

Реакции однонуклонных передач на изотопах серы

И. Д. Дашков^{1,*}, Т. Ю. Третьякова², Н. А. Федоров¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 29.06.2019; Подписана в печать 10.09.2019)

На основе экспериментальных данных реакций однонуклонных передач произведена оценка энергий и заселенностей протонных одночастичных состояний $1d2s$ оболочки в стабильных изотопах серы ^{32}S и ^{34}S . Использование наиболее полных и современных экспериментальных данных позволило уточнить структуру протонных состояний и определить основные тенденции ее изменения при добавлении пары нейтронов.

PACS: 25.40.Hs, 21.10.Jx

УДК: 539.172

Ключевые слова: спектроскопия атомных ядер, реакции однонуклонных передач, изотопы серы, одночастичные энергии.

ВВЕДЕНИЕ

Реакции однонуклонных передач являются одним из важнейших источников информации о структуре атомных ядер. Экспериментальные спектроскопические данные, с одной стороны, являются основой для определения характеристик одночастичных состояний нуклонов в ядре, с другой стороны, они необходимы в качестве проверки теоретических предсказаний [1, 2]. Объем экспериментальной информации по реакциям срыва и подхвата на стабильных изотопах весьма значителен, однако большая часть данных экспериментов была выполнена 60-е–70-е годы [3]. За прошедшее время был достигнут существенный прогресс в технике эксперимента и получены новые результаты в более широком энергетическом диапазоне. При этом остается проблема, связанная с тем, что большинство экспериментов по срыву и подхвату были проведены в различное время разными группами. С учетом существенных неопределенностей и наличия систематических погрешностей, возникающих при анализе результатов экспериментов по реакциям данного типа, актуальной остается задача согласованного анализа экспериментальных данных [4, 5].

В последние годы существенно возрос интерес к ядрам с частично заполненной $1d2s$ оболочкой, таким как магний, кремний и сера. С одной стороны, эти ядра играют важную роль в звездном нуклеосинтезе и, как следствие, необходима максимально надежная информация, используемая при моделировании астрофизических процессов. С другой стороны, результаты новых экспериментов по исследованию изотопов, удаленных от линии стабильности, продемонстрировали существенное изменение структуры ядер с ростом ней-

тронного избытка [6]. Интерес представляют изменение магических чисел в области нейтронноизбыточных ядер, а также описание островов инверсии. При этом для получения наиболее достоверной картины необходимо рассматривать не отдельные ядра, а цепочки изотопов, позволяющие проследить изменения свойств в динамике. Таким образом, уточнение экспериментальных данных для стабильных изотопов приобретает важнейшее значение.

Данная работа посвящена анализу экспериментальных данных, полученных в реакциях срыва и подхвата протонов на стабильных изотопах серы ^{32}S и ^{34}S . Ранее нами была рассмотрена одночастичная структура изотопов кремния [7] и изучение изотопов серы является продолжением исследования изменения одночастичной структуры $1d2s$ оболочки как с ростом нейтронного избытка, так и с изменением числа протонов.

Цепочка изотопов серы включает в себя четыре стабильных изотопа с массовыми числами $A = 32, 33, 34$ и 36 . В настоящей работе рассмотрены экспериментальные данные по реакциям однонуклонных передач для изотопов ^{32}S и ^{34}S , распространенность которых в естественной смеси составляет 95,02% и 4,21%, соответственно. Для этих ядер имеется достаточное количество экспериментальных данных; для ^{36}S отсутствуют необходимые для выполнения совместного анализа экспериментальные данные по реакции подхвата протона. Изотопы ^{32}S и ^{34}S обладают, согласно простейшей оболочечной модели, полностью заполненными протонными и нейтронными подоболочками $2s_{1/2}$, кроме того, ^{34}S имеет два дополнительных нейтрона на подоболочке $1d_{3/2}$. Анализ реакций однонуклонных передач позволяет изучить отклонение от данной картины, определить степени заселенности однонуклонных подоболочек и энергии одночастичных состояний.

*E-mail: daschkov.id15@physics.msu.ru

1. СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ ОДНОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

Традиционно для совместного анализа однонуклонных передач используются правила сумм [8], которые должны выполняться согласно оболочечной модели для каждого типа нуклонов:

$$\sum C^2 S^- + \sum \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 S^+ = 2j + 1, \quad (1)$$

где S^+ и S^- — спектроскопические факторы реакций срыва и подхвата, соответственно, J_i и J_f — полные моменты количества движения начального и конечного ядра, C^2 — квадрат изоспинового коэффициента Клебша–Гордона, а суммирование идет по всем наблюдаемым в реакции конечным состояниям с моментом j . Требование выполнения упомянутых соотношений приводит к необходимости перенормировки экспериментальных данных. Данная методика успешно применяется для анализа ядер $1f2p$ оболочки и более тяжелых изотопов [4, 9], где зачастую присутствует только по одному эксперименту срыва и подхвата нуклона, которые необходимо согласовать между собой. Поскольку объем экспериментальной информации для изотопов кремния существенно больше и число экспериментов составляет несколько десятков, необходимости в перенормировке не возникает и в работе [7] мы использовали другой подход: на основе оболочечной модели был сформирован ряд критериев, в соответствии с которыми был произведен отбор наиболее соответствующих друг другу пар экспериментов по срыву и подхвату протонов.

Число экспериментов по реакциям однонуклонных передач на изотопах серы не столь значительно, как для кремния, в связи с чем представляется интересным определить как устойчивость результатов по отношению к тем или иным критериям отбора, так и рассмотреть влияние перенормировки экспериментальных данных на конечные результаты.

Для оценки энергий и заселенностей в качестве начальной информации используются данные из анализа экспериментальных дифференциальных сечений реакции однонуклонных передач, которое может быть представлено в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(l, j, \theta)_{exp} = N G^\pm(l, j) \frac{d\sigma}{d\Omega}(l, \theta)_{DWBA}, \quad (2)$$

где σ_{DWBA} — сечение реакции, полученные из расчетов в борновском приближении искаженных волн, $G_i^\pm(l, j)$ — спектроскопическая сила срыва (+) или подхвата (–):

$$G^+(l, j) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 S^+, \\ G^-(l, j) = C^2 S^-,$$

N — нормировочный коэффициент, который зависит от используемого типа реакции. На основе спектроскопических сил производится оценка энергий одночастичных состояний в случае подхвата E_{nlj}^- и срыва E_{nlj}^+ :

$$E_{nlj}^+ = -B_p(N, Z + 1) + C_{nlj}^+, \\ E_{nlj}^- = -B_p(N, Z) - C_{nlj}^-,$$

где $B_p(N, Z)$ — энергия отделения протона от ядра, состоящего из N нейтронов и Z протонов,

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

— центроид распределения энергий возбужденных состояний с учетом соответствующих данным n, l, j спектроскопических факторов. Одночастичные энергии E_{nlj} и заселенности подоболочек v_{nlj}^2 могут быть вычислены по формулам:

$$E_{nlj} = \frac{G_{nlj}^+ E_{nlj}^+ + G_{nlj}^- E_{nlj}^-}{G_{nlj}^+ + G_{nlj}^-}, \quad (3)$$

$$v_{nlj}^2 = \frac{G_{nlj}^- + (2j + 1 - G_{nlj}^+)}{2(2j + 1)}. \quad (4)$$

В работе [7] для совместного анализа реакций срыва и подхвата был проведен отбор наиболее согласованных пар экспериментальных данных с использованием следующих критериев:

1. Качество выполнения правила сумм (1) для каждой подоболочки.
2. Величина отклонения полного числа частиц и вакансий на $1d2s$ оболочке от предсказаний одночастичной модели оболочек.
3. Величина ошибки при определении параметров аппроксимации заселенностей БКШ функцией:

$$v_{nlj}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E - E_F}{\sqrt{(E - E_F)^2 + \Delta^2}} \right), \quad (5)$$

где параметры функции: E_F — энергия Ферми и Δ — параметр энергетической щели.

4. Число зарегистрированных в данной паре экспериментов состояний.

На основе приведенных выше критериев была предложена штрафная функция:

$$p_{ik} = \frac{1}{6} \left(\langle a_{ik} \rangle + \langle b_{ik} \rangle + \frac{\sigma_{ik}(E_F)}{\sigma_{max}(E_F)} + \frac{\sigma_{ik}(\Delta^2)}{\sigma_{max}(\Delta^2)} + \frac{N_{max}^+ - N_i^+}{N_{max}^+} + \frac{N_{max}^- - N_k^-}{N_{max}^-} \right), \quad (6)$$

индексы i и k относятся к реакциям срыва и подхвата, соответственно. Первый член

$$\langle a_{ik} \rangle = 1 - \frac{1}{3} \left(\sum \frac{G_i^+ + G_k^-}{2j + 1} \right) \quad (7)$$

учитывает первый критерий, второй член

$$\langle b_{ik} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{N^p - \sum G^-}{N^p} + \frac{N^h - \sum G^+}{N^h} \right) \quad (8)$$

соответствует второму критерию. В формулах (7), (8) суммирование производится по подоболочкам $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, N^p и N^h — число частиц и число дырок на $1d2s$ оболочке в соответствии с оболочечной моделью. Третий и четвертый члены учитывают величину ошибки определения параметров аппроксимации заселенности БКШ-функцией, $\sigma_{max}(E_F)$ и $\sigma_{max}(\Delta^2)$ — максимальные ошибки коэффициентов аппроксимации для всего набора пар экспериментов. Последние два слагаемых, находящиеся в скобках функции (6) учитывают число зарегистрированных состояний в данном эксперименте. $N_{max}^{+(-)}$ — максимальное число уровней в данном наборе экспериментов по реакции срыва (подхвата), для которых были получены спектроскопические факторы. $N_{i(k)}^{+(-)}$ — количество уровней в спектре конечного ядра, полученные в конкретном эксперименте по реакции срыва (подхвата). Деление на максимальные значения позволяет сохранять нормировку на единицу для четырех последних членов штрафной функции.

Штрафная функция принимает значение в диапазоне от 0 до 1. Минимальное значение этой функции соответствует паре экспериментов, наилучшим образом соответствующей выдвинутым в критериях требованиям. Преимущество использования штрафной функции состоит в возможности автоматической обработки больших объемов данных; в то же время, отключение тех или иных критериев отбора позволяет проверить устойчивость результатов к изменению модельных предположений.

Следует отметить, что используемые критерии для отбора экспериментальных данных предполагают сферическую симметрию ядра. В то же время известно, что изотопы ^{32}S , ^{34}S обладают значительной деформацией. В работе [10] в экспериментах по рассеянию быстрых нейтронов были определены коэффициенты квадрупольной и гексадекапольной деформации для ^{32}S : $\beta_2 = +0.35 \pm 0.03$ и $\beta_4 = -0.1 \pm 0.02$. Однако, как видно из сравнения с результатами других экспериментов, и как отмечают авторы работы [10], сделать окончательные выводы о форме ядра и степени

деформации ^{32}S сложно, вплоть до того, что невозможно сделать выбор между вытянутой или сплюснутой формой ядра. Данное обстоятельство, а также тот факт, что модельные предположения, используемые при извлечении спектроскопической информации из экспериментальных сечений, также предусматривают сферическую симметрию ядра, позволяет считать данное приближение оправданным.

2. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПРОТОНОВ

2.1. Изотоп ^{32}S

Ранее согласованный анализ данных для протонных состояний, полученных в реакциях однонуклонных передач на ^{32}S , был проведен в работе [11]. На основе табличных данных для ядер $A = 21 - 44$ [13] и компиляции спектроскопических факторов [3] были произведены оценки энергий и заселенностей одночастичных состояний протонов в группе ядер, в том числе в изотопах ^{32}S и ^{34}S . Поскольку в компиляции спектроскопических данных была произведена перенормировка результатов, а также для учета более современных данных, в своем анализе мы опираемся непосредственно на результаты экспериментальных работ.

При выполнении совместного анализа данных реакций срыва и подхвата протона для изотопа ^{32}S были рассмотрены данные реакций однонуклонных передач, полученные в 14 экспериментах, проведенных с 1967 по 1994 гг. и охватывающих диапазон энергий налетающих частиц от 5 до 52 МэВ.

Для протонов в ^{32}S наилучшее соответствие критериям, сформулированным в предыдущем разделе, достигнуто при использовании работы [15] и [16]. Спектроскопические силы, полученные из этих работ, представлены на рис. 1. В работе [15] была изучена реакция $^{32}\text{S}(\gamma, p\gamma)$ и полученная спектроскопия была дополнена результатами, полученными в реакции $(d, ^3\text{He})$ при энергии налетающих дейтронов 27 МэВ [17]. Как видно на рис. 1, б, экспериментальные данные [16] по спектроскопии относительно бедны. Так, например, во всех рассмотренных экспериментах по срыву для протонов в ^{32}S отсутствует информация о состоянии $\frac{5}{2}^+$. Более полная спектроскопия получена в эксперименте с реакцией $(^3\text{He}, d)$ при энергии 34,5 МэВ [18]. Однако, несмотря на то, что данные этой работы охватывают диапазон энергий до 8 МэВ, тем не менее состояния с энергией выше 3 МэВ относятся к оболочке $1f2p$ и тем самым не учитываются в сформулированных выше критериях отбора.

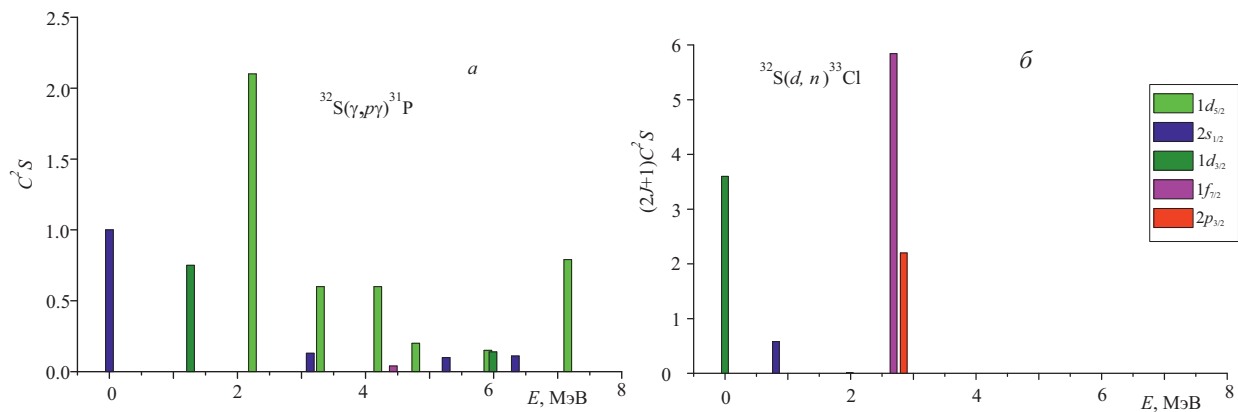


Рис. 1: Спектроскопические силы, полученные из экспериментов для изотопа ^{32}S : *а* — фотоядерная реакция с вылетом протона [15], *б* — реакция срыва протона [16]

Таблица I: Оценка энергетических положений протонных подболочек $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$ изотопов ^{32}S , ^{34}S

Изотоп	$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$	$1f_{7/2}$	Ссылка
^{32}S	-12.6	-7.5	-4.0	0.3	настоящая работа
	-12.6	-8.2	-3.7	0.5	[11]
	-10.1	-6.8	-5.1	-0.2	[19]
^{34}S	-15.0	-9.9	-7.0	-3.2	настоящая работа
	-12.5	-10.0	-6.6	-3.2	[11]
	-15.2	-10.1	-6.9	-	[12]

Результаты оценки положения одночастичных уровней протонов приведены в табл. I в сравнении с результатами работы [11]. В целом, полученные оценки одночастичных энергий хорошо согласуются между собой, как и заселенности одночастичных протонных состояний, приведенные в табл. II. Также для сравнения в таблицах приведены результаты анализа в дисперсионной оптической модели (ДОМ) результатов эксперимента по рассеянию быстрых нейтронов на ядре ^{32}S [19]. По сравнению с другими оценками, расчеты ДОМ приводят к меньшему расщеплению между одночастичными состояниями. Ранее этот результат был отмечен в работе [7] на примере изотопов кремния. Следует также отметить более высокое число заселенности состояния $d_{3/2}$, полученное в [19]. Значения чисел заполнения сильнее зависят от выбора спектроскопической информации, чем одночастичные энергии. Так, например, использование данных работы [18] приводит к увеличению заселенности протонного состояния $d_{3/2}$ до 0,27, но при этом за счет наличия данных для $1f_{7/2}$ -состояний при более высоких энергиях значение одночастичной энергии состояния $1f_{7/2}$ достигает 1.2 МэВ. Для проверки обоснованности такого значения желательно проведение дополнительного сравнения с модельными расчетами.

2.2. Изотоп ^{34}S

Экспериментальных данных по реакциям однонуклонных передач протона на изотопе ^{34}S несколько меньше, чем для ^{32}S : в литературе присутствуют данные 7 экспериментов, проведенных с 1968 по 1994 гг., в которых изучалась реакция $(d, ^3\text{He})$ и обратная ей $(^3\text{He}, d)$ при энергиях налетающих частиц в диапазоне от 11 до 52 МэВ.

Согласованный анализ реакций срыва и подхвата протона был выполнен в работе [12]: результаты проведенного эксперимента по изучению реакции $(d, ^3\text{He})$ при энергии 52 МэВ были проанализированы совместно с имеющимися на тот момент данными реакций срыва [16, 20]. В 2017 г. опубликованы первые результаты исследования реакции $^{34}\text{S}(p, \gamma)^{35}\text{Cl}$ со спектроскопическими данными для состояний выше 6 МэВ [21]. Использование этих данных позволило улучшить соответствие выбранной пары экспериментов критериям согласованного анализа.

Представленная на рис. 2,б спектроскопия реакции срыва для ^{34}S существенно богаче по сравнению с результатами для ^{32}S (рис. 1). Спектроскопия охватывает диапазон вплоть до 7.5 МэВ, при энергии 5.654 МэВ в спектре ^{35}Cl появляются состояния с изоспином $T_{>} = 3/2$.

Таблица II: Заселенности v_{nlj}^2 протонных подоболочек для изотопов ^{32}S и ^{34}S

nlj	^{32}S			^{34}S		
Ссылка	настоящая работа	[11]	[19]	[11]	[12]	
$1d_{5/2}$	0.87	0.96	0.79	1.02	0.97	0.98
$2s_{1/2}$	0.69	0.73	0.70	0.77	0.85	0.70
$1d_{3/2}$	0.16	0.20	0.37	0.19	0.13	0.20
Сумма	7.24	8.02	7.61	8.40	8.04	8.08

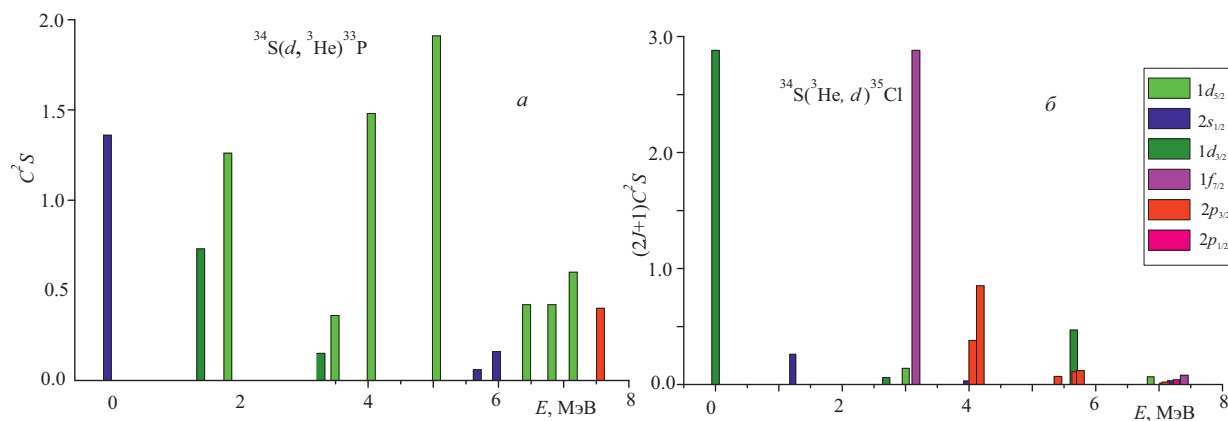


Рис. 2: Спектроскопические силы, полученные из реакций однонуклонных передач для изотопа ^{34}S : *a* — реакция подхвата протона [12], *б* — реакции срыва протона) [20, 21]

Как видно из сравнения наших результатов с работой [12], представленного в таблице I, дополнение спектроскопии не повлияло на значение одночастичных энергий протонов в ^{34}S . Значения заселенностей одночастичных состояний различаются более значительно, поскольку в работе [12] при согласованном анализе использовалась процедура перенормировки и, соответственно, все значения спектроскопических факторов были домножены на коэффициент 0.87. Превышение значения суммы нуклонов по всей $1d2s$ оболочке сверх 8 является следствием завышения значений спектроскопических факторов в эксперименте [12], однако сделать вывод о том, является ли это результатом систематического завышения всех значений или переоценки отдельных состояний при высоких энергиях не представляется возможным без сравнения с другими экспериментальными данными. К сожалению, два других эксперимента по захвату протона выполнены при более низких энергиях и полученная в них спектроскопическая сила существенно недооценена.

2.3. Влияние дополнительной пары нейтронов

В целом, результаты оценки энергий и заселенностей одночастичных протонных состояний в изотопах серы ^{32}S и ^{34}S показали, что помимо предсказанных одночастичной оболочечной моделью заполненных со-

стояний $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$, состояние выше энергии Ферми $1d_{3/2}$ также имеет $v_{nlj}^2 \approx 0, 2$. Добавление двух нейтронов в изотопе ^{34}S оказывает существенное влияние на положение одночастичных состояний, сдвигая их вглубь на величину около 2 МэВ. При этом также меняется заселенность протонных состояний. В сравнительном анализе [11] были получены следующие результаты: при добавлении нейтронов заселенность состояний $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$ увеличивается за счет уменьшения заселенностей состояний выше энергии Ферми. Результаты работы [7] указывают на такую же тенденцию в стабильных изотопах кремния. Результаты нашего анализа (табл. 2) не позволяют нам уверенно подтвердить указанную динамику. Необходимо дальнейшее уточнение изменений структуры протонных оболочек с ростом числа нейтронов, поскольку это важно для исследования структуры нейтронноизбыточных изотопов серы.

Основной проблемой является неопределенность в идентификации некоторых состояний и вопрос об общей нормировке полученных спектроскопических данных. Поскольку в некоторых работах вопрос нормировки решен путем нормирования спектроскопии состояний $1d2s$ оболочки на предсказанные оболочечной моделью 8 нейтронов, то такие работы наилучшим образом согласуются с определенными ранее критериями отбора.

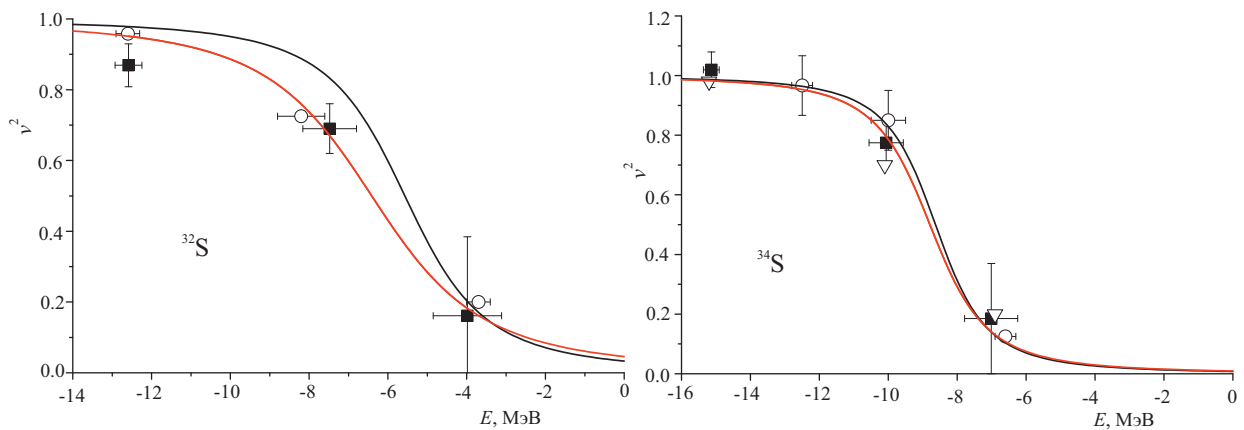


Рис. 3: Заселенности v_{nlj}^2 протонных оболочек в изотопах ^{32}S и ^{34}S , представленные в табл. ??, в зависимости от одночастичных энергий (см табл. 1). Черные точки — результат данной работы, красная линия — результат фитирования БКШ-функцией. Белые кружки — результат работы [11], треугольники — работы [12]. Черной линией показана БКШ функция с параметрами, полученными из соотношений (9) и (10)

По всей видимости, этот момент является недостатком используемого метода, однако следует отметить, что зависимость результатов от выбора пары экспериментальных работ для одночастичных состояний нейтронов в ^{32}S не столь велика.

На рис. 3 показаны полученные заселенности одночастичных состояний $1d2s$ оболочки в зависимости от одночастичных энергий. Полученные значения аппроксимированы функцией БКШ (5), для сравнения также приведена функция БКШ со значениями параметров E_F и Δ , полученными из энергий отделения протонов $B_p(N, Z)$ в изотопах:

$$E_F = -\frac{B_p(N, Z) + B_p(N, Z + 1)}{2}, \quad (9)$$

$$\Delta = \frac{1}{8} (-B_p(N, Z - 1) + 3B_p(N, Z) - 3B_p(N, Z + 1) + B_p(N, Z + 2)). \quad (10)$$

Значения E_F и Δ для протонных уровней, полученные из формул (9) и (10), для ^{32}S равны 5.57 и 2.14, а для ^{34}S — 8.63 и 1.56. В целом приведенные БКШ функции хорошо согласуются между собой, наилучшее согласие получено для протонных состояний в ^{34}S . В случае ^{32}S аппроксимация результатов согласованного анализа реакций однонуклонных передач приводит к увеличению энергетической щели и к более сглаженной функции БКШ. Это относится также и к результатам работ [11, 12], показанным на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено изменение структуры протонной $1d2s$ оболочки с ростом числа нейтронов на при-

мере изотопов серы ^{32}S и ^{34}S . Для определения характеристик одночастичных состояний был выполнен согласованный анализ данных реакции срыва и подхвата протона. Для отбора наиболее согласованных пар экспериментов были сформулированы критерии отбора лучших комбинаций, базирующиеся на основных положениях оболочечной модели и следствиях из модели БКШ. Несмотря на сложность работы с данными, полученными из реакций однонуклонных передач, они являются одними из самых надежных источников информации о структуре атомного ядра. Анализ устойчивости результатов к выбору критериев показал определяющую роль правил сумм частиц и вакансий на всей $1d2s$ оболочке и составляющих ее подоболочек: при отмене остальных критериев отбора изменения в оценке одночастичных энергий не превышают 0.5 МэВ.

В результате проведенного согласованного анализа двух десятков экспериментальных работ по реакциям однонуклонных передач были получены энергии и заселенности для протонов в изотопах серы ^{32}S и ^{34}S . Установлено, что положение протонных уровней значительно меняется за счет существенного изменения центрального потенциала: одночастичные энергии протонов в состояниях $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$ при добавлении пары нейтронов увеличиваются на величину около 2 МэВ. При этом изменяются заселенности одночастичных состояний. Можно предположить, что данные изменения приводят к уменьшению размытия края ядра и также к уменьшению его деформации.

Несмотря на небольшое количество новых экспериментальных данных, полученных после 80-х годов, когда были выполнены предыдущие оценки протонной одночастичной структуры в стабильных изотопах серы, проведенный в настоящей работе анализ привел к уточнению результатов и определению основных тенденций в изменении протонной структуры с ростом числа нейтронов. Важным остается вопрос о том, насколько данные тенденции сохраняются при дальней-

шем росте числа нейтронов, однако очевидно, что при изучении нейтронноизбыточных изотопов серы вдали от линии стабильности необходимо учитывать установленные закономерности. Следует также отметить продуктивность согласованного рассмотрения групп или

цепочек изотопов — сравнение результатов для соседних ядер позволяет уточнить данные и определить основные тенденции изменения характеристик.

-
- [1] Бор О., Моттelson Б. // Структура атомного ядра. Т. 1. М.: Мир, 1971.
- [2] Батлер С. // Ядерные реакции срыва. М.: Изд. иностр. лит., 1960.
- [3] Endt P.M. // At. Data and Nucl. Data Tabl. 1977. **19**, P. 23.
- [4] Boboshin I.N., Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. // Nucl. Phys. 1989. **A496**. P. 93.
- [5] Lee J., Tsang M.B., Lynch W.G. // Phys. Rev. C. 2007. **75**, P. 064320.
- [6] Gade A. // Eur. Phys. J. A. 2015. **51**. P. 118.
- [7] Bepalova O.V., Fedorov N.A., Klimochkina A.A., Markova M.L., Spasskaya T.I., Tretyakova T. Yu. // Eur. Phys. J. A. 2018. **54**. P. 2.
- [8] French J.B., Macfarlane M.N. // Nucl. Phys. 1961. **26**. P. 168.
- [9] Pfeiffer A., Mairle G., Knöpfle K. T. et al. // Nucl. Phys. 1986. **A455**. P. 381.
- [10] Haouat G., Lagrange Ch., de Swiniarski R. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 1795.
- [11] Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shumakov A.V. // Nucl. Phys. 1983. **A394**. P. 131.
- [12] Khan S., Mairle G., Knöpfle K. T., Th. Kihm, Pao Liu-Ken // Nucl. Phys. A. 1988. **481**. P. 253.
- [13] Endt P.M., van der Leun C. // Nucl. Phys. 1978. **A310**. P. 1.
- [14] Abegg R., Datta S.K. // Nucl. Phys. 1977. **A287**. P. 94
- [15] Arzibekov U.R., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Piskarev I.M. // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. **44**. P. 727.
- [16] Morrison R. A. // Nucl. Phys. 1970. **A140**. P. 97.
- [17] Mackh H., Maide G., Wagner G. J. // Z. Phys. 1974. **269**. P. 353.
- [18] Kozub R. L., Youngblood D. H. // Phys. Rev. C 1972. **5**, P. 413.
- [19] Al-Ohali M. A., Delaroche J. P., Howell C. R. et al. // Phys. Rev. C. 2012. **86**. P. 034603.
- [20] Graue A., Herland L. H., Lien J. R., Sandvik G. E., Cosman E. R., Moore W. H. // Nucl. Phys. 1969. **A136**, P. 577.
- [21] Gillespie S. A., Parikh A., Barton C. J. et al. // Phys. Rev. C. 2017. **96**. P. 025801.
-

Single-nucleon transfer reactions on sulfur isotopes

I. D. Dashkov^{1,a}, T. Yu. Tretyakova², N., A. Fedorov¹

¹Department of Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

²Skobeltzyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119191, Russia

E-mail: ^adaschkov.id15@physics.msu.ru

Based on the experimental data of the single-nucleon transfer reactions, the energies and occupation probabilities of proton single-particle states in $1d_{2s}$ shell in stable sulfur isotopes ^{32}S and ^{34}S are estimated. The use of the most complete and up-to-date experimental data made it possible to clarify the structure of the proton states and to determine the main trends of its change with the addition of a pair of neutrons.

PACS: 25.40.Hs, 21.10.Jx.

Keywords: spectroscopy of atomic nuclei, single-nucleon transfer reactions, sulfur isotopes, single-particle energies.

Received 29 June 2019.

Сведения об авторах

1. Дашков Илья Дмитриевич — студент; e-mail: daschkov.id15@physics.msu.ru.
 2. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.
 3. Федоров Никита Алексеевич — аспирант; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: na.fedorov@phys.msu.ru.
-