

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.143

СТРУКТУРА $1d_{2s}$ ОБОЛОЧКИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ РЕАКЦИЙ
ОДНОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

© 2016 г. М. Л. Маркова^а, Т. Ю. Третьякова^б, Н. А. Федоров^{а, *}

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва

^бНаучно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва

*e-mail: na.fedorov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 29.12.2016 г.

Методом совместного анализа данных реакций срыва и подхвата нуклонов определены энергии и заселенности одночастичных состояний $1d_{2s}$ оболочки в стабильных изотопах кремния ^{28}Si и ^{30}Si . На основе полученных результатов и имеющихся экспериментальных данных рассмотрена динамика изменения структуры протонной $1d_{2s}$ оболочки с ростом числа нейтронов в изотопах кремния с $A = 26-34$.

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

DOI: 10.1134/S2079562916040114

ВВЕДЕНИЕ

Одним из интереснейших вопросов современной ядерной физики является вопрос об изменениях одночастичной структуры атомных ядер по мере удаления от линии стабильности [1]. Появление новых магических чисел, модификация оболочечной структуры и распределения нуклонной плотности в экзотических ядрах дают новую информацию о свойствах ядерных сил. При этом исследование одночастичных спектров нейтронно-избыточных ядер сильно затруднено ввиду трудности их получения и малого времени жизни, и в такой ситуации особую важность приобретают теоретические модели, а экспериментальная спектроскопическая информация имеет особую ценность.

Традиционно, важнейшим источником информации об одночастичной структуре атомных ядер являются реакции однонуклонных передач. В свое время был собран значительный объем экспериментальной информации по спектроскопии стабильных ядер, что привело к необходимости привлечения методик согласованного анализа данных [2, 3]. С появлением экспериментов по экзотическим нейтронноизбыточным системам встает вопрос о рассмотрении систематик ядер не только в рамках единого теоретического подхода, но и с общей точки зрения на экспериментальные данные.

В настоящей работе рассмотрена цепочка четных изотопов кремния $A = 26-34$, включающая в себя стабильные изотопы ^{28}Si и ^{30}Si , для которых

имеется достаточное количество экспериментальных данных. Согласно простейшей оболочечной модели, изотоп ^{28}Si соответствует полностью заполненным протонной и нейтронной подоболочкам $1d_{3/2}$, в ^{30}Si также полностью заполнена нейтронная подоболочка $2s_{1/2}$. Однако давно известно, что данная концепция не подтверждается экспериментальными данными, и для описания ядер sd оболочки необходимы учет деформации и рассмотрение эффекта смешивания конфигураций. Тем не менее, ввиду небольшого числа нуклонов, изотопы кремния являются интереснейшим тестом для современных оболочечных моделей, как с точки зрения проявления пар неклассических магических чисел $Z = 14$, $N = 14$ и $Z = 14$, $N = 16$, так и с точки зрения модификации свойств протонной sd оболочки с ростом числа нейтронов.

СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗОТОПОВ ^{28}Si И ^{30}Si

Эволюция одночастичных состояний протонов в цепочке изотопов кремния ранее была рассмотрена в работе [4], при этом для расчета энергии подоболочки $1d_{3/2}$ использовались экспериментальные данные, полученные в реакциях подхвата, а для подоболочек $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$ – по реакциям срыва. Энергии одночастичных состояний нуклонов в случае реакции подхвата E_{nlj}^- и реакции срыва E_{nlj}^+ могут быть получены как

$$E_{nlj}^- = -B(A) - C_{nlj}^-, \quad (1)$$

$$E_{nlj}^+ = -B(A+1) + C_{nlj}^+, \quad (2)$$

где $B(A)$ – энергия отделения соответствующего нуклона от ядра (A, Z) , а учет фрагментации возбужденного состояния nlj производится с помощью центроидов энергий возбужденных состояний C_{nlj}^\pm в конечных ядрах $(A+1)$ и $(A-1)$. Расчеты по данным формулам дают различные результаты для одной и той же подоболочки, кроме этого, точность спектроскопических факторов невысока. Более согласованный результат дает совместный анализ данных реакции срыва и подхвата. Дифференциальное сечение реакций однонуклонных передач в борновском приближении может быть представлено в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_i}(l, j, \theta) = NG_i^\pm(l, j) \frac{\sigma_{DWBA}}{d\Omega}(l, \theta), \quad (3)$$

где σ_{DWBA} – сечение реакции, полученные из расчетов в борновском приближении искаженных волн, $G_i^\pm(l, j)$ – спектроскопическая сила, N – нормировочный коэффициент, выбираемый так, что $\sum_i G_i^\pm(l, j)$ равна числу вакансий (+) или частиц (–) на подоболочке. Тогда одночастичные энергии E_{nlj} и заселенности подоболочек v_{nlj}^2 определяются следующим образом:

$$E_{nlj} = \frac{G_{nlj}^+ E_{nlj}^+ + G_{nlj}^- E_{nlj}^-}{G_{nlj}^+ + G_{nlj}^-}, \quad (4)$$

$$v_{nlj}^2 = \frac{G_{nlj}^- - G_{nlj}^+ + 2j + 1}{2(2j + 1)}. \quad (5)$$

В данной работе был выполнен совместный анализ данных реакций срыва и подхвата протона и нейтрона для изотопов ^{28}Si и ^{30}Si . Были рассмотрены данные реакций однонуклонных передач, полученные в 44 экспериментах, проведенных с 1963 по 2000 год и охватывающих диапазон энергий налетающих частиц от 10 до 130 МэВ. Отбор наиболее согласованных между собой наборов экспериментальных данных производился на основе правил сумм [5]:

– Выполнение правила сумм для каждой из подоболочек $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$:

$$G_{nlj}^+ + G_{nlj}^- = 2j + 1. \quad (6)$$

– Соответствие полного числа частиц и вакансий на оболочке $1d_{2s}$ предсказаниям оболочечной модели.

Также учитывалась ошибки аппроксимации заселенностей БКШ функцией

$$v_{nlj}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E - E_f}{(E - E_f)^2 + \Delta^2} \right) \quad (7)$$

и некоторые детали эксперимента, как то число зарегистрированных состояний и их энергетический диапазон.

В результате проведенного анализа были выбраны наиболее согласованные между собой (с точки зрения оболочечной модели) группы экспериментальных данных [6–12]. На их основе была произведена оценка одночастичных энергий протонов и нейтронов, а также заселенностей подоболочек $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$ в изотопах ^{28}Si и ^{30}Si . Поскольку спектроскопия подхвата нейтрона для изотопа ^{30}Si является несколько недооцененной в энергетическом плане, для этих расчетов было проведено дополнение спектроскопии реакции подхвата нейтрона спектроскопией подхвата протона в соответствии с изоспиновым соотношением:

$$G(n) = \frac{G(p)}{2T + 1}. \quad (8)$$

В таблице приведены одночастичные энергии протонов и нейтронов в сравнении с расчетами методом Скирма–Хартри–Фока (SkHF) с параметризацией SkP [13]. Данная параметризация эффективно учитывает спаривание нуклонов в ядре без введения дополнительных параметров. Помимо этого указаны заселенности нейтронных и протонных подоболочек.

Следует отметить, что и критерии для отбора экспериментальных данных, и данные модельные расчеты основаны на предположении сферической симметрии ядра. В то же время известно, что изотоп ^{28}Si обладает существенной деформацией. Но, поскольку данные о деформациях остальных изотопов отсутствуют, использование сферического приближения в качестве модельного оправдано. Иллюстрацией могут служить результаты расчета полных энергий связи в приближении SkHF: если в случае ^{28}Si отличие составляет 5 МэВ (2%), то для ^{30}Si отклонение расчетного значения полной энергии связи составляет 0.2 МэВ.

На рис. 1 показаны заселенности внешних нейтронных и протонных подоболочек в изотопах ^{28}Si и ^{30}Si в сравнении с результатами расчетов в дисперсионной оптической модели (ДОМ) [14]. Полученные результаты хорошо согласуются между собой. Изменение одночастичных энергий и заселенностей при добавлении пары нейтронов в ^{30}Si приводит к уменьшению размытия края ядра; по всей видимости, ^{30}Si обладает меньшей деформацией, чем ^{28}Si .

НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ Si

К сожалению, получение экспериментальной информации по ядрам, удаленным от линии стабильности, сильно затруднено. В связи с этим, для оценки положения внешних одночастичных состояний мы вынуждены, аналогично работе [4], использовать упрощенные соотношения (1) и (2), где значения центроидов заменены на энергию первых возбужденных состояний, имеющих соответствующие спин и четность. Таким образом, для изотопа ^{26}Si с использованием данных

Одночастичная структура $1d2s$ оболочки в изотопах ^{28}Si и ^{30}Si . Приведены одночастичные энергии и заселенности протонов (E_{nlj}^p , $(v_{nlj}^p)^2$) и нейтронов (E_{nlj}^n , $(v_{nlj}^n)^2$). В столбцах SkHF приведены результаты расчетов методом Хартри–Фока одночастичных энергий соответствующих состояний (МэВ)

$^A Z$	nlj	E_{nlj}^p , МэВ	$(v_{nlj}^p)^2$	SkHF	E_{nlj}^n , МэВ	$(v_{nlj}^n)^2$	SkHF
^{28}Si	$1d_{3/2}$	-9.7 ± 0.2	0.75 ± 0.02	-9.71	-16.1 ± 1.6	0.80 ± 0.08	-15.09
	$2s_{1/2}$	-6.4 ± 0.6	0.37 ± 0.04	-8.22	-11.38 ± 1.3	0.37 ± 0.04	-13.57
	$1d_{3/2}$	-3.7 ± 0.7	0.15 ± 0.04	-3.33	-9.62 ± 1.4	0.21 ± 0.07	-8.49
^{30}Si	$1d_{3/2}$	-13.3 ± 0.7	0.89 ± 0.09	-13.30	-14.3 ± 0.7	0.86 ± 0.05	-14.92
	$2s_{1/2}$	-8.3 ± 0.9	0.23 ± 0.14	-9.20	-10.1 ± 0.8	0.62 ± 0.08	-11.44
	$1d_{3/2}$	-7.1 ± 1.3	0.13 ± 0.15	-7.11	-7.3 ± 0.7	0.19 ± 0.05	-8.17

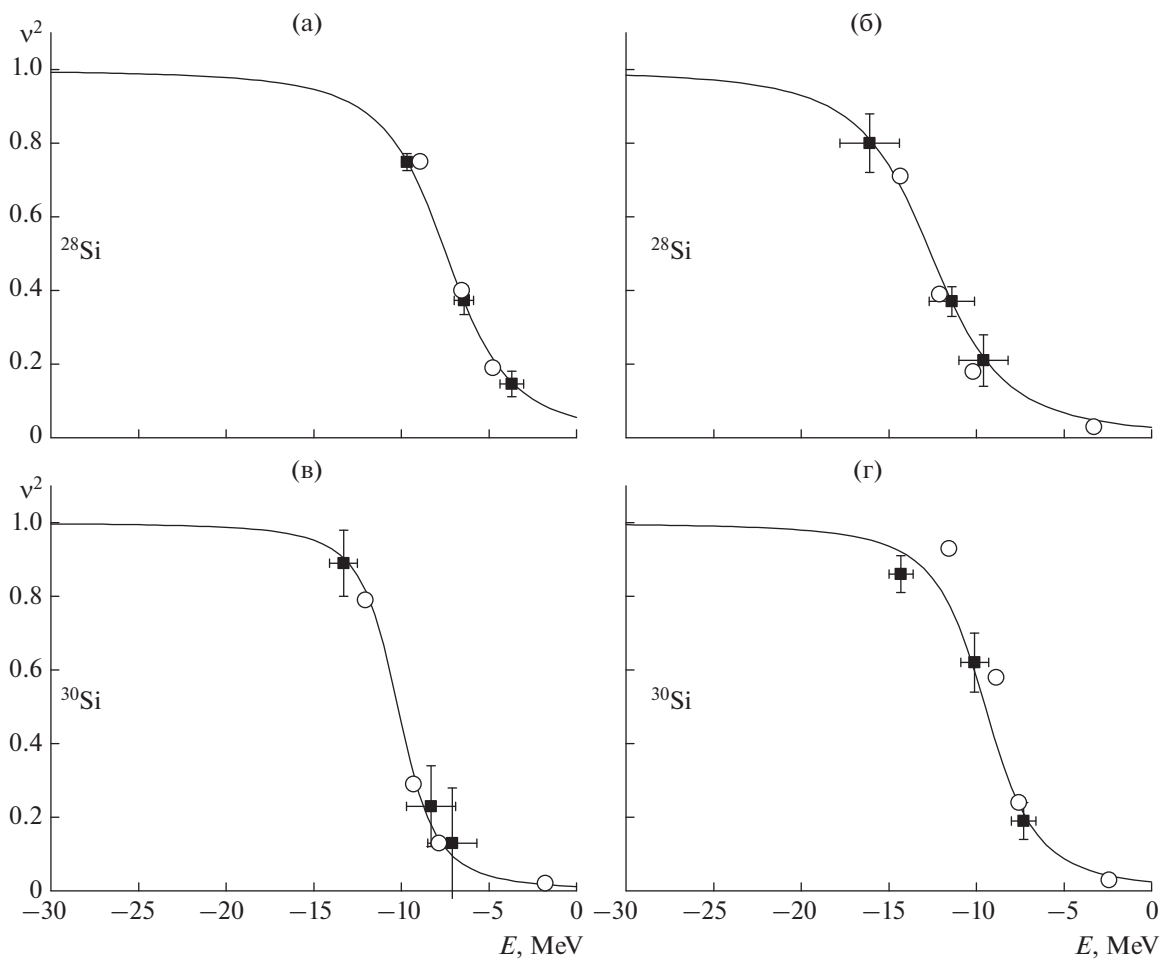


Рис. 1. Заселенности оболочки $1d2s$ в изотопах ^{28}Si ((а) протоны, (б) нейтроны) и ^{30}Si ((в) протоны, (г) нейтроны). Черными маркерами показаны результаты настоящей работы, пустыми кружками – результаты расчетов ДОМ [14].

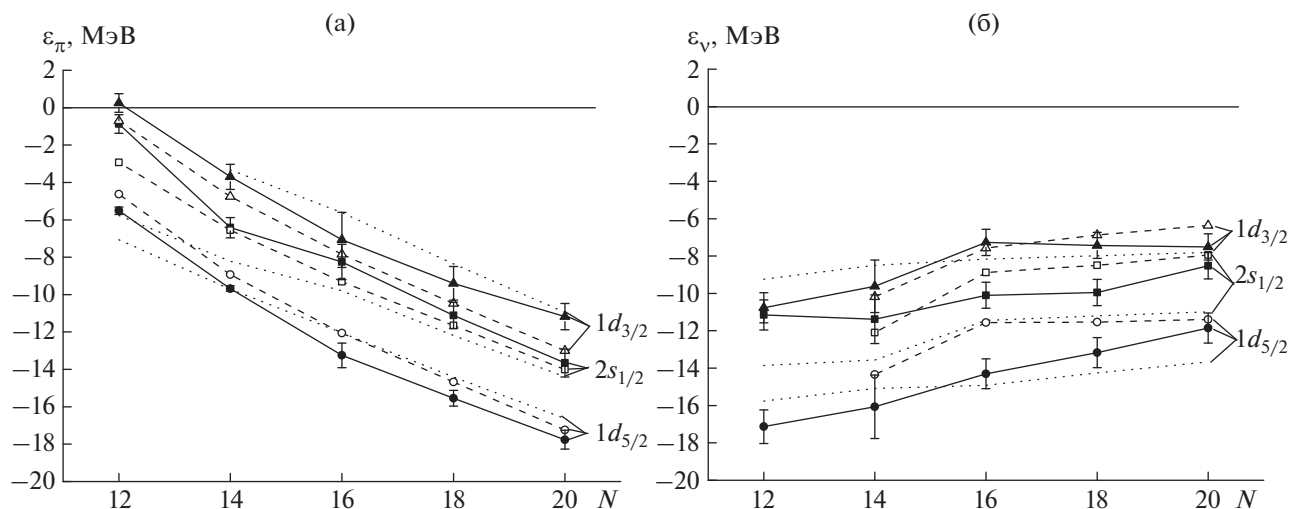


Рис. 2. Одночастичные энергии (а) протонов и (б) нейтронов в изотопах кремния $^{26-34}\text{Si}$ в зависимости от числа нейтронов N . Черными маркерами (сплошная линия) показаны результаты настоящей работы, пустыми кружками (штриховая линия) — результаты расчетов ДОМ [14], пунктир — расчеты SkHF.

реакций подхвата [15] были произведены оценки положения $1d_{5/2}$ протонов, а по данным реакций срыва — положения состояний $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$. При оценке положения $1d_{5/2}$ нейтронов учитывалось частичное заполнение подоболочки в соответствии с соотношением (4).

Для оценки положения нейтронных состояний в нейтронно-избыточных изотопах кремния $^{32, 34}\text{Si}$ использовалась аналогичная процедура со значениями заселенностей уровней в соответствии с оболочечной моделью. Оценки положения протонных подоболочек выполнены в предположении, что заселенности протонных уровней существенно не изменяются, поэтому усреднение (4) при расчете одночастичных энергий выполняется с учетом значений заселенностей подоболочек в ^{30}Si в качестве энергетических весов вкладов реакций срыва и подхвата. Подобное усреднение можно провести и для более тяжелых изотопов, однако, по мере ухода от $N = 20$ вопрос о заселенности протонных оболочек становится все более неоднозначным.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показаны результаты оценки одночастичных энергий протонов (а) и нейтронов (б) $1d_{2s}$ оболочки в зависимости от числа нейтронов, полученные на основе данных ENSDF [15]. Для сравнения приведены результаты модельных расчетов ДОМ [14] и расчетов в рамках SkHF. Положение протонных уровней сильно меняется за счет существенного изменения центрального потенциала, в то же время энергия состояний нейтронов остается практически неизменной, то есть, избыток внешних нейтронов уравнивает

влияние изменения потенциала с ростом общего числа нуклонов. Общий ход приведенных зависимостей энергии совпадает, но численные оценки различаются, и наиболее существенное отличие экспериментальных значений и модельных оценок относится к нейтронным подоболочкам в изотопах $^{30, 32}\text{Si}$ [16, 17].

Важной характеристикой $1d_{2s}$ оболочки является зависимость спин-орбитального расщепления (разности энергий уровней $1d_{5/2}$ и $1d_{3/2}$) от нейтронного избытка. На рис. 3 представлены результаты, полученные на основе одночастичных энергий протонов (а) и нейтронов (б), в сравнении с модельными расчетами. Спин-орбитальное расщепление $1d_{2s}$ оболочки у протонов составляет около 6 МэВ и несколько увеличивается с ростом N . Расчеты методом SkHF дают величину расщепления того же порядка, но с тенденцией к уменьшению с ростом N . Рост спин-орбитального расщепления подтверждается модельными расчетами ДОМ, однако его абсолютная величина в данной модели составляет 4 МэВ. Величина спин-орбитального расщепления в “магическом” N изотопе ^{34}Si имеет важное значение с точки зрения изучения дальнейшего изменения $1d_{3/2} - 1d_{5/2}$ расщепления при переходе от $N = 20$ к $N = 28$. Включение в расчеты методом HF-BCS тензорных сил приводит к значению, превышающему 8 МэВ. Спин-орбитальное расщепление нейтронной $1d_{2s}$ оболочки (рис. 3, б) резко спадает с увеличением количества нейтронов до 4 МэВ в ^{34}Si , что существенно отличается от результатов модельных расчетов, однако согласуется с расчетами работы [17]. Следует отметить, что “магичесности” комбинаций чисел $Z = 14$, $N = 14$ и $Z = 14$,

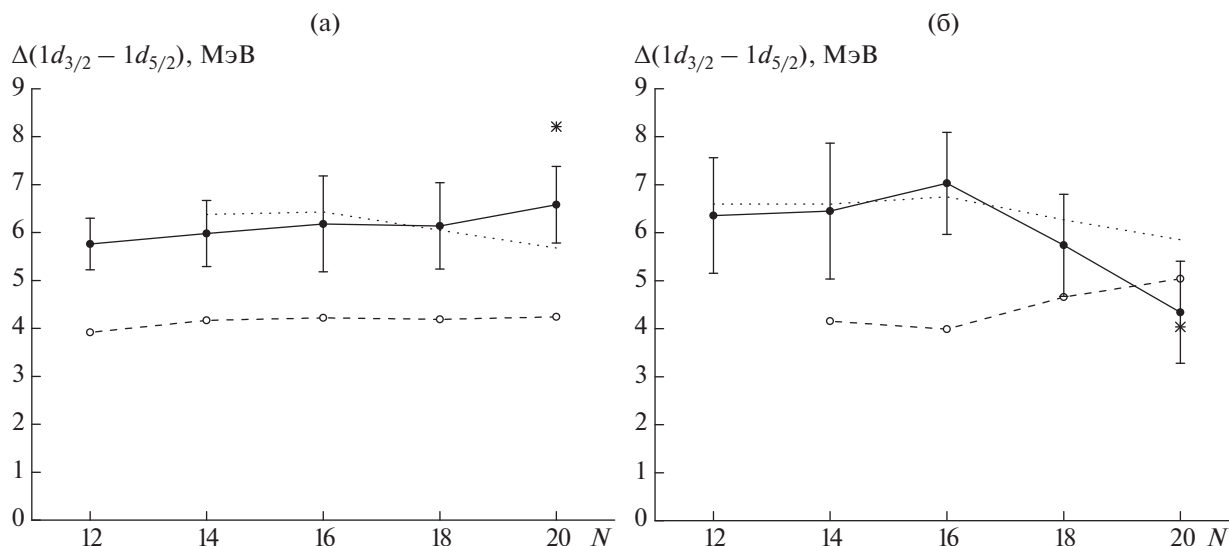


Рис. 3. Расщепление $1d_{2s}$ оболочки (а) протонов и (б) нейтронов в изотопах кремния $^{26-34}\text{Si}$ в зависимости от числа нейтронов N . Черными маркерами (сплошная линия) показаны результаты настоящей работы, пустыми кружками (штриховая линия) – результаты расчетов ДОМ [14], пунктир – расчеты SkHF. Звездочкой отмечены результаты расчетов SkHF из работы [17].

$N = 16$ не подтверждаются, в то же время увеличение $1d_{3/2} - 1d_{5/2}$ расщепления у протонов подтверждает гипотезу об “усилении” магического числа $Z = 14$ в сочетании с классическим магическим числом $N = 20$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность И.Н. Бобошину, проф. Б.С. Ишханову, М.Е. Степанову за внимание к данной работе и полезные обсуждения, а также О.В. Беспаловой и А.А. Климовичевой за проявленный интерес и предоставленные данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Sorlin O., Porquet M.-G. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2008. V. 61. P. 602.
2. Boboshin I.N. et al. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 496. P. 93.
3. Jenny Lee, Tsang M.B., Lynch W.G. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 064320.
4. Cottle P.D. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 027301.
5. French J.B., Macfarlane M.H. // Nucl. Phys. 1961. V. 26. P. 168.
6. Kozub R.L. // Phys. Rev. 1968. V. 172. P. 1078.
7. Mermaz M.C. et al. // Phys. Rev. C. 1971. V. 4. P. 1778.
8. Dykoski W.W., Dehnhard D. // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 80.
9. Mackh H., Mairle G., Wagner G. J. // Z. Phys A. 1974. V. 269. P. 353.
10. Haight R.C. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 241. P. 285.
11. Vernotte V. et al. // Phys. Rev. C. 1990. V. 2. P. 41.
12. Piskoi S., Novak J. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 662. P. 112.
13. Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 422. P. 103.
14. Bespalova O.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 912–918.
15. National Nuclear Data Center, Brookhaven, Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://ie.lbl.gov/ensdf/>.
16. Tarpanov D., et al // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 054316.
17. Signoracci A., Brown B. A., Hjorth-Jensen M. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 024315.

Structure of the $1d_{2s}$ Shell Based on One-Nucleon Transfer Reaction Data

M. L. Markova¹, T. Yu. Tretyakova², and N. A. Fedorov^{1, *}

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

²Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: na.fedorov@physics.msu.ru

Received December 29, 2016

Abstract—Single-particle energies and occupation numbers of $1d_{2s}$ shell nucleons in ^{28}Si and ^{30}Si stable isotopes are obtained from the combined analysis of one-nucleon transfer experimental data. The dynamics of the structure of the $1d_{2s}$ proton shell in silicon isotopes with the mass number $A = 26-34$ has been considered using these results and available experimental data.

Keywords: spectroscopy of atomic nuclei, one-nucleon transfer reaction, Si isotopes, single-particle energies