

Мультиплеты возбужденных состояний с сеньорити 2 в нейтрон-избыточных изотопах никеля

Д. С. Жуляева¹, С. В. Сидоров^{1,*}, Т. Ю. Третьякова^{1,2}

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

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

(Поступила в редакцию 25.08.2021; подписана в печать 27.08.2021)

В работе рассматривается парное взаимодействие нейтронов в четных нейтрон-избыточных изотопах никеля $^{70-76}\text{Ni}$. В модели сил нулевого радиуса рассчитаны мультиплеты основного состояния с сеньорити $\nu = 2$, возникающих при заполнении нейтронной подоболочки $1g_{9/2}$. Показано, что использование массового соотношения, опирающегося на массы четырех ядер, позволяет удовлетворительно оценить расщепление мультиплета основного состояния и положение уровней с высоким спином в данных изотопах.

PACS: 21.10.-k, 21.60.Cs, 27.50.+e 21.10.-k, 21.60.Cs, 27.50.+e.

УДК: 539.144.

Ключевые слова: парное взаимодействие нуклонов, модель сеньорити, оболочечная модель, нейтрон-избыточные изотопы Ni.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования в области нейтрон-избыточных ядер играют значительную роль в современной ядерной физике. Интерес к изотопам вдали от линии стабильности связан, в частности, с особенностями эволюции их одночастичной структуры. В случае нейтрон-избыточных изотопов никеля, учет оболочечных эффектов важен при описании астрофизических явлений, затрагивающих синтез ядер в ходе r -процесса при гравитационном коллапсе звезд. В условиях горячей звездной материи, реализуемых на последних этапах эволюции звезды средней массы (масса более десяти солнечных масс), ядра могут находиться в суперпозиции основного и возбужденных состояний, по причине чего скорость захвата нейтронов, а также слабых процессов вроде β -распада и e -захвата во многом определяется структурой ядерных спектров. Конкуренция этих процессов, в конечном счете, определяет ход гравитационного коллапса и взрыва сверхновой [1].

За последние десятилетия были достигнуты значительные успехи в экспериментальных методах изучения нейтрон-избыточных ядер. Новые данные открывают возможности тестирования оболочечных теорий ядра в области более тяжелых изотопов [2]. В таких моделях, как правило, спектроскопические данные по ядрам вблизи линии стабильности используются для предсказания структуры возбужденных состояний изотопов, экспериментально исследуемых в настоящее время. При современных вычислительных мощностях, в таком подходе можно оценивать эффекты смешивания конфигураций для ядер с заполняемой fp -оболочкой [3]. Комбинации мат-

ричных элементов двухчастичного взаимодействия, полученные из экспериментально известных низколежащих возбужденных состояний выбранных ядер, могут быть использованы для воспроизведения спектров нейтрон-избыточных изотопов. Имеются также подходы, основанные на модели сеньорити. Расщепление спектров с заданным числом сеньорити ν (числом неспаренных нуклонов) может быть использовано для предсказания расщепления уровней с более высокими значениями сеньорити [4]. В простейших моделях это расщепление одинаково для различных ядер с заполняющейся оболочкой j , поэтому исследование спектров соседних ядер также может проливать свет на структуру возбужденных состояний более нейтрон-избыточных изотопов.

Вычисления в рамках данных подходов нередко сопровождаются использованием большого количества подгоночных параметров для фитирования положения известных возбужденных состояний с целью воспроизведения аналогичных уровней в исследуемых изотопах. Ранее нами был предложен метод расчета положения низколежащих состояний, возникающих в результате парного взаимодействия тождественных нуклонов, основанный на использовании оценки энергии спаривания по массовым соотношениям и, таким образом, свободный от подгоночных параметров [5, 6]. Целью настоящей работы был расчет спектров нейтрон-избыточных изотопов никеля в рамках указанного метода с использованием минимального количества экспериментальных данных.

1. МУЛЬТИПЛЕТЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

В случае двух тождественных нуклонов на оболочке j сверх магического остова в спектре формирует-

* sv.sidorov@physics.msu.ru

ся так называемый мультиплет основного состояния (ground state multiplet или GSM-мультиплет). Он состоит из уровней с суммарным полным моментом J , принимающим четные значения:

$$J = 0, 2, 4, \dots, J_{max},$$

$$J_{max} = 2j - 1.$$

В приближении невзаимодействующих частиц состояния данного мультиплета вырождены, однако наличие остаточного взаимодействия между нуклонами снимает вырождение. Отдельные состояния опускаются вниз по энергии, причем наибольшее смещение $\Delta E_{J=0}$ соответствует спаренному состоянию нуклонов с $J^P = 0^+$, что объясняет значения спина и четности всех четно-четных ядер. В приближении сил нулевого радиуса:

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$

можно показать, что величина относительного энергетического сдвига состояния J задается соотношением:

$$\frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} = (2j + 1) \begin{pmatrix} j & j & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2.$$

Таким образом, зная величину спаривания тождественных нуклонов $\Delta E_0 = \Delta_{NN}$, характеризующую расщепление GSM [7, 8], можно найти энергию всех уровней мультиплета:

$$E_J = \Delta_{NN} \left(1 - \frac{\Delta E_J}{\Delta E_0}\right).$$

На сегодняшний день существуют различные способы оценки величины спаривания тождественных нуклонов. Среди прочих можно выделить методы, основанные на одном из проявлений спаривания: расщеплении массовых поверхностей ядер различной четности (OES-эффект). Величина этого расщепления может быть получена с использованием массовых соотношений, опирающиеся на данные по массам трех и более ядер. Расщепление мультиплета основного состояния равно удвоенному значению OES-эффекта [9].

Наиболее часто для расчета величины OES используются формулы с учетом масс четырех [7] или пяти [10] соседних изотопов:

$$\Delta_n^{(4)}(N) = \frac{(-1)^N}{4} [-S_n(N+1) + 2S_n(N) - S_n(N-1)], \quad (1)$$

$$\Delta_n^{(5)}(N) = 1/2[\Delta_n^{(4)}(N) + \Delta_n^{(4)}(N+1)] = (-1)^N / 8 [-S_n(N+2) + 3S_n(N+1) - 3S_n(N) + S_n(N+2)], \quad (2)$$

где $S_n(N) = B(N) - B(N-1)$ — энергия отделения нейтрона от ядра (N, Z) , $B(N)$ — энергия связи

ядра. В формулах 1 и 2 для нейтронного OES число протонов Z фиксировано. В работах [10–12] показано, что расчеты с усреднением по большому количеству ядер более точно описывают спаривание нуклонов вблизи линии стабильности и в то же время приводят к большим ошибкам в областях изотопов с нейтронным (протонным) избытком в силу меньшего количества данных.

2. СПАРИВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В НЕЙТРОН-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ

В изотопах $^{70-76}\text{Ni}$ полностью заполнен протонный уровень $1f_{7/2}$ и происходит последовательное заселение нейтронного уровня $1g_{9/2}$, поэтому имеет смысл рассматривать образование GSM-мультиплета как результат спаривания нейтронов поверх магического остова ^{68}Ni .

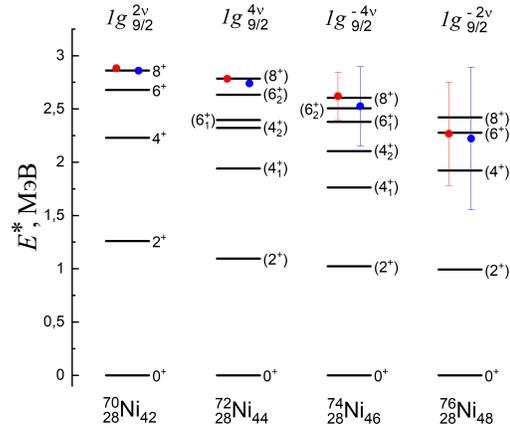


Рис. 1. Экспериментальные спектры четных изотопов $^{70-76}\text{Ni}$. Красным и синим отмечены оценки энергии спаривания нейтронов, полученные с использованием массовых соотношений, опирающихся на массы четырех и пяти ядер соответственно

На рис. 1 представлены экспериментальные спектры изотопов четных изотопов $^{70-76}\text{Ni}$, в которых происходит заполнение нейтронного уровня $1g_{9/2}$. Видно, что в подавляющем количестве случаев оценки величины спаривания по различным массовым соотношениям $\Delta_{NN}^{(4)} = 2\Delta_{nn}^{(4)}$ и $\Delta_{NN}^{(5)} = 2\Delta_{nn}^{(5)}$, отмеченные красными и синими точками, лежат ниже состояния с максимальным спином $J_{max} = 8$. Согласно модели δ -сил спаривания, это будет приводить к некоторому занижению расщепления мультиплетов основного состояния, поскольку в данной модели все уровни спускаются вниз относительно исходного положения вырожденных состояний, отвечающего величине Δ_{NN} . При этом видно, что число используемых для расчета изотопов существенно влияет на величину и ошибку оценки энер-

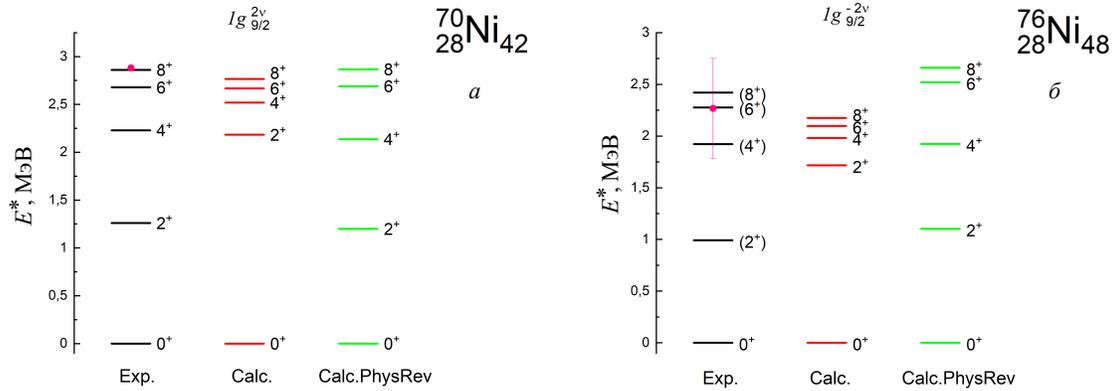


Рис. 2. Спектры изотопов $^{70,76}\text{Ni}$. Черным показаны экспериментальные спектры, красным — рассчитанные в настоящей работе, зеленым — рассчитанные в [3]

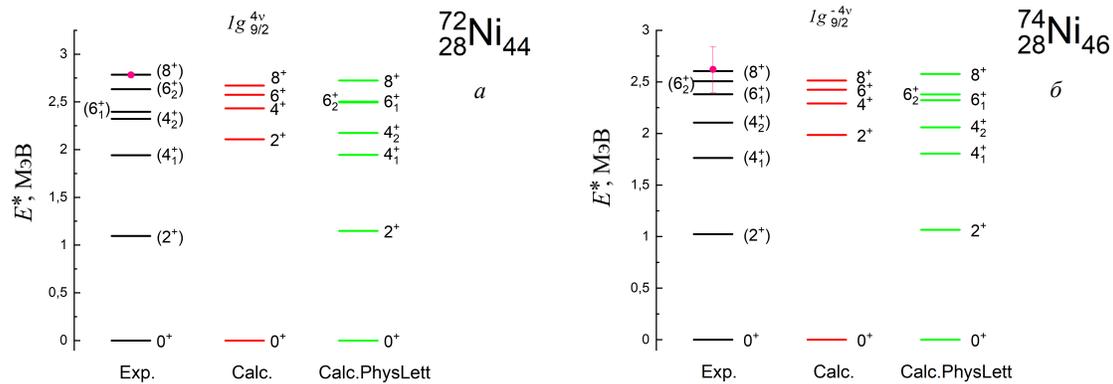


Рис. 3. Спектры изотопов $^{72,74}\text{Ni}$. Черным показаны экспериментальные спектры, красным — рассчитанные в настоящей работе, зеленым — рассчитанные в [4]

гии спаривания нейтронов в $^{74,76}\text{Ni}$. С учетом этих обстоятельств в настоящей работе было решено использовать соотношение $\Delta_{NN}^{(4)}$ для расчета спектров нейтрон-избыточных изотопов никеля.

На рис. 2 представлены энергетические спектры изотопов $^{70,76}\text{Ni}$. Экспериментальные спектры (первая колонка) сопоставляются с расчетами в приближении δ -сил спаривания (вторая колонка) и расчетами из [3] (третья колонка). Авторы статьи [3] аппроксимировали матричные элементы взаимодействия нуклонов на оболочках сверх дважды магического ^{56}Ni для воспроизведения экспериментальных спектров ряда магических ядер (изотонов с $N = 50$ и изотопов Ni). Полученные значения далее экстраполировались для предсказания спектров нейтрон-избыточных изотопов никеля. В настоящей работе смешивание конфигураций не учитывалось, все спектры были получены с учетом взаимодействия нейтронов лишь на внешнем уровне $1g_{9/2}$. Подобное упрощение не позволяет правильно воспроизвести положение состояний с низким

моментом $2^+, 4^+$. Уровни с высоким моментом $6^+, 8^+$, напротив, малочувствительны к эффектам смешивания конфигураций, и потому их положение согласуется с экспериментом в случае изотопа ^{70}Ni . В то же время, наши расчеты приводят к заниженной оценке энергии спаривания нейтронов в ядре ^{76}Ni , что приводит к занижению энергии состояний с высоким спином. В первую очередь это связано с существенной неопределенностью данных по массам соседних ядер в этом диапазоне, также вклад вносит неточность массового соотношения, используемого для расчета величины спаривания нейтронов.

На рис. 3 представлены энергетические спектры изотопов $^{72,74}\text{Ni}$, полученные нами спектры сопоставлялись с расчетами в [4]. В последней работе, как и в [3], предсказания спектров опирались на экспериментальные значения энергий возбуждения низколежащих состояний в соседних ядрах. За основу брались изотопы $^{70,76}\text{Ni}$ с двумя частицами и двумя дырками на уровне $1g_{9/2}$ соответственно — такие изотопы удобно рас-

смаивать с точки зрения модели сеньорити, согласно которой максимальное число неспаренных нуклонов (сеньорити) в этих ядрах $\nu = 2$. Эмпирическое расщепление спектров с сеньорити 2 далее использовалось для построения спектров с $\nu = 4$ в изотопах $^{72,74}\text{Ni}$. В настоящей же работе расщепление получено на основе массовых соотношений без фиксирования положения каких-либо состояний в спектрах ядер. Как и в случае $^{70,76}\text{Ni}$, более точно удалось воспроизвести уровни с высоким значением спина. Отметим, что состояния 4_2^+ и 6_2^+ , лежащие ниже уровня 8^+ , в настоящее время рассматриваются как уровни с сеньорити $\nu = 4$ [13]. При этом в рамках модели сеньорити с использованием δ -взаимодействия данные состояния будут находиться выше энергии спаривания Δ_{NN} . Исследование столь необычной структуры мультиплета с сеньорити 4 несомненно повлечет уточнение используемой нами модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе был использован подход массовых соотношений для расчета мультиплетов основного состояния четных изотопов $^{70-76}\text{Ni}$ с $\nu = 2$. Показано,

что расщепление GSM-мультиплета в $^{70,72,74}\text{Ni}$ с удовлетворительной точностью описывается массовым соотношением, базирующимся на массах четырех соседних изотопов. В ядре ^{76}Ni это расщепление существенно меньше экспериментального, однако находится в пределах погрешности, вызванной неточностью данных по массам ядер. Показано, что такая относительно простая модель хорошо предсказывает состояния $J = 6, 8$ в силу слабой зависимости их положения от эффектов смешивания конфигураций. Это свидетельствует о том, что силы нулевого радиуса являются относительно точным исходным приближением для остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия. Более точное воспроизведение уровней $J = 2, 4$ возможно при учете смешивания конфигураций, а также при взятии более реалистичного потенциала двухчастичного взаимодействия.

Важным моментом также является вопрос об уточнении данных по массам нейтрон-избыточных изотопов никели и, как следствие, оценки энергии спаривания нейтронов в данных изотопах. Взаимный анализ полученных значений масс ядер и данных о структуре мультиплета основного состояния мог бы позволить уточнить имеющиеся данные.

- [1] Larsen A.C. et al. // PPNP. 2019. **107**. P. 69.
[2] Honma M. et al. // Phys. Rev. C. 2004. **69**. 034335.
[3] Lisetskiy A.F. et al. // Phys. Rev. C. 2004. **70**. 044314.
[4] Morales A.I. et al. // Phys. Lett. B. 2018. **781**. P. 706.
[5] Imasheva L.T. et al. // Bull. of RAS: Physics. 2016. **80**. P. 313.
[6] Имашева Л.Т. и др. // ЭЧАЯ. 2017. **48**. №6. С. 828.
[7] Бор О., Моттельсон Б. // Структура атомного ядра. М. 1971. **1**. С. 170.
[8] Валантэн Л. // Субатомная физика (ядра и частицы). М. 1986. **2**. С. 48.
[9] Ишханов Б.С., Степанов М.Е., Третьякова Т.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 6. С. 3.
[10] Möller P., Nix J.R. // Nucl. Phys. A. 1992. **536**. P. 20
[11] Audi G. et al. // Chin. Phys. C. 2012. **36**, N 12. P. 1287; Wang M. et al. // Ibid. P. 1603.
[12] Wang M. et al. // Chinese Phys. C. 2012. **36**. P. 1603.
[13] Van Isacker P. // Int. Jour. of Mod. Phys. E. 2011. **20**, N 2. P. 191.

Ground State Multiplets with Seniority 2 in Neutron-rich Isotopes of Nickel

D. S. Zhulyaeva¹, S. V. Sidorov^{1,a}, T. Yu. Tretyakova^{1,2}

¹Department of general nuclear physics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
E-mail: ^asv.sidorov@physics.msu.ru

This paper considers neutron pairing interaction in even neutron-rich nickel isotopes $^{70-76}\text{Ni}$. The model of zero-range pairing forces is used to study the formation of ground state multiplets with seniority $\nu = 2$ as neutron $1g_{9/2}$ is gradually filled. Mass relation based on masses of four neighbouring nuclei is shown to yield satisfactory splitting of the ground state multiplets, as well as reproduce high-spin excited states in the isotopes under consideration.

PACS: 21.10.-k, 21.60.Cs, 27.50.+e.

Keywords: Neutron-rich isotopes of Ni, ground state multiplet, pairing of identical nucleons, seniority model.

Received 25 August 2021.

Сведения об авторах

- Жуляева Дарья Сергеевна — студент 3 курса бакалавриата, e-mail: zhulyaeva.ds18@physics.msu.ru
- Сидоров Семён Владимирович — аспирант 2 года; e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru
- Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: tretyakova@phys.msu.ru