

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. М. В.
ЛОМОНОСОВА

Курсовая работа на тему:
«Цепочки изотопов кремния и серы: от стабильных изотопов до границ
протонной и нейтронной стабильности»

Выполнила работу
Студентка 218 группы
Васильева П. Ф.
Проверил преподаватель:
с.н.с., к. ф.-м. н.
Т.Ю. Третьякова

Москва

2020

Оглавление

Введение.....	3
Роль кремния и серы в астрофизике.....	4
NZ-диаграмма.....	6
Оболочечная модель ядра.....	9
Структура стабильных изотопов Si и S	13
Реакции срыва и подхвата	16
Результаты анализа экспериментальных данных	21
Заключение	24
Список литературы	25
Приложение	26
Таблицы 1. Спектроскопический фактор для ядер ^{34}S , ^{32}S	28
Таблицы 2. Одночастичные энергии и числа заполнения для нуклонов s-d оболочки.	30
Таблица 3. Список статей с расшифровками.	33

Введение

С самого зарождения человечества из поколения в поколение передавались все новые и новые знания, опыт, которые кажутся такими очевидными, как будто совсем не может быть иначе. Но чем больше человечество существовало, тем быстрее понимало, что истины ломаются и с очень высокой скоростью.

Так, к началу XX-го века люди только догадывались, что может быть что-то дальше. Но с этого момента все изменилось и появилась четкая и полностью самостоятельная ветвь физики – ядерная физика. Она перевернула понятия человечества об окружающем его мире. Обычные законы, устоявшиеся и подтвержденные уже на протяжении многих столетий, перестали работать. Выход был только один – открывать и придумывать все новые и новые законы, которые смогли бы помочь объяснить суть окружающего мира.

В начале XXI-го века человечество не стояло на месте. Знаний накопилось к тому моменту уже столько, что почти невозможно представить весь этот объем хотя бы мысленно, не говоря уже материально. Рывок, который произошел в 20-ом столетии, во многом обусловлен развитием ядерной физики, потому что человеку хотелось знать больше, узнать, что находится глубже, дальше, за пределами того, что можно увидеть.

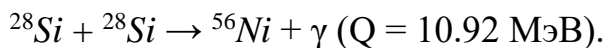
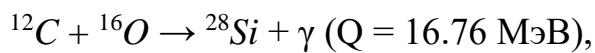
И вот, подходит к концу уже второе десятилетие XXI века. На данный момент основное внимание физиков-ядерщиков приковано в основном к области тяжелых и сверх тяжелых ядер. Эта область относительная золотая жила, где-то там может быть спрятан ключ к источнику вечной энергии или же новый элемент, который позволит нам делать невероятные вещи. Но как выяснилось, мы далеко не все знаем о достаточно распространенных элементах, таких как сера и кремний. Основная задача данной работы показать, что мы знаем далеко не все даже об этих ядрах.

Роль кремния и серы в астрофизике

Рассматриваемые в данной работе элементы играют важную роль в нуклеосинтезе сверхновых звезд. Для начала дадим определение сверхновой звезды.

Сверхновые звезды – это массивные звезды, светимость которых внезапно увеличивается до огромной величины, а затем постепенно спадает.[1] Обычно говорят о двух типах сверхновых звезд, различающихся спадом кривой светимости.

В образовании звезд первого типа светимости одну из основных ролей играет кремний:



При взрывном горении кремния в оболочке сверхновой вне коллапсирующего ядра, но в непосредственной близости от него в основном образуется радиоактивный изотоп ^{56}Ni . Далее е-захват приводит к образованию ядра ^{56}Co преимущественно в возбужденном состоянии с энергией 1.72 МэВ с последующим переходом в основное состояние и испусканием каскада γ -квантов с энергиями от 0.163 МэВ до 1.56 МэВ. Кривые светимости сверхновых I-го типа

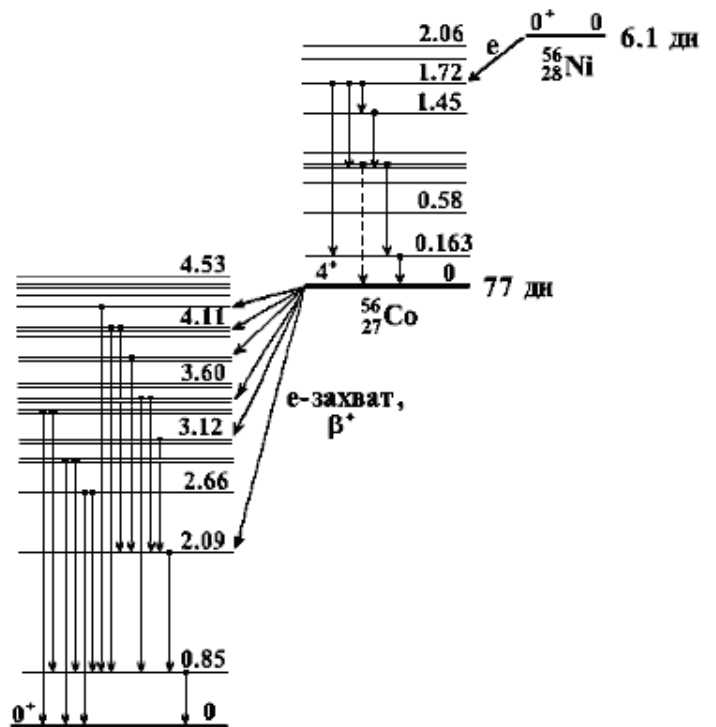


Рис. 1. Схема β - и γ -переходов в цепочке $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Справа над уровнем указана энергия возбуждения ядра в МэВ. Для основных состояний указаны спины, четности и периоды полураспада.

определяются в значительной степени свойствами цепочки распадов $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. (см. рис. 1)

Анализ спектров γ -квантов мог бы дать важную информацию о динамике сверхновых. В частности, наблюдение γ -квантов от распада ^{56}Ni позволяет оценить размер взрывающейся оболочки и скорость выброса вещества. Наблюдение линий от ^{56}Co позволяет понять динамику механизма взрыва. Относительные интенсивности линий от ^{56}Ni и ^{56}Co позволяют оценить длительность вспышки и время прекращения взрывного синтеза.

В образовании звезд второго типа светимости играют роль оба рассматриваемые в данной работе элемента. Si и S входят в основной состав звезд второго типа, но далеко не все изотопы. Ниже приведена таблица нахождения этих элементов в звездах.

Таблица 1. Диапазон масс изотопов серы и кремния, входящих в состав сверхновых звезд 2-го типа светимости.

Z	Элементы	A_{\min}	A_{\max}
14	Si	27	31
16	S	31	37

Из таблицы 1 видно, что в состав элементов, учитываемых в расчетах эволюции сверхновых II-го типа, входят изотопы наиболее близкие к линии стабильности.

Таким образом, можно сделать обоснованный вывод, что Si и S играют неотъемлемую роль в нуклеосинтезе звезд.

NZ-диаграмма

В природе существует и искусственно получено большое число ядер с различными Z (числом протонов) и A (массой ядра). Диапазон изменений Z и A для известных ядер соответственно 1–118 и 1–294.[2] Всего известно около 3000 нуклидов, т.е. ядерный мир значительно богаче мира химических элементов (атомов). Среди необычных искусственно полученных изотопов, такие, как ${}^{28}_{16}\text{S}$, ${}^{47}_{16}\text{S}$ и ${}^{24}_{14}\text{Si}$, ${}^{38}_{14}\text{Si}$. Условно все известные ядра можно разделить на 2 группы:

1. *Стабильные и долгоживущие* (всего их 285). Долгоживущими принято считать нуклиды с периодом полураспада $T_{1/2} > 5 \cdot 10^8$ лет, что обеспечивает ненулевое процентное содержание этих нуклидов в естественной смеси изотопов;
2. *Радиоактивные* (их около 2700). Для этой категории $T_{1/2} < 5 \cdot 10^8$ лет.

На рис. 2. приведена полная NZ-диаграмма стабильных и долгоживущих ядер. Каждому такому ядру соответствует точка на плоскости с осями N (число нейтронов, $A-Z$) и Z и совокупность этих точек образует узкую полосу, называемую линией или дорожкой стабильности. Лёгкие стабильные ядра следуют линии $N=Z$, а для тяжёлых стабильных ядер $N > Z$.

Добавляя к ядрам, расположенным на линии стабильности, последовательно 1, 2, 3 и более нейтронов, мы будем получать их всё более тяжёлые изотопы и, смещаясь от дорожки стабильности вправо, окажемся в области нейтроноизбыточных ядер. Аналогично, добавляя к стабильным ядрам последовательно 1, 2, 3, ... протона, мы будем «уходить» из области стабильности вертикально вверх, в область протоноизбыточных ядер.

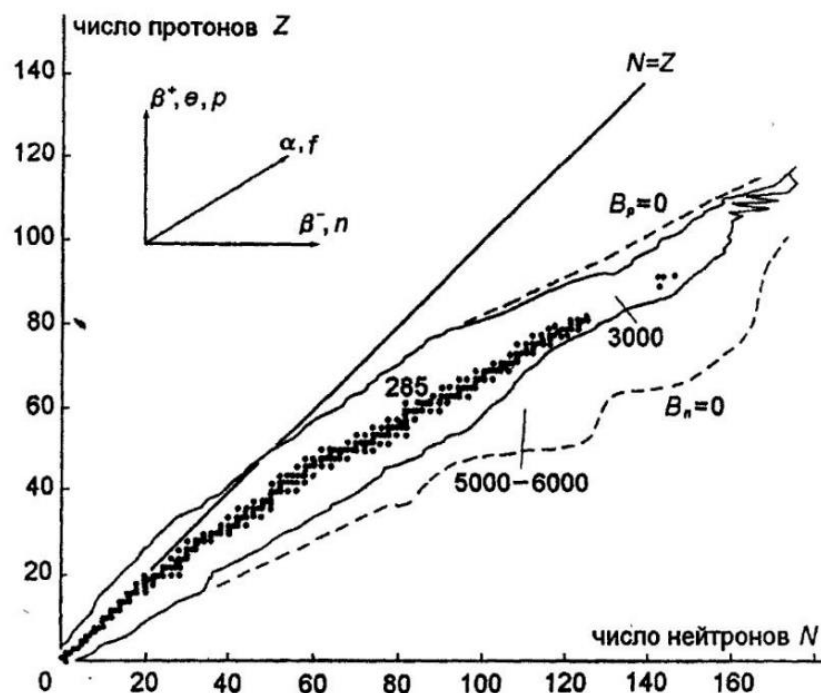


Рис. 2. NZ-диаграмма для всех существующих ядер.

Сплошная извилистая линия на NZ-диаграмме ограничивает область известных нуклидов (их около 3000) с учётом ≈ 2700 радиоактивных. Пунктиром же показаны линии, вдоль которых энергия отделения протона (V_p) или нейтрона (V_n) от ядра равна нулю. $V_n = V_p = 0$ отвечает ситуация, когда добавляемый к ядру очередной нуклон уже не захватывается им и не образует нового более тяжёлого ядра. Т.е. вне линий $V_n = 0$ и $V_p = 0$ ядро существовать не может.

Между линиями $V_n = 0$ и $V_p = 0$, где расположена область нуклидов с энергиями отделения нуклона больше 0, по оценкам может быть 5000 – 6000 ядер. Можно заметить, что линия $V_n = 0$ смыкается со сплошной линией в области $N < 40$ и $Z < 20$, где фактически и начинается примерно область, которая нас интересует. Это означает, что в данной области практически достигнута граница возможных нейтроноизбыточных ядер. Протоноизбыточные ядра изучены значительно лучше. Линия $V_p = 0$ смыкается со сплошной линией уже при $N < 90$ и $Z < 80$.

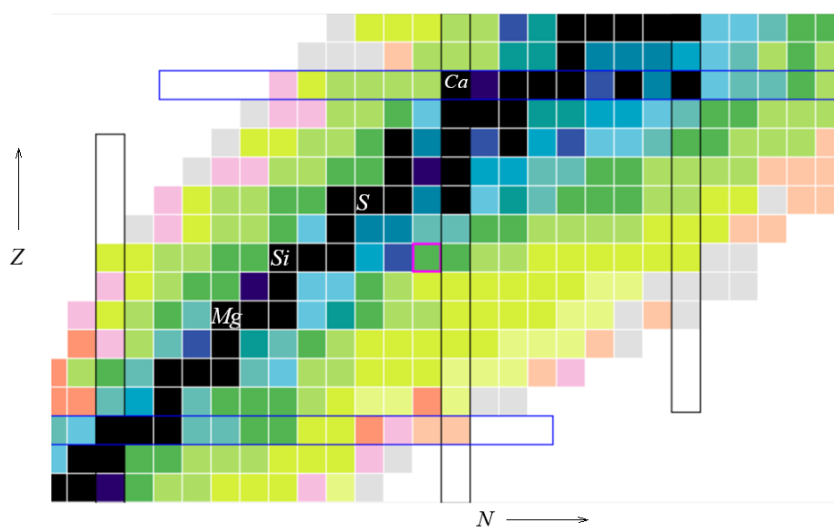


Рис. 3. NZ-диаграмма в области исследуемых ядер.

Как можно сделать вывод из выше сказанного, сера и кремний находятся в области наиболее изученных ядер. На рис. 3. показан увеличенный фрагмент диаграммы, чтобы можно было более четко проследить местоположение интересующих нас ядер. На данный момент для ядра серы уже получено 23 изотопа, а для кремния 22 изотопа, и если судить по приближенной NZ-диаграмме, то можно сделать вывод, что, возможно, существуют еще протоноизбыточные и нейтроноизбыточные ядра, так как серыми клетками, после которых идут розовые клетки чуть более стабильных изотопов, на диаграмме обозначаются ядра, у которых энергия отделения нуклона настолько мала, что протон или нейтрон просто фактически отваливается от ядра.

Оболочечная модель ядра

Характеристики изотопов в области среднетяжелых ядер наилучшим образом описываются оболочечной моделью ядра. Данная модель объясняет свойства возбужденных состояний ядер и особую стабильность магических ядер, когда Z или N (или оба числа) равны одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Магические же числа являются одной из главных причин ввода оболочечной модели, так как они свидетельствуют, что у ядер так же, как у атомов, существуют оболочки [3].

Модель оболочек основана на предположении, что теоретическое описание ядра в основном и возбужденных состояниях может быть получено путем решения уравнения Шредингера:

$$\hat{H}\Psi_i = E_i\Psi_i; \hat{H} = \hat{T} + \hat{V}, \quad (1)$$

где E_i – энергии ядерных состояний, \hat{H} – полный ядерный гамильтониан, Ψ_i – волновая функция нуклона с энергией E_i , \hat{T} и \hat{V} – операторы кинетической и потенциальной энергии соответственно.

В простейших моделях сферических ядер потенциал $V(r)$ выбирают в виде потенциала трехмерного гармонического осциллятора, либо прямоугольной потенциальной ямы. (см. рис. 4)

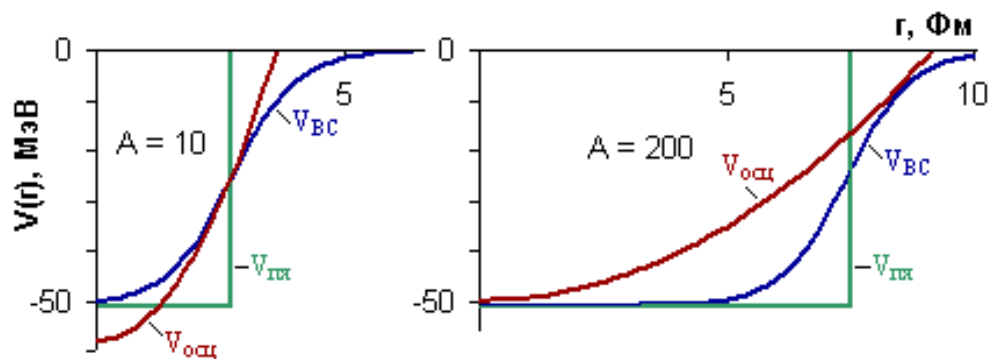


Рис. 4. Осцилляторный потенциал, прямоугольная потенциальная яма и потенциал Вудса-Саксона. Видно, что в легких ядрах реалистический потенциал лучше воспроизводится осцилляторным, а в тяжелых - прямоугольной потенциальной ямой.

Осцилляторный потенциал можно записать в виде

$$V_{\text{осц}}(r) = V_0 + \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2, \quad (2)$$

где μ – приведенная масса нуклона, ω – осцилляторная частота ($\hbar\omega \approx 41A^{-\frac{1}{3}}$), $V_0 \approx 50$ МэВ. Для потенциала гармонического осциллятора спектр энергетических уровней равноудаленный и имеет следующий вид:

$$E_i = E_N = \hbar\omega(N + \frac{3}{2}), \quad (3)$$

где $N = 2n + 1$ – осцилляторное главное квантовое число, n – радиальное квантовое число (число узлов функции, кроме нуля), l – орбитальное квантовое число.

Потенциал прямоугольной потенциальной ямы

$$V_{\text{пя}}(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (4)$$

где V_0 – глубина потенциала, $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ – радиус ядра, r_0 – некая постоянная (на данный момент точно не определена). Реалистический потенциал (см. рис. N):

$$V_{B-C}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp(r - R/a)} \quad (5)$$

где a – параметр, характеризующий размытие края потенциала.

Потенциал Вудса-Саксона представляет нечто среднее между осцилляторным потенциалом и потенциалом прямоугольной ямы. В потенциале Вудса-Саксона снимаются вырождения, свойственные гармоническому осциллятору. Однако реалистический потенциал, так же как и осцилляторный потенциал, не в состоянии объяснить наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов.

Чтобы наблюдать магические числа, было добавлено к центрально-симметричному потенциалу $V(r)$ спин-орбитальное взаимодействие.

$$V_{ls}(r) = f(r)\vec{l}\vec{s} \quad (6)$$

Спин-орбитальное взаимодействие подтверждается оболочечной моделью и приводит к расщеплению уровня с данным значением l на два состояния: $l+1/2$ и $l-1/2$.

При этом состояние с $l+1/2$ смещается вниз по энергии, а состояние с $l-1/2$ - вверх. Уровни с большими значениями орбитального момента $l > 3$ сильно смещаясь вниз по энергии оказываются среди уровней предыдущей оболочки, что позволяет правильно воспроизвести магические числа.

Для протонов в самосогласованный потенциал должен быть включен также кулоновский потенциал.

$$V_{\text{кул}}(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], & r < R; \\ \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R. \end{cases} \quad (7)$$

Как и в атоме, для описания состояния нуклонов пользуются квантовыми числами. Оболочечный уровень нуклона в ядре обозначается: $1d_{5/2}$, т.е. $n = 1, l = 2$, полный момент $j = l + s = 5/2$; $(2j + 1)$ нуклонов на каждом уровне.

В оболочечной модели спин ядра складывается из суммы спинов и орбитальных моментов отдельных нуклонов. Принцип Паули и специфика ядерного взаимодействия приводят к тому, что все четно-четные ядра имеют полный момент (спин) равный 0. Четность ядерного состояния определяется произведением внутренних четностей нуклонов на четности волновых функций, описывающих движение нуклонов относительно общего центра

инерции. Внутренняя четность нуклонов принята положительной. Четности ядерного состояния определяется соотношением:

$$P = (-1)^{\sum_{i=1}^A l_i} \quad (8)$$

где l_i – орбитальный момент i -го нуклона.

Оболочечная модель во многих случаях хорошо воспроизводит экспериментальные значения спинов и четностей, средние времена жизни β -радиоактивных ядер, объясняет распределение ядер изомеров.

Также модель описывает, каким образом происходит заполнение ядерных оболочек. Величина магнитного момента μ служит для проверки заполнения оболочек:

$$\mu_n = \begin{cases} -1.97\mu_\pi, & J = l + \frac{1}{2} \\ \frac{1.97}{J+1}J\mu_\pi, & J = l - \frac{1}{2} \end{cases}$$

$$\mu_p = \begin{cases} (J + 2.29)\mu_\pi, & J = l + \frac{1}{2} \\ \left(J - \frac{2.29}{J+1}\right)\mu_\pi, & J = l - \frac{1}{2} \end{cases}$$

Сравнение $\mu_{\text{эксп}}$ и $\mu_{\text{теор}}$ свидетельствует о справедливости предложенной модели. Спин и магнитный момент ядра определяются непарным нуклоном, находящимся в данном состоянии.

Данная модель не объясняет существование деформированных ядер. Для объяснения существования деформированных ядер используются значения квадрупольных электрических моментов и обобщенная модель ядра.

Структура стабильных изотопов Si и S

В данном разделе мы более подробно рассмотрим структуру стабильных изотопов серы (${}_{16}\text{S}$) и кремния (${}_{14}\text{Si}$).

В таблице 1 показано подуровневое распределение нуклонов в стабильных ядрах серы и кремния. С помощью данной таблицы можно сделать вывод, что все первые 5 оболочек в стабильных ядрах серы заполнены полностью. Все эти изотопы встречаются в природе: ${}^{32}\text{S}$ (95,02 %), ${}^{33}\text{S}$ (0,75 %), ${}^{34}\text{S}$ (4,21 %), ${}^{36}\text{S}$ (0,02 %) [4]. Аналогичная ситуация и для кремния, только в данном случае заполнены уже первые 4 оболочки. Распространение кремния в природе: ${}^{28}\text{Si}$ (92,23 %), ${}^{29}\text{Si}$ (4,67 %) и ${}^{30}\text{Si}$ (3,10 %) [5]. Также, можно отдельно заметить, что наиболее часто встречающиеся изотоп серы ${}^{32}_{16}\text{S}$ и изотоп кремния ${}^{28}_{14}\text{Si}$ являются ядрами, у которых $N=Z$. В области легких и среднетяжелых ядер, подобные ядра проявляют наибольшую стабильность и распространенность.

Таблица 2. Распределение нуклонов по оболочкам рассматриваемых элементов.

Ядро	Спин	Конфигурация основных состояний
${}^{28}\text{Si}$	0	$(1s_{1/2}^4)(1p_{3/2}^8)(1p_{1/2}^4)(1d_{5/2}^{12})$
${}^{29}\text{Si}$	1/2	$(1s_{1/2}^4)(1p_{3/2}^8)(1p_{1/2}^4)(1d_{5/2}^{12})(2s_{1/2}^1)_n$
${}^{30}\text{Si}$	0	$(1s_{1/2}^4)(1p_{3/2}^8)(1p_{1/2}^4)(1d_{5/2}^{12})(2s_{1/2}^2)_n$
${}^{32}\text{S}$	0	$(1s_{1/2}^4)(1p_{3/2}^8)(1p_{1/2}^4)(1d_{5/2}^{12})(2s_{1/2}^4)$
${}^{33}\text{S}$	3/2	$(1s_{1/2}^4)(1p_{3/2}^8)(1p_{1/2}^4)(1d_{5/2}^{12})(2s_{1/2}^4)(1d_{3/2}^1)_n$
${}^{34}\text{S}$	0	$(1s_{1/2}^4)(1p_{3/2}^8)(1p_{1/2}^4)(1d_{5/2}^{12})(2s_{1/2}^4)(1d_{3/2}^2)_n$
${}^{36}\text{S}$	0	$(1s_{1/2}^4)(1p_{3/2}^8)(1p_{1/2}^4)(1d_{5/2}^{12})(2s_{1/2}^4)(1d_{3/2}^4)_n$

Также, можно определить спин-четности всех стабильных ядер. Так как у изотопов ${}^{32}_{16}\text{S}$, ${}^{34}_{16}\text{S}$, ${}^{36}_{16}\text{S}$, ${}^{28}_{14}\text{Si}$, ${}^{30}_{14}\text{Si}$ нет неспаренных нуклонов, то их спин-

четность равна 0^+ , в то время как у ядра ${}^{33}_{16}\text{S}$ есть один неспаренный нуклон на последнем уровне, и его спин-четность равна $3/2^+$, а у ядра ${}^{29}_{14}\text{Si}$ спин-четность равна $1/2^+$.

Ниже на графиках изображены зависимость энергии первого возбуждения с $J^P=2^+$ ($E(2^+)$) от числа нейтронов (рис. 5) и зависимость энергии отделения нуклонов (B_n и B_p) от ядра серы от числа нейтронов (рис. 6).

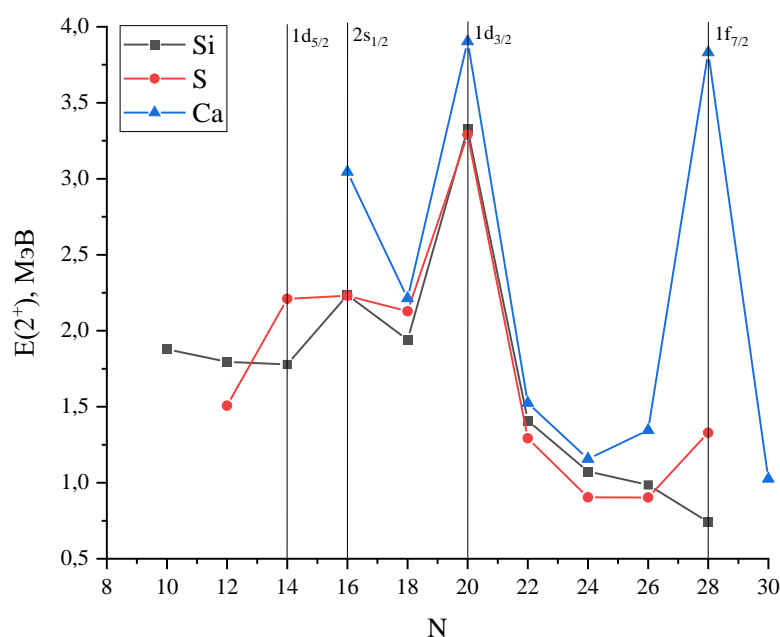


Рис. 5. Зависимость энергии $E(2^+)$ от количества нейтронов для четно-четных изотопов кремния, серы и кальция.

Для начала рассмотрим подробнее рисунок 5. На нем изображена зависимость для интересующих нас серы и кремния и зависимость для кальция, как дважды магического числа в основном состоянии. Вертикальные полосы показывают границы оболочек в ядрах. Можно проследить достаточно яркую зависимость энергии от смены оболочки и от магических чисел (“магичность” для Si и S прослеживается при $N=20$). На границах оболочек ($2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$) прослеживаются всплески энергии, которые объясняются оболочечной моделью строения ядра, описанной выше.

При рассмотрении зависимости энергий отделения нуклонов от числа нейтрона в изотопах ядра серы (рис. 6, справа) и изотопах ядра кремния (рис. 6, слева) можно проследить, что энергия отделения протона почти не зависит ни от смены оболочечки, ни от магических чисел. Единственный “серьезный” скачек энергии на графике для серы прослеживается при $N=16$, когда число протонов в ядре равно числу нейтронов (в донном случае говорится об изотопе ${}^{32}_{16}\text{S}$, описанном ранее). Для кремния аналогично, наибольший скачек прослеживается при $N=14$, когда число протонов равно числу нейтронов (${}^{28}_{14}\text{Si}$).

В то время, как энергия отделения протона почти не испытывает скачков, энергия отделения нейтрона реагирует как на четность ядра, так и на оболочку. На графике между оболочками можно провести примерные прямые, благодаря которым можно увидеть определенные, почти линейные, зависимости. Такое поведение нуклонов объясняется капельной моделью ядра и формулой Вайцеккера.

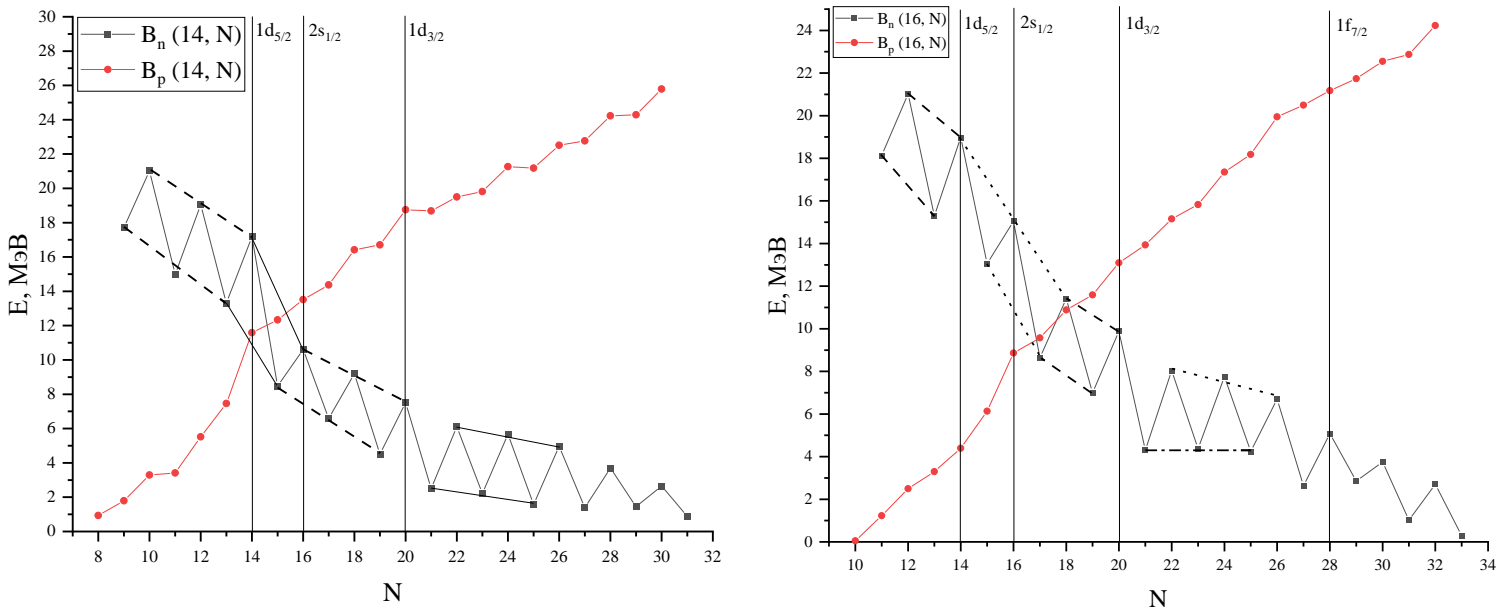


Рис. 6. Зависимость энергии отделения нуклонов (B_n и B_p) от ядер изотопов кремния (слева) и ядер изотопов серы (справа).

Реакции срыва и подхвата

Заселенности и энергии одночастичных состояний являются важнейшими параметрами оболочечной структуры ядер. Их можно определить из спектроскопических факторов, получаемых из реакций срыва и подхвата нуклонов. В ходе таких реакций ускоренный нуклон или легкое атомное ядро пролетает вблизи исследуемого ядра с массовым числом A и обменивается с ним нуклоном. Если ядро A срывает нуклон с пролетающей частицы и присоединяет его к себе, образуя ядро с массовым числом $A+1$, такая реакция называется реакцией срыва. Если пролетающая частица подхватывает нуклон - отнимает его у ядра A , превращая его в ядро с массовым числом $A-1$, и, преобразуясь в частицу большей массы, уносит этот нуклон, такая реакция называется реакцией подхвата (см. рис.7).

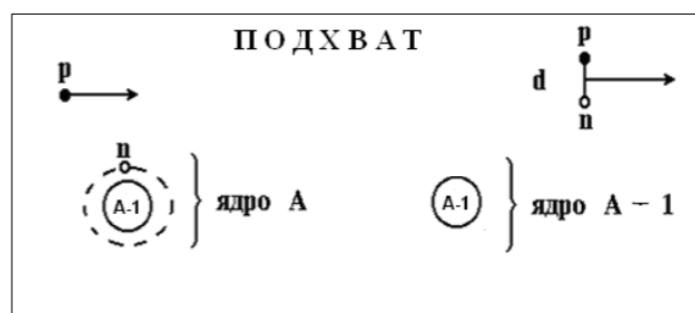
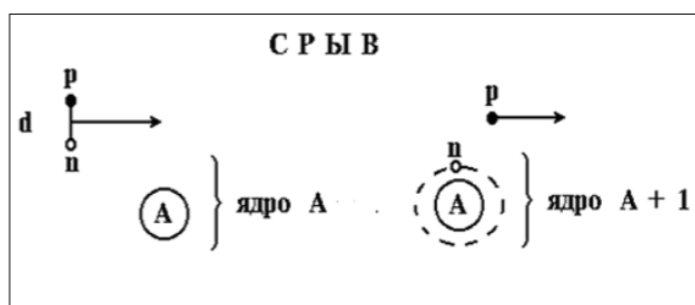


Рис.7. а) схема реакции (d,p) срыва нейтрона; б) схема реакции (p,d) подхвата нейтрона на ядре A .

Основными реакциями подхвата являются реакции (p,d) , $(d,{}^3\text{He})$, (t,α) , $({}^3\text{He},\alpha)$, (d,t) , а срыва – реакции (d,p) , $({}^3\text{He},d)$, $(\alpha,{}^3\text{He})$, (t,d) , (d,n) . Наиболее распространенным и хорошо развитым методом анализа данных реакций по

срыву и подхвату нуклонов является Борновское приближение искаженных волн (DWBA) [6]. Его использование позволяет факторизовать сечение реакции и выделить множитель – спектроскопический фактор, характеризующий внутреннюю структуру ядер, участвующих в реакции. С точностью до множителей спектроскопические факторы равны спектроскопическим силам.

Рассмотрим для определенности реакцию срыва $A(a,b)B^*$, при котором ядру A передается некоторый нуклон x и образуется ядро B в основном или возбужденном состоянии. Предположения DWBA модели в этом случае будут заключаться в следующем:

1. Основные процессы, имеющие место, это рассеяние точечных частиц a и b во входном и выходном каналах, описываемое с помощью оптической модели, и передача нуклона x от частицы a к ядру A .
2. Передача нуклона x от частицы a к ядру A протекает одноступенчато.
3. Нуклон x передается на одночастичное состояние, волновая функция которого может быть рассчитана с помощью некоторого потенциала (например, Вудса-Саксона).

В результате сечение такой реакции факторизуется:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_i}(l, j, \theta) = NS_i^+(l, j)\sigma_{DWBA}(l, \theta) \quad (9)$$

где $\sigma_{DWBA}(l, \theta)$ – рассчитываемое теоретическое сечение, N – численный множитель, описывающий разделение частицы a на b и x , и пропорциональный квадрату соответствующего интеграла перекрытия волновых функций, также рассчитываемый теоретически, $S_i^+(l, j)$ – искомая спектроскопическая сила конечного состояния “ i ” ядра B .

При этом угловые моменты состояний ядер A и B^* связаны через полный момент j переданного нуклона x

$$J_{B^*} = J_A + j, \quad (10)$$

где

$$j = l + s, \quad (11)$$

l – орбитальный, s – спиновый моменты переданного нуклона x .

Спектроскопическая сила с точностью до множителей, зависящих от J_{B^*} , J_A , равна спектроскопическому фактору.

Одной из самых главных особенностей реакций однонуклонный передач является характерная зависимость формы рассчитываемого сечения $\sigma_{DWBA}(\theta)$ от переданного орбитального момента l . По близости полученной кривой $\sigma_{EXP}(\theta)$ к характерной форме $\sigma_{DWBA}(\theta)$ определяется квантовое число l – величина переданного в эксперименте орбитального момента. Далее спектроскопическая сила $S_i^+(l, j)$, определяется как множитель, согласующий кривые $\sigma_{DWBA}(\theta)$ и $\sigma_{EXP}(\theta)$ по абсолютной величине (при фиксированном N).

Форма сечения $\sigma_{DWBA}(\theta)$ мало чувствительна к величине полного переданного момента j . Эксперименты срыва и подхвата, если они не захватывают больших углов рассеяния при большой точности измерений или не проводятся с поляризованными частицами, не дают возможности определять полный момент j переданного нуклона.

Спектроскопическая сила $S_i^+(l, j)$ отражает вероятность того, что нуклон x может занять одну из одночастичных орбит ядра A с тем, чтобы получилось ядро B^* в конечном состоянии “ i ”. Поэтому сумма по всем состояниям “ i ” спектроскопических сил передачи нуклона x с фиксированными l, j , должна быть пропорциональна числу свободных мест (вакансий) на подоболочке (n, l, j) ядра A . Такая сумма, если используется нормировка (11), равна числу вакансий на соответствующей подоболочке

$$S^+(l, j) \equiv \sum_i S_i^+(l, j) = \langle X_{nlj}^1 \rangle \quad (12)$$

В случае реакции подхвата аналогично. В этом случае суммарная спектроскопическая сила, также определяемая посредством формулы (9), равна числу частиц на соответствующей подболочке:

$$S^-(l, j) \equiv \sum_i S_i^-(l, j) = \langle X_{nlj}^1 \rangle \quad (13)$$

Сложив формулы (12) и (13), получим правило сумм, описывающее максимально возможное число частиц на подболочке (n, l, j) :

$$S^+(l, j) + S^-(l, j) = 2j + 1. \quad (14)$$

Под подболочками в данной работе понимаются одночастичные состояния, на которые (с которых) происходит передача нуклона в ходе реакций. Величина $2j+1$ является степенью вырождения состояний в любом сферически-симметричном потенциале. Равенство (14) может быть получено без модельных предположений, исходя только из формального определения спектроскопических факторов и предположения полноты квантомеханических соотношений для ядра. Это позволяет произвести оценку точности «оболочечных» правил сумм (14).

$$S^+(l, j) + S^-(l, j) + S^+(j_c) = 2j + 1 + O(1/A), \quad (15)$$

где $S^+(j_c)$ – переходы в области непрерывного спектра, A – массовое число ядра.

Данные экспериментов однонуклонной передачи являются очень ценным источником информации о структуре атомных ядер. Они дают возможность определять количество нуклонов на подболочках исследуемого ядра и их энергии. Их использование при этом позволяет учесть фрагментацию спектроскопической силы при ее распределении по различным состояниям ядра.

Определение энергий подоболочек, с помощью результатов экспериментов однонуклонных передач, происходит следующим образом [7]:

$$E_{nlj} = \frac{G_{nlj}^+ E_{nlj}^+ + G_{nlj}^- E_{nlj}^-}{G_{nlj}^+ + G_{nlj}^-}, \quad (16)$$

где $G_i^\pm(l, j)$ – спектроскопическая сила срыва (+) или подхвата (-), E_{nlj}^\pm – энергии одночастичных состояний в случае срыва (+) или подхвата (-):

$$G^+(l, j) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 S^+, \quad E_{nlj}^+ = -B_p(N, Z + 1) + C_{nlj}^+,$$

$$G^-(l, j) = C^2 S^-, \quad E_{nlj}^- = -B_p(N, Z) - C_{nlj}^-,$$

где C^2 – квадрат изоспинового коэффициента Клебша-Гордона, S^+ и S^- – спектроскопические факторы реакций срыва и подхвата соответственно, $B_p(N, Z)$ – энергия отделения протона от ядра, состоящего из N нейтронов и Z протонов,

$$C_{nlj}^\pm = \frac{\sum_i E_{nlj}^\pm(i) G_{nlj}^\pm(i)}{G_{nlj}^\pm} \quad (17)$$

– центроид распределения энергий возбужденных состояний с учетом соответствующих данных n, l, j спектроскопических факторов.

Результаты анализа экспериментальных данных

Экспериментальные данные о реакциях однонуклонных передач являются одним из самых главных источников информации о структуре атомных ядер. Они дают возможность определить количество нуклонов на подболочках исследуемого ядра и их энергии.

Но в любых экспериментах всегда есть достаточно серьезная доля ошибки. Рассмотрим эксперименты относительно количества нуклонов в ядре. На таблице 3 представлено сравнение экспериментальных данных для подхвата нейтрона, взятых из статей, с оболочечной моделью ядра для стабильного изотопа серы ${}^{34}_{16}\text{S}$. Первая строка – аббревиатуры статей, из которых взяты данные; вторая строка – при каких энергиях проводились эксперименты; строки 3-5 показывают соответствие с представлениями оболочечной модели ядра; шестая строка представляет собой сумму по всем результатам для уровней, которые нас интересуют; седьмая строка необходима, чтобы узнать расхождение с оболочечной моделью, представленной в последнем столбце.

Таблица 3. Спектроскопический фактор для ядра ${}^{34}\text{S}$ (подхват нейтрона).

	neutron	pickup			
1		Kh88	Mo75	Le70	Shell model
2	E, MeV	52 MeV	35 MeV	12 MeV	
3	1d5/2	7,21	2,53	1,68	6
4	2s1/2	1,51	1,403	1,17	2
5	1d3/2	3,17	2,41	2,21	2
6	Σ	11,89	6,343	5,06	10
7	разница между результатами и ожиданиями	1,89	3,66	4,94	

Исходя из данной таблицы, можно сделать вывод, что данные эксперимента Kh88 лучше согласуются с оболочечной моделью, которая была взята, как образец. Но опять же, исходя из этих данных, можно увидеть, что разница, особенно в эксперименте Le70, достаточно большая. Из этого можно сделать вывод, что необходимы новые эксперименты в данной области с более

продвинутым оборудованием и расчетами. Представленные в таблице 3 эксперименты основные для $^{34}_{16}\text{S}$ и имеют достаточно высокую цитируемость, но данные по ним устарели.

Схожая ситуация и для подхвата протона для того же изотопа ядра серы (таблица 4). Скорее всего, такое расхождение связано с условиями экспериментов и нормировкой данных. при обработке экспериментальных данных выбор нормировки представляет сложный вопрос, поэтому эффективным методом является совместный анализ данных реакций срыва и подхвата с использованием перенормировки. Результаты реакций срыва приведены в приложении.

Таблица 4. Спектроскопический фактор для ядра ^{34}S (подхват протона).

1	proton	pickup			
		Be68	Th84	Kh88	Shell model
2	E, MeV	11 MeV	25 MeV	52 MeV	
3	1d5/2	3,40	2,26	6,45	6
4	2s1/2	1,8	2,2	1,36	2
5	1d3/2	0,00	0,53	0,89	0
6	Σ	5,20	4,99	8,70	8
7	разница между результатами и ожиданиями	2,80	3,01	0,70	

Таблица 5 Одночастичные энергии и числа заполнения для нейтронов s-d оболочки $^{32}_{16}\text{S}$

neutron	SPE, MeV	OCC	SPE norm, MeV	OCC norm
Ve99 Mermaz1971_ver1_ve1				
1d5/2	-18,48	1,37	-18,35	0,99
2s1/2	-14,64	0,91	-14,17	0,70
1d3/2	-11,10	0,24	-10,61	0,26
Bh72 Mermaz1971_ver1_ve1				
1d5/2	-18,45	0,95	-18,62	1,00
2s1/2	-13,90	0,63	-14,51	0,68
1d3/2	-9,99	0,12	-10,38	0,23
Ko68 Mermaz1971_ver1_ve1				
1d5/2	-17,61	0,92	-17,83	1,00
2s1/2	-12,28	0,60	-12,91	0,68
1d3/2	-9,98	0,12	-10,50	0,24

Рассмотрим еще один набор экспериментальных данных. В таблице 5 представлены одночастичные энергии и числа заполнения для нуклонов на подоболочках s-d оболочки до и после нормировки для изотопа $^{32}_{16}\text{S}$. SPE – одночастичные энергии; OCC –

заселенности; norm – результаты после нормировки, проведенной с помощью программы SNTRA.

Как можно увидеть, энергия после нормировки в среднем изменилась на 0,5 МэВ. Такое изменение в энергии незначительно, однако, оно приводит к более ожидаемому заполнению подоболочек в теории одночастичной модели оболочек для подуровня $1d_{5/2}$, но в тоже время указывает на переоценку в этой модели числа частиц для $2s_{1/2}$. Заселённость для $1d_{3/2}$ изменилась слабо.

Расхождение эксперимента с теорией показывает, что необходимо проводить новые эксперименты, которые смогут подтвердить или опровергнуть данные 80-х годов прошлого столетия. А если данные подтвердятся, то расхождение нам показывает, что на том или ином уровне (оболочке) находится не то число нуклонов, которое мы ожидаем, значит нужно изобретать новые теории, которые смогут такое расхождение объяснить. Аналогичные таблицы из этого раздела представлены в приложении для изотопов $^{32}_{16}\text{S}$, $^{34}_{16}\text{S}$, $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{30}_{14}\text{Si}$. Список с расшифровками статей также представлен в приложении.

Заключение

Без кремния и серы не образовалась бы наша вселенная, планета и мы тоже. До сих пор мы не можем о них сказать полностью все. В данной работе были приведены характеристики стабильных изотопов с точки зрения оболочечной модели строения, их конфигурации. Были проведены сравнения между энергиями отделения и прослежена зависимость изменения энергии от смены оболочек.

Безусловно, данные элементы заслуживают гораздо более пристального внимания. Исходя из таблиц характеристик, которые представлены в приложении, можно сделать достаточно смелый вывод, что эти элементы не подходят под общие конфигурации и теории. Для них и им подобным необходимо строить новые теории и гипотезы, чтобы гораздо более точно описать их свойства и характеристики, что в свою очередь поможет продвинуться человечеству в суть вопроса образования Вселенной.

Также в приложении показаны дополнительные таблицы по срыву и подхвату нейтронов для изотопов ${}^{34}_{16}\text{S}$ и ${}^{32}_{16}\text{S}$. По ним можно проследить примерно такую же закономерность, как и в разделе с результатами анализа экспериментов.

В данной работе не были рассмотрены остальные ядерные модели (кластерная, оптическая, парных корреляций и другие), так как больше всего удобно для описаний элементов использовать оболочечную модель, хотя и другие, безусловно, играют роль рабочих гипотез. Последовательное же объяснение наиболее важных свойств ядер на прочной основе общих физических принципов и данных о взаимодействии нуклонов остаётся пока одной из нерешенных фундаментальных проблем современной физики.

Список литературы

1. Учебное пособие, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.А. Тутынь "Нуклеосинтез во вселенной": М., Изд-во Московского университета. 1998.
2. Капитонов И. М., Введение в физику ядра и частиц, 4-е изд., М.: ФИЗМАЛИТ, 2010, 512 с, ISBN 978-5-9221-1250-5.
3. URL:: <http://www.hep.by/gnu/nuclphys/spargalka/015.htm> (Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин, Шпаргалка отличника).
4. URL:: https://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_серы (Википедия, статья «Изотопы серы»).
5. URL:: <https://ru.wikipedia.org/wiki/Кремний> (Википедия, статья «Кремний»)
6. И. Н. Бобошин, Магические числа и эволюция оболочечной структуры атомных ядер: дис. док. ф-м н.: 01.04.16 (физика атомного ядра и частиц) – Моск. гос. университет, Москва, 2010 – 228 с.
7. И. Д. Дашков, Т. Ю. Третьякова, Н. А. Федоров//УЗФФ №4, 1940302, 2019.
8. S. Khan, G. Mairle, K.T. Knöpfle, Th. Kihm and Liu-Ken Pao// Nucl. Phys., Vol. 481, P. 253-268, 1988.
9. Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. -М.: Мир, 1986.
10. Физика элементарных частиц и атомного ядра, т. 34, №1, 2003, с. 147-188.
11. G. Audi, A. H. Wapstra, C. Thibault //Nucl. Phys. A, Vol. 729, P. 337-676, 2003 (doi:10.1016/j.nuclphysa.2003.11.003).
12. URL:: <https://infotables.ru/khimiya/379-svoystva-atomnykh-yader> (справочные таблицы).
13. URL:: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reColor.jsp?newColor=s2n> (база ядерных данных BNL).
14. URL:: <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> (база ядерных данных ENSDF).
15. Программа SNTRA, разработчики: Никита Федоров, Илья Дашков.

Приложение

Таблица 6. Характеристики изотопов серы (^{16}S).

Изотоп	J^P	Период полураспада $T_{1/2}$	Моды распада	S_n , кэВ	S_p , кэВ	S_{2n} , кэВ	S_{2p} , кэВ
^{26}S	0+	< 79 нс	2P?	–	0 AP	–	-1.8E+3 6
^{27}S	5/2+	15.5 мс 15	ϵ : 100.00 % ϵ_p : 2.30 % ϵ_{2p} : 1.10 %	1.81E+4 7	1.2E+3 4	–	1.4E+3 4
^{28}S	0+	125 мс 10	ϵ : 100.00 % ϵ_p : 20.70 %	2.10E+4 4	2.49E+3 16	3.91E+4 6	3.36E+3 16
^{29}S	5/2+	188 мс 4	ϵ : 100.00 % ϵ_p : 47.00 %	1.530E+4 17	3.30E+3 5	3.63E+4 4	5.35E+3 5
^{30}S	0+	1.178 с 5	ϵ : 100.00 %	1.897E+4 5	4395.4 4	3.428E+4 16	7144.40 21
^{31}S	1/2+	2.5534 с 1	ϵ : 100.00 %	13054.6 3	6130.64 24	3.203E+4 5	11725.39 23
^{32}S	0+	СТАБИЛЬНЫЙ	–	15044.33 23	8863.96	28098.91 21	16160.510 20
^{33}S	3/2+	СТАБИЛЬНЫЙ	–	8641.64	9569.95 4	23685.96 23	18214.76 4
^{34}S	0+	СТАБИЛЬНЫЙ	–	11417.15 4	10883.3 11	20058.79 4	20431.9 3
^{35}S	3/2+	87.37 дн 4	β^- : 100.00 %	6985.84 4	11586.5 8	18402.99 4	22909.8 7
^{36}S	0+	СТАБИЛЬНЫЙ	–	9889.24 19	13095.3 19	16875.08 19	25285 14
^{37}S	7/2-	5.05 мин 2	β^- : 100.00 %	4303.60 6	13934 13	14192.84 20	2.708E+4 4
^{38}S	0+	170.3 мин 7	β^- : 100.00 %	8036 7	1.515E+4 4	12340 7	2.900E+4 7
^{39}S	7/2-	11.5 с 5	β^- : 100.00 %	4.37E+3 5	1.583E+4 9	1.241E+4 5	3.117E+4 12
^{40}S	0+	8.8 с 22	β^- : 100.00 %	7.75E+3 5	1.735E+4 11	12119 8	3.325E+4 10
^{41}S	7/2-	2600 мс 14	β^- : 100.00 % β_n ?	4242 6	1.818E+4 15	1.199E+4 5	3.591E+4 14
^{42}S	0+	1030 мс 30	β^- : 100.00 % $\beta_n < 1.00$ %	6700 5	1.995E+4 12	10943 5	3.76E+4 3
^{43}S	–	273 мс 27	β^- : 100.00 % β_n : 40.00 %	2629 6	2.05E+4 3	9330 6	3.89E+4 6
^{44}S	0+	100 мс 1	β^- : 100.00 % β_n : 18.00 %	5080 7	2.12E+4 6	7709 6	4.03E+4 5
^{45}S	–	68 мс 2	β^- : 100.00 % β_n : 54.00 % β_{2n} ?	2.9E+3 10	2.17E+4 12	7.9E+3 10	4.17E+4 12
^{46}S	0+	50 мс 8	β^- : 100.00 % β_{3n} ? β_{2n} ? β_n ?	3.7E+3 12	2.25E+4 7	6.6E+3 5	4.28E+4 8
^{47}S	–	–	β^- : 100.00 % β_{3n} ? β_{2n} ? β_n ?	1.0E+3 7	2.29E+4 9	4.8E+3 12	4.47E+4 9
^{48}S	0+	≥ 200 нс	β^- : 100.00 % β_{3n} ? β_{2n} ? β_n ?	2.7E+3 8	2.42E+4 10	3.7E+3 8	–
^{49}S	–	< 200 нс	n	-3.E+2 3	–	2.4E+3 8	–

Таблица 7. Характеристики изотопов кремния (${}_{14}\text{Si}$).

Изотоп	J^P	Период полураспада $T_{1/2}$	Моды распада	S_n , кэВ	S_p , кэВ	S_{2n} , кэВ	S_{2p} , кэВ
${}^{22}\text{Si}$	0+	29 ms 2	ε : 100.00 % ε_p : 32.00 %	–	9.E+2 8	–	-1.3E+3 5
${}^{23}\text{Si}$	5/2+	42.3 ms 4	ε : 100.00 % ε_p : 71.00 % ε_{2p} : 3.60 %	1.77E+4 7	1.8E+3 6	–	1.8E+3 5
${}^{24}\text{Si}$	0+	140.5 ms 15	ε : 100.00 % ε_p : 45.00 %	2.10E+4 5	3292 19	3.87E+4 5	3433 19
${}^{25}\text{Si}$	5/2+	220 ms 3	ε : 100.00 % ε_p : 35.00 %	14989 22	3413 10	3.60E+4 5	5277 10
${}^{26}\text{Si}$	0+	2.2453 s 7	ε : 100.00 %	19040 10	5514.01 11	34029 19	7785.39 11
${}^{27}\text{Si}$	5/2+	4.15 s 4	ε : 100.00 %	13314.80 15	7463.32 13	32354 10	13769.66 12
${}^{28}\text{Si}$	0+	СТАБИЛЬНЫЙ	–	17179.61 11	11584.90 5	30494.41 11	19856.19 3
${}^{29}\text{Si}$	1/2+	СТАБИЛЬНЫЙ	–	8473.6	12333.40 8	25653.21 11	21886.41 5
${}^{30}\text{Si}$	0+	СТАБИЛЬНЫЙ	–	10609.200 20	13514.2 3	19082.801 20	23992.1 20
${}^{31}\text{Si}$	3/2+	157.36 m 26	β^- : 100.00 %	6587.39 4	14373 3	17196.59 4	26924 11
${}^{32}\text{Si}$	0+	153 y 19	β^- : 100.00 %	9200.0 3	16415.9 23	15787.4 3	29772 3
${}^{33}\text{Si}$	3/2+	6.11 s 21	β^- : 100.00 %	4508.0 8	16704 7	13707.9 7	31970 3
${}^{34}\text{Si}$	0+	2.77 s 20	β^- : 100.00 %	7514 14	18748 16	12022 14	33706 14
${}^{35}\text{Si}$	–	780 ms 120	β^- : 100.00 % $\beta^-_n < 5.26$ %	2.51E+3 4	1.868E+4 4	1.002E+4 4	3.393E+4 4
${}^{36}\text{Si}$	0+	450 ms 60	β^- : 100.00 % β^-_n : 12.40 %	6.12E+3 8	1.950E+4 7	8.62E+3 7	3.534E+4 8
${}^{37}\text{Si}$	5/2-	90 ms 60	β^- : 100.00 % β^-_n : 17.00 % β^-_{2n} ?	2.21E+3 13	1.981E+4 19	8.32E+3 12	3.68E+4 3
${}^{38}\text{Si}$	0+	95 ms 10	β^- : 100.00 % β^-_n : 28.00 %	5.67E+3 15	2.127E+4 21	7.88E+3 13	3.91E+4 7
${}^{39}\text{Si}$	–	47.5 ms 20	β^- : 100.00 % β^-_n : 60.00 % β^-_{2n} ?	1.58E+3 17	2.12E+4 4	7.25E+3 18	4.05E+4 7
${}^{40}\text{Si}$	0+	33 ms 1	β^- : 100.00 % β^-_n : 59.00 % β^-_{3n} ? β^-_{2n} ?	5.0E+3 4	2.25E+4 5	6.5E+3 4	4.32E+4 6
${}^{41}\text{Si}$	–	20.0 ms 25	β^- : 100.00 % $\beta^-_n > 61.00$ % β^-_{2n} ? β^-_{3n} ?	1.4E+3 7	2.28E+4 7	6.3E+3 6	4.47E+4 8
${}^{42}\text{Si}$	0+	12.5 ms 35	β^- : 100.00 % β^-_n ? β^-_{2n} ? β^-_{3n} ?	3.7E+3 7	2.42E+4 7	5.1E+3 6	4.65E+4 7
${}^{43}\text{Si}$	–	–	β^- : 100.00 % β^-_n ? β^-_{2n} ? β^-_{3n} ?	1.4E+3 8	2.43E+4 8	5.2E+3 8	–
${}^{44}\text{Si}$	0+	–	β^- : 100.00 % β^-_n ? β^-_{2n} ? β^-_{3n} ?	2.7E+3 8	–	4.1E+3 8	–

Таблицы 1. Спектроскопический фактор для ядер ^{34}S , ^{32}S

Таблица 8 Спектроскопический фактор для ядра ^{34}S (срыв нейтрона).

Neutron, stripping, ^{34}S					
	Va71	Ab77	Pi84	Ca84	Shell model
E, MeV	10 MeV	11,8 MeV	12,3 MeV	0,09-1,5 MeV	
1d5/2	0	0,42	0	0	0
2s1/2	0,34	0,54	0,308	0,86	0
1d3/2	1,72	2,64	0	0	2
Σ	2,06	3,6	0,308	0,86	2
разница между результатами и ожиданиями	0,06	1,60	1,69	1,14	

Таблица 9 Спектроскопический фактор для ядра ^{34}S (срыв протона).

Proton, stripping, ^{34}S					
	Gr69	Mo70	Ve94	Gi17	Shell Model
E, MeV	11 MeV	15 MeV	25 MeV	20 MeV	
1d5/2	0,14	0,24	0	0,078	0
2s1/2	0,29	0,68	0	0,032	0
1d3/2	3,41	5,2	4,28	0	4
Σ	3,84	6,12	4,28	0,11	4
разница между результатами и ожиданиями	0,16	2,12	0,28	3,89	

Таблица 10 Спектроскопический фактор для ядра ^{32}S (срыв протона).

proton	Stripping, ^{32}S						Shell model
	El72	Ko72	Ko72	Mo70	Ve94	In75	
E, MeV	4,7; 5,5	29,7	34,5	15	25	10,4	
1d5/2	0,00	0	0	0	0	0	0
2s1/2	0,34	0,64	0,74	0,58	0,74	0,44	0
1d3/2	3,76	2,8	2,764	3,6	3,44	2,16	4
Σ	4,1	3,44	3,504	4,18	4,18	2,6	4
разница между результатами и ожиданиями	0,1	0,56	0,496	0,18	0,18	1,4	

Таблица 11 Спектроскопический фактор для ядра ^{32}S (срыв нейтрона).

neutron	Stripping, ^{32}S			
	Li75	Bo70	Me71	Shell model
E, MeV	12	12,3	18	
1d5/2	0,312	0	0	0
2s1/2	1,12	0	1,6	0
1d3/2	3,8136	0,3336	3,24	4
Σ	5,2456	0,3336	4,84	4
разница между результатами и ожиданиями	1,2456	3,6664	0,84	

Таблица 12 Спектроскопический фактор для ядра ^{32}S (подхват протона).

proton	Pickup, ^{32}S					
	Wa68	Tr77	Ka69	Dz72	Ma74	Shell model
E, MeV	14,1	28	52	17,7; 20,8; 23	52	
1d5/2	10,2	2,87	2,81	2,64	4,77	6
2s1/2	3	0,85	1,62	1,17	1,25	2
1d3/2	4,9	0,69	0,68	0,76	0,98	0
Σ	18,1	4,41	5,11	4,57	7	8
разница между результатами и ожиданиями	10,1	3,59	2,89	3,43	1	

Таблица 13 Спектроскопический фактор для ядра ^{32}S (подхват нейтрона)

neutron	Pickup, ^{32}S							
	Tr77	Ko68	Wh70	Fo66	In75	Bh72	Ka75	Shell model
E, MeV	28	33,6	21,6	15	10,4	18	185	
1d5/2	2,38	5,43	2,4	4,8	2,12	6,47	5,75	6
2s1/2	0,83	1,04	0,87	0,9	0,96	1,5	1,32	2
1d3/2	0,66	0,94	0,55	1,1	0,7	1,25	1,25	0
Σ	3,87	7,41	3,82	6,8	3,78	9,22	8,32	8
разница между результатами и ожиданиями	4,13	0,59	4,18	1,2	4,22	1,22	0,32	

**Таблицы 2. Одночастичные энергии и числа заполнения для
нуклонов s-d оболочки $^{32}_{16}\text{S}$, $^{34}_{16}\text{S}$, $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{30}_{14}\text{Si}$.**

Таблица 14. Одночастичные энергии и числа заполнения для протонов s-d оболочки $^{32}_{16}\text{S}$

proton	SPE, MeV	OCC	SPE norm, MeV	OCC norm
Mackh74 Egun1988				
2s1/2	-9,03	1,04	-8,29	0,79
1d3/2	-5,84	0,45	-4,71	0,31
Kaschl1969 Kozub1972				
2s1/2	-6,70	0,64	-5,90	0,54
1d3/2	-3,66	0,24	-3,21	0,14
Dzubay1972 Kozub1972				
2s1/2	-6,00	0,61	-5,63	0,56
1d3/2	-3,81	0,25	-3,54	0,18

Таблица 15 Одночастичные энергии и числа заполнения для нейтронов s-d оболочки $^{34}_{16}\text{S}$

Neutron	SPE, MeV	OCC	SPE norm, MeV	OCC norm
Kh88 Ab77				
1d3/2	-9,62	0,58	-9,50	0,58
2s1/2	-12,28	0,79	-12,13	0,75
1d5/2	-17,32	1,03	-17,25	0,98
Mo75D1dd Ab77				
1d5/2	-14,27	0,69	не прошла нормировка	
1d3/2	-10,16	0,57		
2s1/2	-12,43	0,76		
Mo75D1dd Va71				
2s1/2	-12,52	0,77	-11,90	0,71
1d3/2	-10,32	0,59	-9,76	0,49
Mo75D1dd Me71				
1d3/2			-8,51	0,27

Таблица 16 Одночастичные энергии и числа заполнения для протонов s-d оболочки $^{34}_{16}\text{S}$

Proton	SPE, MeV	OCC	SPE norm, MeV	OCC norm
Kh88 Gr69				
1d5/2	-14,99	0,99	-15,02	1,03
2s1/2	-9,83	0,77	-9,93	0,80
1d3/2	-7,01	0,19	-7,17	0,22
Kh88 Mo70_ver1				
1d5/2	-14,73	0,92	-14,98	1,01
2s1/2	-8,61	0,63	-9,46	0,75
1d3/2	-7,18	-0,05	-7,77	0,21
Kh88 Mo70_ver2				
1d5/2	-14,73	0,92	-14,98	1,01
2s1/2	-8,61	0,63	-6,46	0,75
1d3/2	-7,18	-0,05	-7,77	0,21

Таблица 17 Одночастичные энергии и числа заполнения для нейтронов s-d оболочки $^{28}_{14}\text{Si}$

Neutron	SPE, MeV	OCC	SPE_norm, MeV	OCC norm
Ko68 ELB72_ver1				
1d5/2	-13,53	0,65	-14,51	0,74
2s1/2	-11,81	0,44	-12,81	0,51
1d3/2	-10,26	0,22	-11,50	0,35
Oh77(c) ELB2_ver1				
1d5/2	-13,02	0,60	-13,82	0,70
2s1/2	-10,73	0,38	-11,45	0,42
1d3/2	-8,21	0,12	-8,82	0,17
Oh77(c) ELB2_ver2				
1d5/2	-13,02	0,60	-13,82	0,70
2s1/2	-10,73	0,38	-11,45	0,42
1d3/2	-8,21	0,12	-8,82	0,17

Таблица 18 Одночастичные энергии и числа заполнения для протонов s-d оболочки $^{28}_{14}\text{Si}$

proton	SPE, MeV	OCC	SPE_norm, MeV	OCC norm
Ma74 Dy76				
1d5/2	-9,68	0,75	-10,66	0,87
2s1/2	-6,42	0,37	-7,91	0,53
1d3/2	-3,70	0,15	-5,15	0,33
Wi68 Dy76				
1d5/2	-10,03	0,80	-10,42	0,85
2s1/2	-5,27	0,29	-5,75	0,34
1d3/2	-3,55	0,14	-4,05	0,21
Wi68 Ra76				
1d5/2	-9,78	0,79	-8,96	0,75
2s1/2	-2,58	0,11	-6,38	0,41
1d3/2	-4,65	0,30	-3,93	0,16

Таблица 19 Одночастичные энергии и числа заполнения для нейтронов s-d оболочки $^{30}_{14}\text{Si}$

neutron	SPE, MeV	OCC	SPE norm, MeV	OCC norm
Ha75 Pi99				
1d5/2	-14,82	0,93	-15,01	0,94
2s1/2	-9,73	0,60	-10,06	0,63
1d3/2	-6,42	0,14	-6,62	0,21
Ha75 Wa83				
1d5/2	-15,39	0,95	-15,49	0,93
2s1/2	-8,61	0,46	-8,90	0,50
1d3/2	-7,33	0,18	-7,47	0,25
De70f Pi99				
1d5/2	-14,02	0,83	-14,56	0,97
2s1/2	-10,25	0,47	-11,56	0,54
1d3/2	-6,53	0,15	-7,09	0,25

Таблица 20 Одночастичные энергии и числа заполнения для нейтронов *s-d* оболочки $^{30}_{14}\text{Si}$

proton	SPE, MeV	OCC	SPE norm, MeV	OCC norm
Pe87 Wo70				
1d5/2	-11,77	0,68	-13,23	0,92
2s1/2	-6,00	-0,09	-7,51	0,23
1d3/2	-4,65	-0,11	-6,10	0,20
Ma74_ver1 Mo69				
1d5/2	-13,88	0,90	-13,83	0,89
2s1/2	-10,25	0,48	-9,84	0,44
1d3/2	-13,43	0,75	-12,99	0,71
Ma74_ver1 Ve90				
1d5/2	-13,09	0,87	-13,51	0,86
2s1/2	-8,26	0,23	-9,51	0,44
1d3/2	-10,51	0,44	-12,14	0,64

Таблица 3. Список статей с расшифровками.

Kh88	S. Khan, G. Mairle, K.T. Knöpfle, Th. Kihm and Liu-Ken Pao// Nucl. Phys., Vol. 481, P. 253-268, 1988
Mo75	A. Moalem, B. H. Wildenthal//Phys. Rev. C, Vol. 11, P. 654-663, 1975
Le70	H. G. Leighton, A. C. Wolff// Nucl. Phys., Vol. 151, P. 71-80, 1970
Va71	J. G. Van Der Baan, H. G. Leighton// Nucl. Phys., A170, P. 607-615, 1971
Ab77	R. Abegg, S. K. Datta//Nucl. Phys., A287, P. 94-108, 1977
Pi84	Š.Piskoř, P.Franc, J.Křemének, W.Schäferlingová//Nucl. Phys., A414, P. 219-239, 1984
Gr69	A. Graue, L. H. Herland, J. R. Lien, G. E. Sandvik// Nucl. Phys., A136, P. 577-591, 1969
Mo70	R. A. Morrison// Nucl. Phys., A140, P.97-117, 1970
Gi17	S. A. Gillespie, A. Parikh, C. J. Barton, T. Faestermann, J. José, R. Hertenberger, H.-F. Wirth, N. de Séréville, J. E. Riley and M. Williams // Phys. Rev. C, 96(2), 2017
Be68	R. C. Barse, D. H. Youngblood, J. L. Yntema// Phys. Rev., Vol. 167, P. 1043-1048, 1967
Th84	C. E. Thorn, J. W. Olness, and E. K. Warburton// Phys. Rev. C, Vol. 30, P. 1442-1453, 1984
Me71	M. C. Mermaz, C. A. Whitten, Jr., J. W. Champlin, A. J. Howard, D. A. Bromley//Phys. Rev. C, Vol. 4, P. 1778-1800, 1971
Eg88	Paul M. Egun, C. E. Brient, S. M. Grimes, S. K. Saraf, H. Satyanarayana //Phys. Rev. C, Vol. 38, P.2495-2502, 1988
El72	S. A. Elbakt, C. Glavina, W. K. Dawson, V.K. Gupta, W. J. McDonald, G.C. Neilson// Canadian Journal of Physics, Vol. 50, P. 674-684, 1972
Ko72	R. L. Kozub, D. H. Youngblood // Phys. Rev. C, Vol. 5, P. 413-419, 1972
Ve94	J. Verotte, G. Berrier-Ronsin, J. Kalifa, R. Tamisier, B.h. Wildenthal // Nucl. Phys., A571, P. 1-42, 1994
In75	G. Inghima, R. Caracciolo, P. Cuzzocrea, E. Perillo, M. Sandoli, G. Spadaccini//Nuovo Cim., Vol. 26A, P. 211-225, 1975
Wa68	R. R. Wagner, R. A. Peck Jr. // Nucl. Phys., A110, P. 81-90, 1968
Ve99	J. Verotte, G. Berrier-Ronsin, S. Fortier, E. Hourani, A. Khendriche, J. M. Maison, L.-H. Rosier, G. Rotbard, E. Caurier, F. Nowacki// Nucl. Phys., A655, P. 415-439, 1999
Tr77	R. E. Tribble, K.-i. Kubo // Nucl. Phys., A282, P. 269-290, 1977
Ka69	G. Th. Kaschl, G. Mairle, U. Schmidt-Rohr, G. J. Wagner // Nucl. Phys., A136, P. 286-300, 1969
Dz72	T. G. Dzubay, R. V. Poore // Phys. Rev. C, Vol. 5, P. 1304-1313, 1972
Ma74	H. Mackh, G. Mairle, G. J. Wagner // Z. Phys., Vol. 269, P. 353-364, 1974
Li75	R. Liljestrang, J. McIntyre, G. Blanpied, J. Lynch, L. Ray, W. R. Coker, and G. W. Hoffmann // Phys. Rev. C, Vol. 11, P. 1570-1577, 1975
Bo70	A. Bodrowska, K. Chyla, A. Strzalkowski, U. Tomza, S. Wiktor// Acta Phys. Pol., Vol. B1, P. 201-210, 1970
Ma07	Z. Ma, D. W. Bardayan, J. C. Blackmon, R. P. Fitzgerald, M. W. Guidry, W. R. Hix, K. L. Jones, R. L. Kozub, R. J. Livesay, M. S. Smith, J. S. Thomas, D. W. Visser // Phys. Rev. C, Vol. 76, P. 1-11, 2007

Ma71	B. Mayer, J. Gosset, J. L. Escudie // Nucl. Phys., A177, P. 205-240, 1971
Ko68	R. L. Kozub//Phys. Rev. C, Vol. 172, P. 1078-1094, 1968
Wh70	C. A. Whitten, M. C. Mermez, D. A. Bromley // Phys. Rev. C, Vol. 1, P. 1455-1467, 1970
Fo66	C. M. Fou, R. W. Zurmühle//Phys. Rev., Vol. 151, P. 927-929, 1966
Bh72	T. S. Bhatia, W. W. Daehnick, G. J. Wagner // Phys. Rev. C, Vol. 5, P. 111-117, 1972
Ka75	J. Källne, B. Fagerström // Phys. Scr., Vol. 11, P. 79-93, 1975