует, что соответствующие им энергии отделения нейтрона в гиперядрах S_{xn} имеют положительные значения, можно заключить, что данные гиперядра являются связанными. В то же время ${}_{\Lambda}^{14}\text{Be}$ является несвязанным - его энергия отделения нейтрона S_{xn} принимает отрицательное значение.

6.1. Протоноизбыточное гиперядро углерода ${}^9_{\Lambda}\text{C}$

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

$$S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) = S_{2p}({}^8\text{C}) + \delta B_{\Lambda}^{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C});$$

$$\delta B_{\Lambda}^{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C}) = B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C}) - B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{Be}).$$

Как уже отмечалось ранее, в отличие от ${}^8\text{C}$, условие существования связанного состояния ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ определяется значением энергии отделения двух нейтронов, а не четырех, поскольку существует ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$. Экспериментальные значения $S_{2p}({}^8\text{C}) = -2.111 \pm 0.019$ МэВ [19], $B_{\Lambda}({}^7_{\Lambda}\text{Be}) = 5.16 \pm 0.08$ МэВ [20]. Значение $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{C})$ было рассчитано в приближении Скимма-Хартри-Фока.

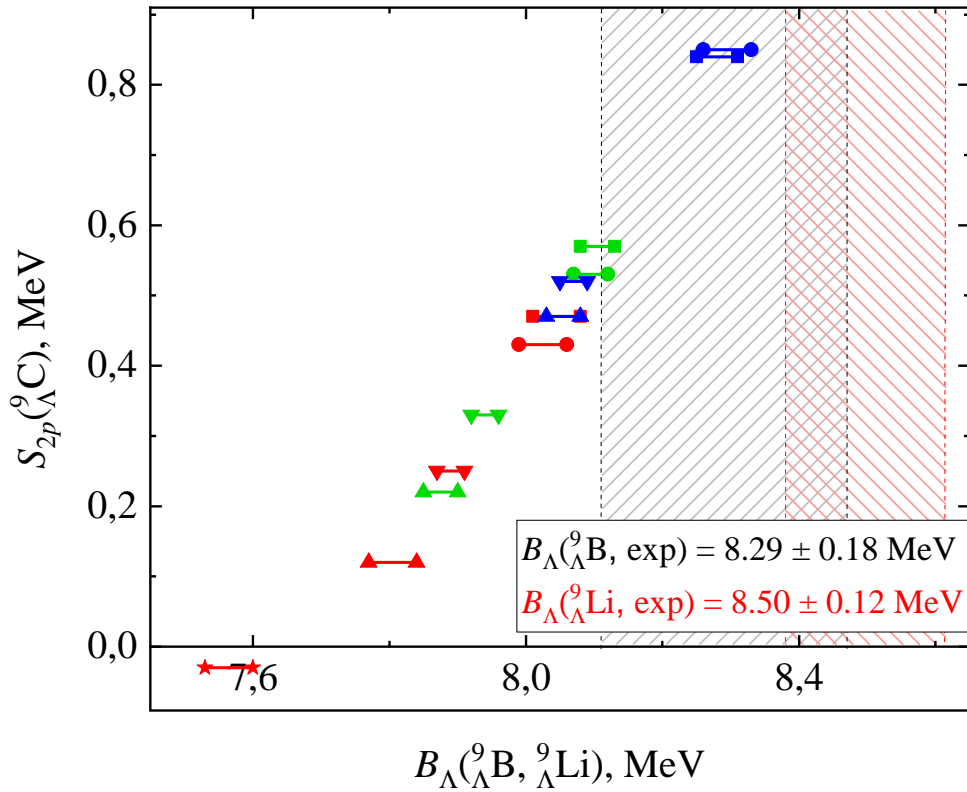


Рис. 5: Энергия отделения двух протонов $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядрах-изобарах $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{B})$ и $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Li})$ для различных параметризаций NN - и ΛN -взаимодействий.

На рисунке 5 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 корях, 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. 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. Заметим, 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 с уверенностью можно сказать, что существует связанное состояние ${}^9_{\Lambda}\text{C}$.

4.2. Протоноизбыточное гиперядро кислорода ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$

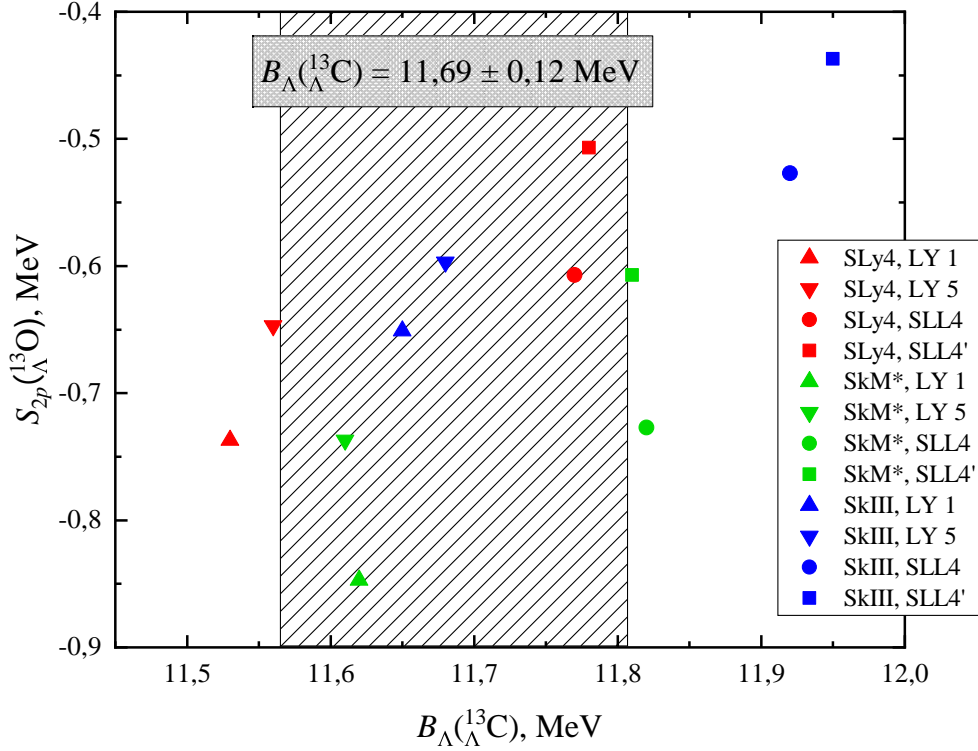


Рис. 6: Энергия отделения двух протонов $S_{2p}({}_{\Lambda}^{13}\text{O})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядрах-изобарах $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{C})$ для различных параметризаций NN - и ΛN -взаимодействий.

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

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{13}\text{O}) = S_{2p}({}^{12}\text{O}) + \delta B_{\Lambda}^{2p}({}_{\Lambda}^{13}\text{O});$$

$$\delta B_{\Lambda}^{2p}({}_{\Lambda}^{13}\text{O}) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{O}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{C}).$$

Здесь $S_{2p}({}^{12}\text{O}) = -1.737 \pm 0.012 \text{ МэВ}$ [19]. Значения $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{O})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{11}\text{C})$ были рассчитаны в приближении Скирма-Хартри-Фока.

На рисунке 6 приведена энергия отделения двух протонов в ${}_{\Lambda}^{13}\text{O}$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ так же для различных параметризаций NN - и ΛN - взаимодействий, где $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{13}\text{C}) = 11,69 \pm 0,12 \text{ МэВ}$ [20]. Наилучшим совпадением 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. Помимо этого, также возможно существование двойного гиперядра ${}_{\Lambda\Lambda}^{14}\text{O}$ [11].

4.3. Протоноизбыточные гиперядра $9 \leq Z \leq 12$

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:

$$S_p({}_{\Lambda}^{17}\text{F}) = S_p({}^{16}\text{F}) + \delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{17}\text{F});$$

$$\delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{17}\text{F}) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{O}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{16}\text{O});$$

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}) = S_{2p}({}^{16}\text{Ne}) + \delta B_{\Lambda}^{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne});$$

$$\delta B_{\Lambda}^{2p}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{15}\text{O});$$

$$S_p({}_{\Lambda}^{20}\text{Na}) = S_p({}^{19}\text{Na}) + \delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{20}\text{Na});$$

$$\delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{20}\text{Na}) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Na}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{19}\text{Ne});$$

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}) = S_{2p}({}^{19}\text{Mg}) + \delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg});$$

$$\delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{18}\text{Ne});$$

Здесь $S_p({}^{16}\text{F})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{16}\text{O})$, $S_{2p}({}^{16}\text{Ne})$, $S_p({}^{19}\text{Na})$, $S_{2p}({}^{19}\text{Mg})$ – экспериментальные значения [19], [20] (таблица 10). Значения $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{F})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{17}\text{Ne})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{15}\text{O})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Na})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{19}\text{Ne})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{20}\text{Mg})$, $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{18}\text{Ne})$ мы рассчитываем в приближении Ским-Хартри-Фока.

Таблица 10. Энергии отделения одного/двух протонов S_{xp} и $\delta B_{\Lambda}^{xn/xp}$ в ядрах ${}^{16}\text{F}$, ${}^{16}\text{Ne}$, ${}^{19}\text{Na}$, ${}^{19}\text{Mg}$ и соответствующих гиперядрах ${}_{\Lambda}^{17}\text{F}$, ${}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}$, ${}_{\Lambda}^{20}\text{Na}$, ${}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}$.

Ядро	$S_{xn/xp}$, МэВ	Гиперядро	$\delta B_{\Lambda}^{xn/xp}$, МэВ	$S_{xn/xp}$, МэВ
${}^{16}\text{F}$	$S_p = -0.531 \pm 0.005$	${}_{\Lambda}^{17}\text{F}$	$0.37 \div 1.14$	$S_p = -0.166 \div 0.604$
${}^{16}\text{Ne}$	$S_{2p} = -1.401 \pm 0.020$	${}_{\Lambda}^{17}\text{Ne}$	$0.73 \div 1.03$	$S_{2p} = -0.671 \div -0.371$
${}^{19}\text{Na}$	$S_p = -0.323 \pm 0.011$	${}_{\Lambda}^{20}\text{Na}$	$0.33 \div 0.36$	$S_p = 0.008 \div 0.038$
${}^{19}\text{Mg}$	$S_{2p} = -0.760 \pm 0.060$	${}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}$	$0.64 \div 0.72$	$S_{2p} = -0.110 \div 0.030$

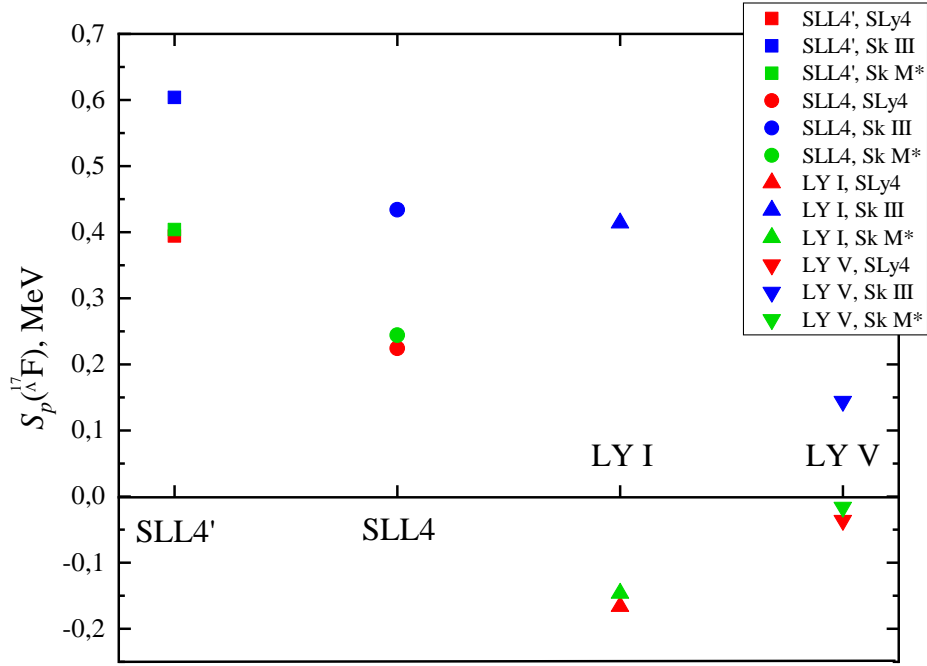


Рис. 7: Энергия отделения двух протонов $S_{2p}(^{17}\Lambda\text{F})$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий.

На рисунке 7 приведена энергия отделения протона $^{17}\Lambda\text{F}$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий. Исходя из графика можно увидеть, что $S_{2p}(^{17}\Lambda\text{F})$ 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 $^{17}\Lambda\text{F}$ является связанным.

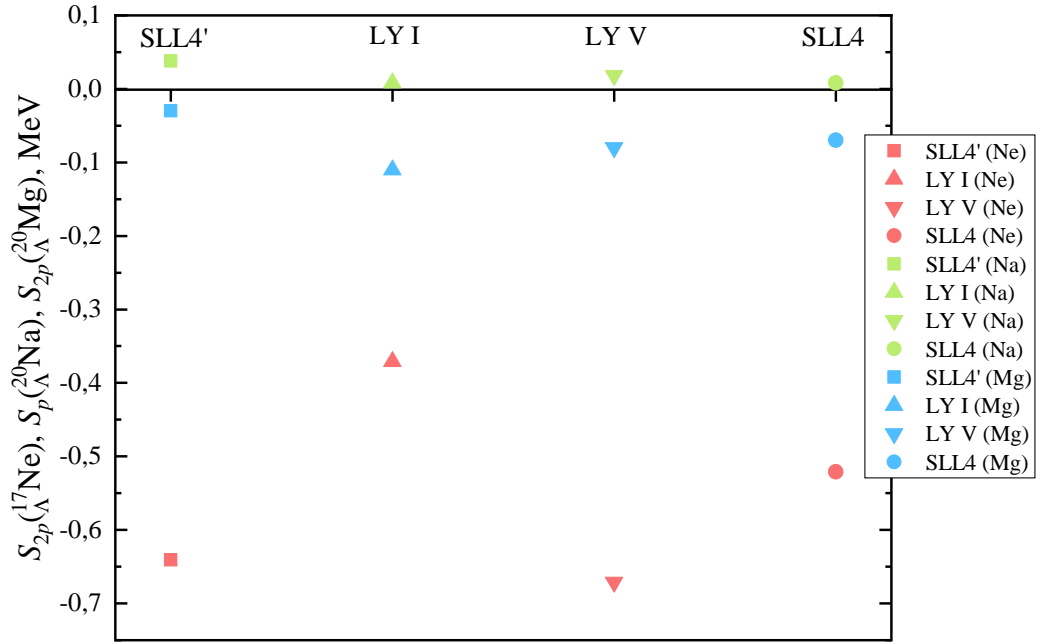


Рис. 8: Энергии отделения одного/двух протонов $S_{2p}^{(17\Lambda\text{Ne})}$, $S_p^{(20\Lambda\text{Na})}$, $S_{2p}^{(20\Lambda\text{Mg})}$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий.

На рисунке 8 приведены энергии отделения одного/двух протонов $S_{2p}^{(17\Lambda\text{Ne})}$, $S_p^{(20\Lambda\text{Na})}$, $S_{2p}^{(20\Lambda\text{Mg})}$ для различных параметризаций NN- и ΛN - взаимодействий. По графику можно заметить, что $S_{2p}^{(17\Lambda\text{Ne})}$ и $S_{2p}^{(20\Lambda\text{Mg})}$ принимают отрицательные значения при любой параметризации, из чего следует, что ядра $^{17}\Lambda\text{Ne}$ и $^{20}\Lambda\text{Mg}$ - не связаны. Значения $S_p^{(20\Lambda\text{Na})}$ лежат очень близко к нулю, однако, несмотря на это, имеют положительные значения, то есть следует признать, что связанность $^{20}\Lambda\text{Na}$ остаётся под вопросом.

7. Итоги работы.

В настоящей работе был рассмотрен вопрос связанности гиперядер с нуклонными остовами, располагающимися непосредственно за границей нуклонной стабильности. Энергии отделения нуклонов в гиперядрах рассчитывались по формулам:

$$S_n({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = S_n({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^n({}_{\Lambda}^{A+1}Z);$$

$$S_{2n}({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = S_{2n}({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^{2n}({}_{\Lambda}^{A+1}Z),$$

$$S_p({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = S_p({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^p({}_{\Lambda}^{A+1}Z);$$

$$S_{2p}({}_{\Lambda}^{A+1}Z) = S_{2p}({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^{2p}({}_{\Lambda}^{A+1}Z).$$

В данные соотношения входят энергии связи гиперона в двух гиперядрах, одно из которых в силу постановки задачи характеризуется несвязанным остовом. Расчет энергии связи гиперона данного ядра возможен лишь в тех случаях, когда при выбранном взаимодействии нуклонный остов оказывается связанным. Несомненно, данная особенность пересвязывания легких ядер является одним из существенных недостатков подхода Скирма–Хартри–Фока, играя, тем не менее, ключевую роль при использовании вышеупомянутых соотношений. Мы обращаем внимание, что пересвязывание нуклонных остовов не приводит к ухудшению оценок для энергии связи гиперонов в гиперядрах. В тех же случаях, когда выбранные взаимодействия не приводили к связыванию нуклонного остова, использование данных формул переставало быть возможным.

Стоит отметить, что данных об энергиях связи гиперонов B_{Λ} в области малых масс недостаточно или вообще нет, поэтому сравнение расчетов Хартри–Фока с экспериментальными значениями B_{Λ} в гиперядрах невозможно. Кроме того, известно, что δB_{Λ}^x и δB_{Λ}^{2x} уменьшаются с увеличением A , а это означает, что вероятность связывания более тяжелых ядер с Λ -гипероном согласно вышеупомянутым соотношениям уменьшается. Поэтому в данной работе и изучались легкие ядра в диапазоне $2 \leq Z \leq 12$.

В таблице 11 указаны значения δB_{Λ}^x и δB_{Λ}^{2x} для всех ядер, рассматриваемых в данной работе.

Таблица 11. Энергии отделения одного/двух нейтронов/протонов $S_{xn/xp}$ и $\delta B_{\Lambda}^{xn/xp}$ в ядрах $4 \leq Z \leq 12$ и соответствующих гиперядрах.

Ядро	$S_{xn/xp}$, МэВ	Гиперядро	$\delta B_{\Lambda}^{xn/xp}$, МэВ	$S_{xn/xp}$, МэВ
${}^7\text{He}$	$S_n = -0.410 \pm 0.008$	${}^8_{\Lambda}\text{He}$	$0.97 \div 1.62$	$S_n = 0.560 \div 1.210$
${}^9\text{He}$	$S_n = -1.250 \pm 0.050$	${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$	$0.41 \div 0.57$	$S_n = -0.840 \div -0.680$
${}^{10}\text{He}$	$S_{2n} = -1.440 \pm 0.090$	${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$	$0.78 \div 1.12$	$S_{2n} = -0.660 \div -0.320$
${}^{10}\text{Li}$	$S_n = 0.026 \pm 0.013$	${}^{11}_{\Lambda}\text{Li}$	$0.50 \div 0.69$	$S_n = 0.474 \div 0.644$
${}^{13}\text{Be}$	$S_n = -0.510 \pm 0.010$	${}^{14}_{\Lambda}\text{Be}$	$0.30 \div 0.33$	$S_n = -0.210 \div -0.180$
${}^{16}\text{B}$	$S_n = -0.083 \pm 0.015$	${}^{17}_{\Lambda}\text{B}$	$0.31 \div 0.39$	$S_n = 0.247 \div 0.307$
${}^{18}\text{B}$	$S_n = -0.005 \pm 0.005$	${}^{19}_{\Lambda}\text{B}$	$0.32 \div 0.38$	$S_n = 0.315 \div 0.385$
${}^8\text{C}$	$S_{2p} = -2.111 \pm 0.019$	${}^9_{\Lambda}\text{C}$	$1.13 \div 2.88$	$S_{2p} = -0.820 \div 0.735$
${}^{21}\text{C}$	$S_n = -0.070 \pm 0.640$	${}^{22}_{\Lambda}\text{C}$	$0.19 \div 0.38$	$S_n = 0.120 \div 0.310$
${}^{12}\text{O}$	$S_{2p} = -1.737 \pm 0.012$	${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$	$-0.35 \div 1.31$	$S_{2p} = -1.837 \div -0.507$
${}^{16}\text{F}$	$S_p = -0.531 \pm 0.005$	${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$	$0.37 \div 1.14$	$S_p = -0.166 \div 0.604$
${}^{16}\text{Ne}$	$S_{2p} = -1.401 \pm 0.020$	${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$	$0.73 \div 1.03$	$S_{2p} = -0.671 \div -0.371$
${}^{19}\text{Na}$	$S_p = -0.323 \pm 0.011$	${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$	$0.33 \div 0.36$	$S_p = 0.008 \div 0.038$
${}^{19}\text{Mg}$	$S_{2p} = -0.760 \pm 0.060$	${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$	$0.64 \div 0.72$	$S_{2p} = -0.110 \div 0.030$

Из рисунка 9 видно, что для ${}^{14}_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$ абсолютные значения $S_{xp/xn}$ существенно превышают соответствующие $\delta B_{\Lambda}^{xn/xp}$, что также подтверждает выводы о том, что данные гиперядра не связаны. Ядра, чьи значения $|S_{xp/xn}|$ лежат ниже дополненной энергии связи гиперядер $\delta B_{\Lambda}^{xn/xp}$ - связаны. О гиперядрах ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ можно также предположить, что они будут связанным.

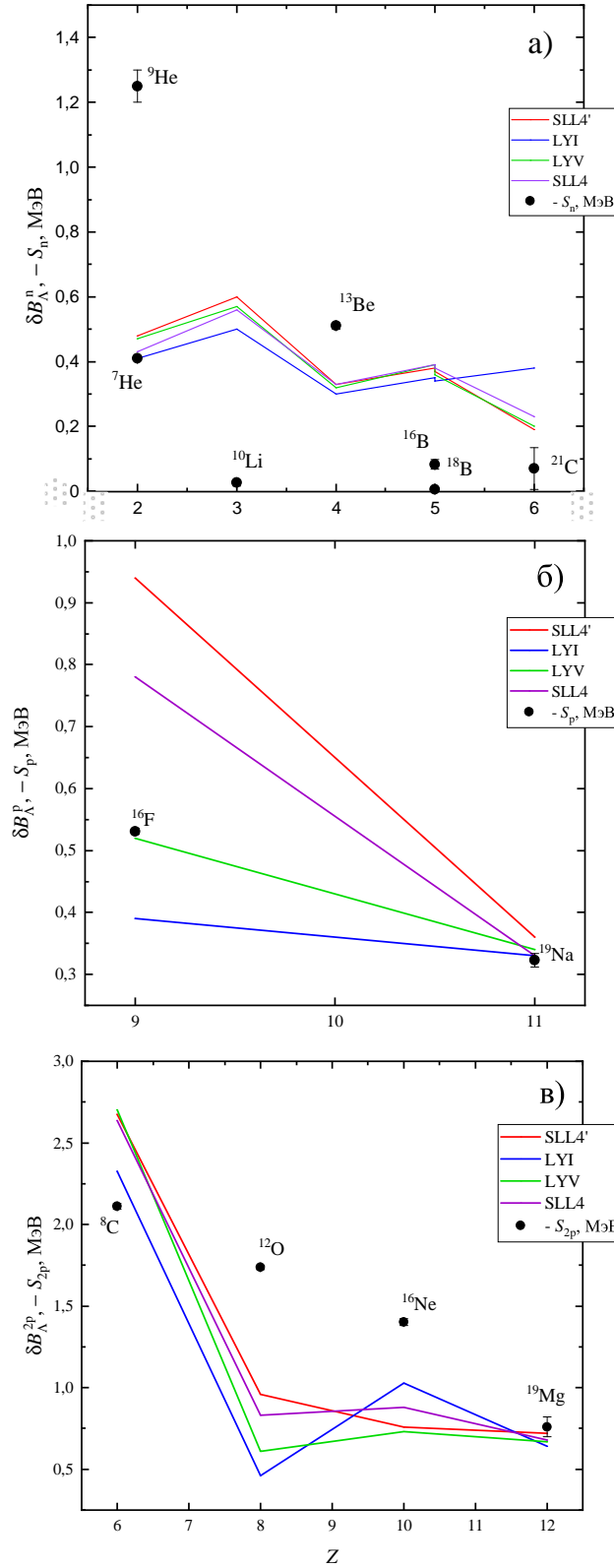


Рис. 9: Различия в дополнительной энергии связи $\Delta B_{\Lambda}^{xn/xp}$ в гиперядрах с несвязанным нуклонным остовом. Разные цветные линии соответствуют различным ΛN -взаимодействиям. Значения энергии отдаления одного нейтрона и одного/двух протонов $S_{xn/xp}$, взятые из [19], представлены на графике черными точками.

В работе рассмотрены гиперядра на границе протонной и нейтронной стабильности, у которых имеется несвязанный нуклонный остов — это гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{14}_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{19}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{22}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ 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.

Было обнаружено, что гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{19}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{22}_{\Lambda}\text{C}$ являются связанными. Исходя из полученных результатов (таблица 11) можно выдвинуть предположение, что гиперядра ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ так же являются связанными, а гиперядра ${}^{10}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{He}$, ${}^{14}_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ и ${}^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$ — не связаны.

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.
3. Jolos R. V., Majling L. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79, No. 6. P. 987.
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.
6. Davis D.H., Pniewsky J. // Contemp. Phys. 1986. 27. P. 91.
7. Wirth R., Roth R. // Physics Letters B. 2018. 779. P. 336.
8. Myo T., Hiyama E. // Phys. Rev. C. 2023. 107. 054302.
9. Zhou X.R., Polls A., Schulze H.J. et al. // Phys. Rev. C. 2008. 78. 054306.
10. Tretyakova T., Lanskoj D. // Eur. Phys. J, 1999, vol. A5, P. 391.
11. Lanskoj D., Sidorov S., Tretyakova T., // Eur. Phys. J, 2022, vol. A, 58:203.
12. Kornilova A., Sidorov S., Lanskoj D. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett., 2023, 20. P. 1142.
13. Rappold C., Lopez-Fidalgo J. // Phys. Rev. C. 2016. 94. 044616.
14. Botvina A., Bleicher M., Pochodzalla J. et al. // Eur. Phys. J. A. 2016. 52. P. 242.
15. Saito T. et al. // Nucl. Phys. A. 2016. 954. P. 199.
16. Gal A. // Phys. Lett. B, 2015, vol. 744, P. 352.
17. Achenbach P. // Few-Body Syst, 2017, vol. 58, P. 1.
18. Botta E., Bressani T., Felicielo A. // Nucl. Phys. A, 2017, vol. 960, P. 165.

19. Wang M. et al // Chinese Phys. C 45, 2021, 030003.
20. Gal A., Hungerford E., Millener D. //Rev. Mod. Phys. 88, 2016, 035004.
21. Аникеенко О., Еремин В. //учеб. – метод. пособие, ун-т, 2019, С. 30.
22. Vautherin D., Brink D. // Phys. Rev. C 5, 1972, P. 626.
23. Rayet M. // Nucl. Phys. A. 367, 1981, P. 381.
24. Brueckner K., Gammel J., Weitzner H. // Phys. Rev. 110, 1958, P. 431.
25. Brueckner K., Lockett A., Rotenberg M. // ibid. 121, 1961, P. 255.
26. Nemeth J., Vautherin J. // Phys. Letters 32B, 1970, P. 561.
27. Negele J. // Phys. Rev. C 1, 1970, P. 1260.
28. Banerjee P., Sprung D. // Nucl. Phys. A168, 1971, P. 273.
29. Campi X., Sprung D., to be published.
30. Brink D., Boeker E. // Nucl. Phys. 91, 1967, P. 1.
31. Volkov A. // Nucl. Phys. 74, 1965, P. 33.
32. Nestor C., Davies K., Krieger S., Baranger M. // Nucl. Phys. A113, 1968, P. 14.
33. Pearson J., Saunier G. // Phys. Rev. 173, 1968, P. 991.
34. Saunier G., Pearson J., Phys. Rev. C 1, 1970, P. 1353.
35. Moszkowski S. // Phys. Rev. C 2, 1970, P. 402.
36. Skyrme T. // Phil. Mag. 1, 1956, P. 1043.
37. Rayet M. // Ann. of Phys. 102, 1976, P. 226.
38. Schulze H., Hiyama E. // Phys. Rev. C, 2014, vol. 90, 047301.
39. Lansky D., Yamamoto Y. // Phys. Rev. C, 1997, vol. 55, P. 2330.
40. Zhang Y., Sagawa H., Hiyama E. // Phys. Rev. C, 2021, vol. 103, 034321.
41. Yamamoto Y., Bando H., Zofka J. // Progr. Theor. Phys., 1988, vol. 80, P. 757.

42. Chabanat E. et al. // Nucl. Phys. A, 1998, vol. 635, P. 231.
43. Bartel J. et al. // Nucl. Phys. A, 1982, vol. 386, P. 79.
44. Beiner M. et al. // Nucl. Phys. A, 1975, vol. 238, P. 29.
45. Chabanat E., Bonche P., Haense l. et al. // Nucl. Phys. A. 635, 1998, P. 231.
46. Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al. // Nucl. Phys. A. 627, 1997, P. 710.