

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

Б.С. Ишханов, А.А. Костюков

**СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР,
РАСПОЛОЖЕННЫХ ВБЛИЗИ ЗАМКНУТОЙ ОБОЛОЧКИ $Z=50$**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2012-2/880

Москва, 2012 г.

УДК 539.144.3

Б.С. Ишханов^{1,2}, А.А. Костюков²

1. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

2. Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова

e-mail: akostuckov@googlemail.com

**СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР, РАСПОЛОЖЕННЫХ
ВБЛИЗИ ЗАМКНУТОЙ ОБОЛОЧКИ Z=50**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2012-2/880

Аннотация

Исследованы различные факторы, влияющие на структуру основного и низко возбужденных состояний изотопов Cd, Sn и Te. Построена последовательность заполнения нейтронами одночастичных ядерных состояний в изотопах $^{99-132}\text{Cd}$, $^{100-135}\text{Sn}$, $^{105-140}\text{Te}$. Рассмотрено слияние сил спаривания нейтронов на порядок заполнения одночастичных нейтронных состояний.

B.S. Ishkhanov^{1,2}, A.A. Kostyukov²

1. Lomonosov Moscow State University, Physical Department

2. Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University

**STRUCTURE OF LOW-LYING NUCLEAR STATES NEAR THE CLOSED SHELL
Z=50**

Preprint MSU SINP N 2012-2/880

Abstract

Different factors having effect on the structure of the ground and low energy states of Cd, Sn and Te isotopes were investigated. The sequence of nuclear single-particle shells filling for $^{99-132}\text{Cd}$, $^{100-135}\text{Sn}$, $^{105-140}\text{Te}$ isotopes were constructed. The effect of neutron pairing nuclear forces on the sequence of nuclear shells filling was considered.

© Б.С. Ишханов, А.А. Костюков

© НИИЯФ МГУ, 2012, <http://www.sinp.msu.ru>

Цель настоящей работы – исследовать различные факторы, влияющие на структуру основного и низко возбужденных состояний изотопов Cd ($Z=48$) и Te ($Z=52$), и сравнить с ранее выполненным анализом изотопов Sn ($Z=50$). Оценить величину NN-взаимодействия и его влияние на характер заполнения нейтронами одночастичных состояний модели оболочек.

Изучение структуры атомного ядра началось вскоре после открытия нейтрона и протона и установления того факта, что атомное ядро состоит из нейтронов и протонов. Для описания структуры атомного ядра обычно используются различные модели:

- Модель ферми-газа.
- Модель жидкой капли.
- Модель ядерных оболочек.
- Обобщенная модель ядра.

Каждая из этих моделей описывает определенные характеристики атомных ядер [1,2]. Так, например, в модели жидкой капли удастся исходя из общих принципов описать энергии связи атомных ядер, энергии связи нуклонов в ядре. Несомненным успехом модели жидкой капли явилось описание механизма деления атомных ядер. В то же время в капельной модели ядра было невозможно объяснить такие характеристики атомных ядер как спин, четность ядерных состояний, рассчитать магнитные моменты ядер.

Одним из основных факторов, способствовавших развитию модели оболочек, явилось обнаружение того, что свойства атомных ядер изменяются не монотонно с изменением массового числа A или порядкового номера элемента Z , а обнаруживают некоторую периодичность, напоминающую периодичность структуры электронных оболочек атома. Была обнаружена повышенная стабильность ядер с числами нейтронов N или протонов Z равными 2, 8, 20, 28, 50, 82 и числом нейтронов $N = 126$. Эти числа нейтронов и протонов были названы магическими числами. Первые теоретические попытки описания магических чисел были сделаны в работах [3-5]. В частности Эльзассер предположил, что каждый нуклон движется в бесконечно глубокой потенциальной яме, создаваемой другими нуклонами ядра. Значения одночастичных состояний нуклонов получаются при решении уравнения Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2U}{dr^2} + [E + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} - V(r)]U = 0,$$

где $V(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R \\ \infty, & r > R \end{cases}$,

E – энергия частицы,

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – приведенная постоянная Планка,

l – орбитальное квантовое число,

U – радиальная часть волновой функции.

Заполнение протонами и нейтронами одночастичных состояний происходит независимо в соответствии с принципом Паули. В оболочечной модели ядра, также как и в атомной спектроскопии, для обозначения состояний с различными значениями квантового числа орбитального момента l нуклона используются буквы латинского алфавита со следующим соответствием:

| | | | | | | | | | |
|-------|---|---|---|---|---|---|---|---|-----|
| $l =$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | ... |
| | s | p | d | f | g | h | i | k | |

Расчеты показали, что повышенная стабильность ядер должна проявляться при заполнении уровней 1s, 1p, 2s, 2p, 3s, 3p ..., т.е. при числах протонов и нейтронов N и Z

равных 2, 8, 20, 40, 70, 112. Т.е. в такой модели удалось объяснить только первые три магических числа. В течение долгого времени считалось, что оболочечная модель неприменима для описания ядер с $A > 50$. Однако, с течением времени, накапливались все новые и новые экспериментальные доказательства существования оболочечной структуры ядер. В 1949 г. М. Гепперт-Майер и Дж. Иенсен сделали решающий шаг в развитии оболочечной модели [6-8]. Они показали, что для объяснения заполнения ядерных оболочек при $N, Z = 50, 82$ и $N = 126$, необходимо учесть так называемое спин-орбитальное взаимодействие V_{LS} : взаимодействие спина нуклона с его орбитальным моментом количества движения. Благодаря этому удалось воспроизвести все наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов. Характерной особенностью спин-орбитального взаимодействия V_{LS} является зависимость энергии ядерного состояния от взаимной ориентации спинового \vec{s} и орбитального \vec{l} моментов нуклона.

$$V_{LS} = f(r)\vec{l}\vec{s},$$

где \vec{l} , \vec{s} - операторы орбитального и спинового моментов нуклона. При этом состояния с параллельной ориентацией спина и орбитального момента

$$j = l + 1/2$$

оказываются энергетически более выгодными по сравнению с состояниями с антипараллельной ориентацией

$$j = l - 1/2.$$

В оболочечной модели ядра одночастичные состояния характеризуются следующими квантовыми числами:

$$n, l, j, m,$$

где n – главное квантовое число, которое нумерует одночастичные состояния с одинаковыми l и j в порядке возрастания их энергии;

l – квантовое число орбитального момента количества движения нуклона;

j – квантовое число полного момента количества движения нуклона;

m – квантовое число проекции момента \vec{j} на ось z .

Различные состояния nlj обозначаются буквами и цифрами. Например, $2s_{1/2}$ это состояние с $n = 2$, $l = 0$ и $j = 1/2$; $3f_{7/2}$ это состояние с $n = 3$, $l = 3$, $j = 7/2$ и т.д.

Спин-орбитальное взаимодействие сосредоточено в основном вблизи поверхности ядра, где действительно можно говорить о выделенном направлении движения. Функция $f(r)$ убывает вглубь ядра. Вид этой функции можно найти, если обратиться к источнику потенциала V_{LS} : нуклон-нуклонному спин-орбитальному взаимодействию

$$\frac{1}{2}V_{LS}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)[(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) * (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)](\vec{s}_1 + \vec{s}_2).$$

Усреднение этого взаимодействия показывает, что функция $f(r) \propto \partial\rho(r)/\partial r < 0$, где $\rho(r)$ - плотность ядерного вещества.

Спин-орбитальное взаимодействие снимает вырождение одночастичных состояний nlj по квантовому числу $\vec{j} = \vec{l} \pm 1/2$. Учитывая, что $\vec{j}^2 = \vec{l}^2 + 2\vec{l}\vec{s} + \vec{s}^2$, получим

$$\vec{l}\vec{s} = \begin{cases} \hbar^2 l/2, & j = l + 1/2, \\ -\hbar^2(l+1)/2, & j = l - 1/2. \end{cases}$$

Откуда следует, что величина спин-орбитального расщепления уровня nl равна

$$E_{nl,l-1/2} - E_{nl,l+1/2} = C_{ls}(l+1/2), \quad (1)$$

где $C_{ls} = -\hbar^2 \bar{f}$, \bar{f} - среднее значение функции $f(r)$. Т.к. $f(r) < 0$, то состояние $j = l - 1/2$ поднимается, а состояние $j = l + 1/2$ опускается по энергии. Как видно из формулы (1), величина спин-орбитального расщепления возрастает с увеличением орбитального момента l . Экспериментальная оценка константы C_{ls} дает величину

$$C_{ls} \approx 20A^{-2/3} \text{ МэВ.}$$

Добавление к реалистическому потенциалу спин-орбитального взаимодействия приводит к тому, что уровни $1g_{9/2}$, $1h_{11/2}$ и $1i_{13/2}$ опускаются вниз и примыкают, соответственно, к оболочкам $N = 3$, $N = 4$, $N = 5$, в результате чего воспроизводятся, не получавшиеся ранее, магические числа 50, 82 и 126 (рис. 1). Кроме того от оболочки $N = 3$ отщепляется вниз уровень $1f_{7/2}$, что объясняет появление магического числа нуклонов $N = 28$.

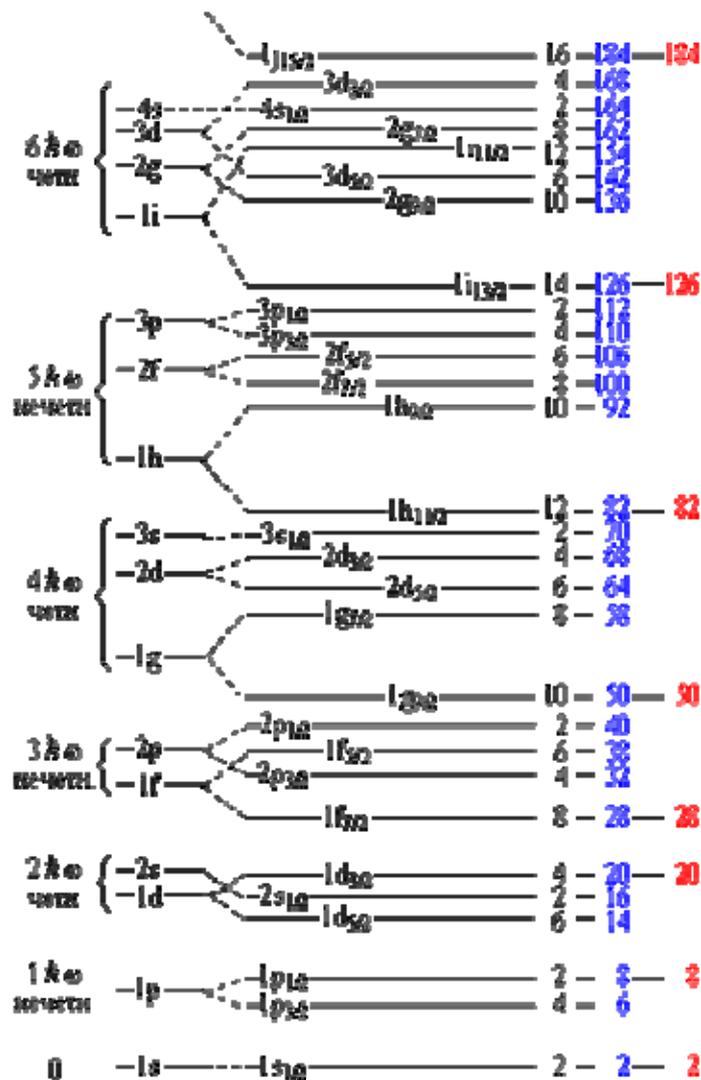


Рис. 1. Одночастичные уровни в оболочечном потенциале. Приведено схематическое изображение уровней в потенциале Вудса-Саксона: слева без учета спин-орбитального взаимодействия, справа - с учетом. Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. Черным цветом дано число вакантных мест для нуклонов одного сорта, синим приведено полное число частиц, красным указаны магические числа.

При анализе нуклон-нуклонного взаимодействия необходимо учитывать следующие особенности ядерного взаимодействия:

- Ядерное взаимодействие проявляется на расстоянии порядка 1 Фм. Т.к. размер ядер характеризуется формулой $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, где $r_0 \approx 1.1 \sim 1.3$ Фм, следует насыщение следующих ядерных характеристик: энергия связи ядра, отнесенная к одному нуклону $\frac{E_{связи}(N, Z)}{A}$, для ядер с $A > 10$ является практически константой, равной 8 МэВ; плотность ядерной материи является константой, равной 0.16 нуклон/Фм³.
- Схожие спектры для зеркальных ядер предполагают, что ядерные силы являются зарядово симметричными т.е. протон-протонное, нейтрон-нейтронное и протон-нейтронное ядерные взаимодействия одинаковы.
- Спектры ядер, формирующих триплеты изобар, указывают на то, что ядерные силы зарядово независимы.
- В соответствии с принципом Паули, два одинаковых нуклона на одной оболочке не могут иметь одинаковый набор квантовых чисел. Поэтому конфигурации из пары нейтронов или пары протонов всегда имеют суммарный спин $J = 0$. Основное состояние четно-четных ядер с суммарным спином $J = 1$ невозможно, поскольку в этом случае нуклоны имели бы одинаковые проекции полного момента. Однако для пары нейтрон-протон основное состояние с суммарным спином $J = 1$ возможно, более того $J = 1$ является основным состоянием дейтрона. Из этого можно сделать вывод, что ядерные силы зависят от спина нуклона.
- Значения углового момента и магнитного момента основного состояния дейтрона указывают на то, что спины нуклонов параллельны ($S = 1$), а относительный орбитальный момент $L = 0$. В то же время ненулевое значение квадрупольного момента дейтрона указывает на то, что его основное состояние должно также содержать пятипроцентную примесь конфигурации $S = 1, L = 2$. Примесь состояния $L = 2$ в дейтроне означает, что ядерные силы являются не только центральными (зависящими только от расстояния между нуклонами), но также содержат тензорную часть, которая зависит от ориентации относительно вектора \vec{r} , направленного из центра одного нуклона к центру другого, нуклонов и их спинов.
- Ядерное взаимодействие имеет спин-орбитальную компоненту, которая проявляется в больших сдвигах в энергии между уровнями с одинаковым орбитальным моментом l , но разными полными моментами j . Параллельная конфигурация орбитального момента и спина $j = l + 1/2$ энергетически более выгодна, чем антипараллельная $j = l - 1/2$, которая расположена выше по энергии.

При анализе характеристик атомных ядер в одночастичной модели оболочек исходят из того, что волновые функции основного и отдельных возбужденных состояний ядер содержат одну доминирующую одночастичную компоненту. То есть, при определенных условиях одночастичное состояние характеризует все ядро в целом. Наиболее ярко это проявляется в ядрах, имеющих один нуклон сверх заполненной оболочки или одну дырку в ней. В этих

случаях спин ядра J определяется спином неспаренного нуклона \vec{j} , $\vec{J} = \vec{j}$.

Для ядер с несколькими частицами сверх заполненных оболочек описание ядерных состояний усложняется из-за большого числа возможных связей угловых моментов частиц, находящихся в незаполненной оболочке. Но в результате эффекта спаривания нуклонов с одинаковым значением j самые низкие по энергии состояния ядер с нечетными

A можно описать как одночастичные, обусловленные неспаренной частицей. То есть с достаточно хорошим приближением можно считать, что остальные спаренные нуклоны образуют четно-четный остов с $J^P = 0^+$. В этом случае значения спина и четности неспаренной частицы также определяют полный спин и четность ядра в основном состоянии.

При изменении числа нейтронов или числа протонов в ядре происходит изменение глубины и формы потенциальной ямы ядра. Как следствие это приводит к изменению положения одночастичных состояний модели оболочек. При этом может даже происходить изменение последовательности одночастичных состояний.

Результаты расчета энергии отделения протона B_p в зависимости от числа нейтронов N в изотопах Cd ($Z = 48$), In ($Z = 49$), Sn ($Z = 50$), Sb ($Z = 51$) и Te ($Z = 52$) приведены в таблице 1. Расчет выполнен на основе данных, приведенных в [1].

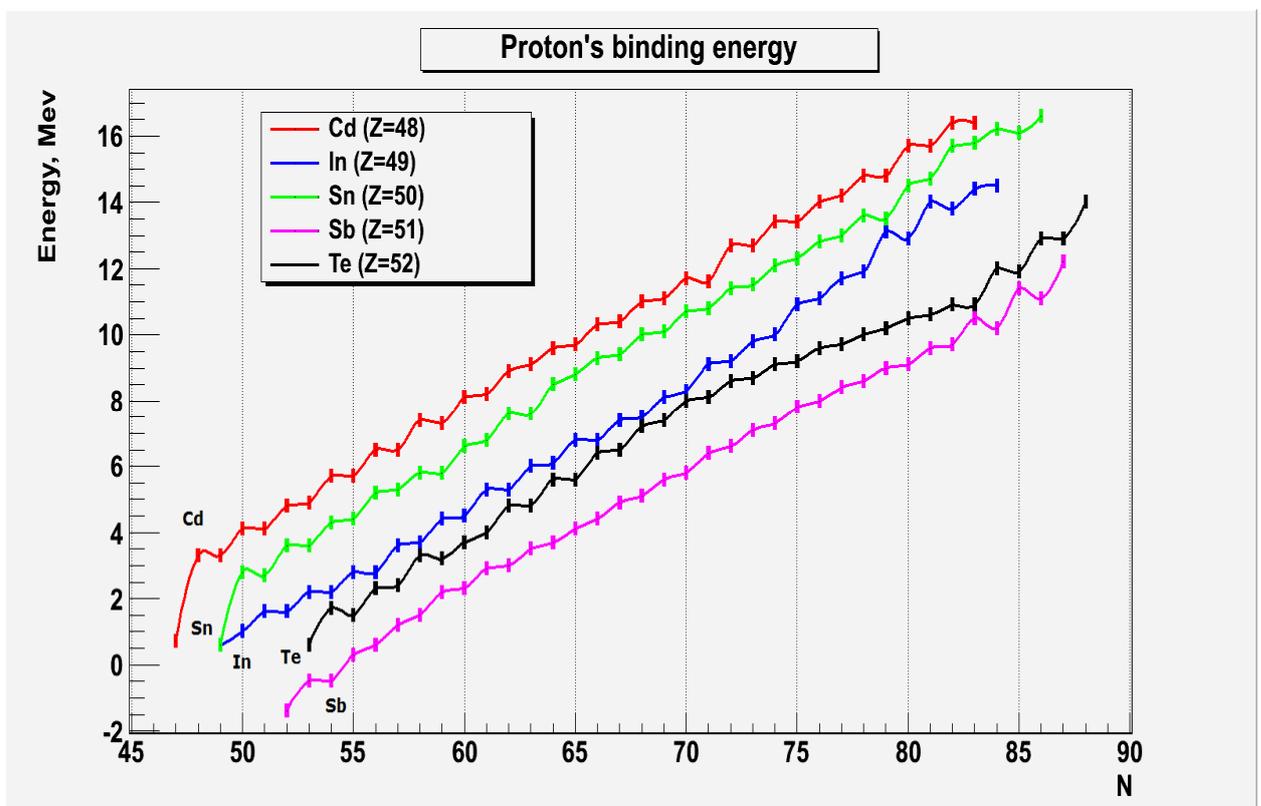


Рис. 2. Энергия отделения протона B_p в зависимости от числа нейтронов N в изотопах Cd, In, Sn, Sb, Te.

На рис. 2 показаны энергии отделения протона B_p в зависимости от числа нейтронов в изотопах Cd ($Z = 48$), Sn ($Z = 50$), Te ($Z = 52$), содержащих четное число протонов, а также в изотопах In ($Z = 49$) и Sb ($Z = 51$) с нечетным числом протонов. Энергии отделения протона можно описать линейной зависимостью от числа нейтронов N , однако можно видеть, что они располагаются один под одним не в порядке увеличения Z : графики изотопов In и Sb сдвинуты вниз на величину 2.0~2.3 МэВ. Этот сдвиг по энергии объясняется энергией спаривания P_{pp} пары протонов, поскольку в ядрах Cd, Sn и Te число протонов Z – четное, а в ядрах In и Sb – нечетное.

Таблица 1. Энергии отделения протона B_p в зависимости от числа нейтронов N в изотопах Cd ($Z=48$), In ($Z=49$), Sn ($Z=50$), Sb ($Z=51$) и Te ($Z=52$).

| Число нейтронов, N | Энергия отделения протона B_p , МэВ | | | | |
|----------------------|---------------------------------------|------|------|------|------|
| | Cd | In | Sn | Sb | Te |
| 47 | 0.7 | - | - | - | - |
| 48 | 3.3 | - | - | - | - |
| 49 | 3.3 | 0.6 | 0.6 | - | - |
| 50 | 4.1 | 1.0 | 2.8 | - | - |
| 51 | 4.1 | 1.6 | 2.7 | - | - |
| 52 | 4.8 | 1.6 | 3.6 | -1.4 | - |
| 53 | 4.9 | 2.2 | 3.6 | -0.5 | 0.6 |
| 54 | 5.7 | 2.2 | 4.3 | -0.5 | 1.7 |
| 55 | 5.7 | 2.8 | 4.4 | 0.3 | 1.5 |
| 56 | 6.5 | 2.8 | 5.2 | 0.6 | 2.3 |
| 57 | 6.5 | 3.6 | 5.3 | 1.2 | 2.4 |
| 58 | 7.4 | 3.7 | 5.8 | 1.5 | 3.3 |
| 59 | 7.3 | 4.4 | 5.8 | 2.2 | 3.2 |
| 60 | 8.1 | 4.5 | 6.6 | 2.3 | 3.7 |
| 61 | 8.2 | 5.3 | 6.8 | 2.9 | 4.0 |
| 62 | 8.9 | 5.3 | 7.6 | 3.0 | 4.8 |
| 63 | 9.1 | 6.0 | 7.6 | 3.5 | 4.8 |
| 64 | 9.6 | 6.1 | 8.5 | 3.7 | 5.6 |
| 65 | 9.7 | 6.8 | 8.8 | 4.1 | 5.6 |
| 66 | 10.3 | 6.8 | 9.3 | 4.4 | 6.4 |
| 67 | 10.4 | 7.4 | 9.4 | 4.9 | 6.5 |
| 68 | 11.0 | 7.5 | 10.0 | 5.1 | 7.2 |
| 69 | 11.1 | 8.1 | 10.1 | 5.6 | 7.4 |
| 70 | 11.7 | 8.3 | 10.7 | 5.8 | 8.0 |
| 71 | 11.6 | 9.1 | 10.8 | 6.4 | 8.1 |
| 72 | 12.7 | 9.2 | 11.4 | 6.6 | 8.6 |
| 73 | 12.7 | 9.8 | 11.5 | 7.1 | 8.7 |
| 74 | 13.4 | 10.0 | 12.1 | 7.3 | 9.1 |
| 75 | 13.4 | 10.9 | 12.3 | 7.8 | 9.2 |
| 76 | 14.0 | 11.1 | 12.8 | 8.0 | 9.6 |
| 77 | 14.2 | 11.7 | 13.0 | 8.4 | 9.7 |
| 78 | 14.8 | 11.9 | 13.6 | 8.6 | 10.0 |
| 79 | 14.8 | 13.1 | 13.5 | 9.0 | 10.2 |
| 80 | 15.7 | 12.9 | 14.5 | 9.1 | 10.5 |
| 81 | 15.7 | 14.0 | 14.7 | 9.6 | 10.6 |
| 82 | 16.4 | 13.8 | 15.7 | 9.7 | 10.9 |
| 83 | 16.4 | 14.4 | 15.8 | 10.5 | 10.9 |
| 84 | - | 14.5 | 16.2 | 10.2 | 12.0 |
| 85 | - | - | 16.1 | 11.4 | 11.9 |
| 86 | - | - | 16.6 | 11.1 | 12.9 |
| 87 | - | - | - | 12.2 | 12.9 |
| 88 | - | - | - | - | 14.0 |

Энергии отделения протона B_p имеют немонотонную зависимость от N , высота пульсаций энергии составляет около 600~800 кэВ. При добавлении одного нейтрона к изотопам In и Sb с четным числом нейтронов, энергия отделения протона B_p изменяется на 600~800 кэВ. Однако при добавлении второго нейтрона энергия отделения протона B_p практически не увеличивается, а порой даже немного уменьшается. Это можно объяснить связью неспаренных протона и нейтрона. Можно сделать вывод, что энергия спаривания пары нейтрон-протон в этих изотопах составляет P_{np} 600~800 кэВ. Более интересная ситуация наблюдается в изотопах Cd, Sn и Te, энергия отделения протона увеличивается при добавлении нейтрона к изотопам с нечетным числом нейтронов. Объяснить такую зависимость можно наличием все той же п-р связи: часть энергии, необходимой на разрушение сил спаривания между двумя протонами, компенсируется тем, что второй протон связывается с неспаренным нейтроном. При добавлении второго нейтрона ядро становится четно-четным, следовательно требуется больше энергии на разрыв связи между парой нейтронов, поскольку второй протон в итоге остается неспаренным, а все нейтроны спарены между собой.

В таблице 2 приведены рассчитанные на основе данных, приведенных в [1], энергии отделения нейтрона B_n в изотопах Cd ($Z = 48$), In ($Z = 49$), Sn ($Z = 50$), Sb ($Z = 51$) и Te ($Z = 52$). На рис. 3 показаны энергии отделения нейтрона B_n в зависимости от числа нейтронов в изотопах с четным числом протонов Cd ($Z=48$), Sn ($Z=50$), Te ($Z=52$), а также в изотопах In ($Z=49$) и Sb ($Z=51$), имеющих нечетное число протонов. Хорошо видно, что для изотопов с четным числом нейтронов N энергия отделения нейтрона существенно выше, чем для ядер с нечетным числом N . Это обусловлено энергией спаривания пары нейтронов. По высоте пилообразной структуры графиков можно оценить энергию спаривания P_{nn} пары нейтронов в этих ядрах как 2.5~2.7 МэВ.

Резкие скачки в энергии в районе $N = 82 - 83$ обусловлены тем, что в изотопах с магическим числом нейтронов $N = 82$ оболочка оказывается полностью заполненной, а в изотопах с $N > 83$ нейтроны начинают заполнять уровень $2f_{7/2}$ следующей оболочки. Разница энергий отделения нейтронов в изотопах с $N = 81$ и $N = 83$ составляет 2.2~3.7 МэВ. Аналогичная ситуация наблюдается в районе $N = 50$, что соответствует магическому числу $N = 50$.

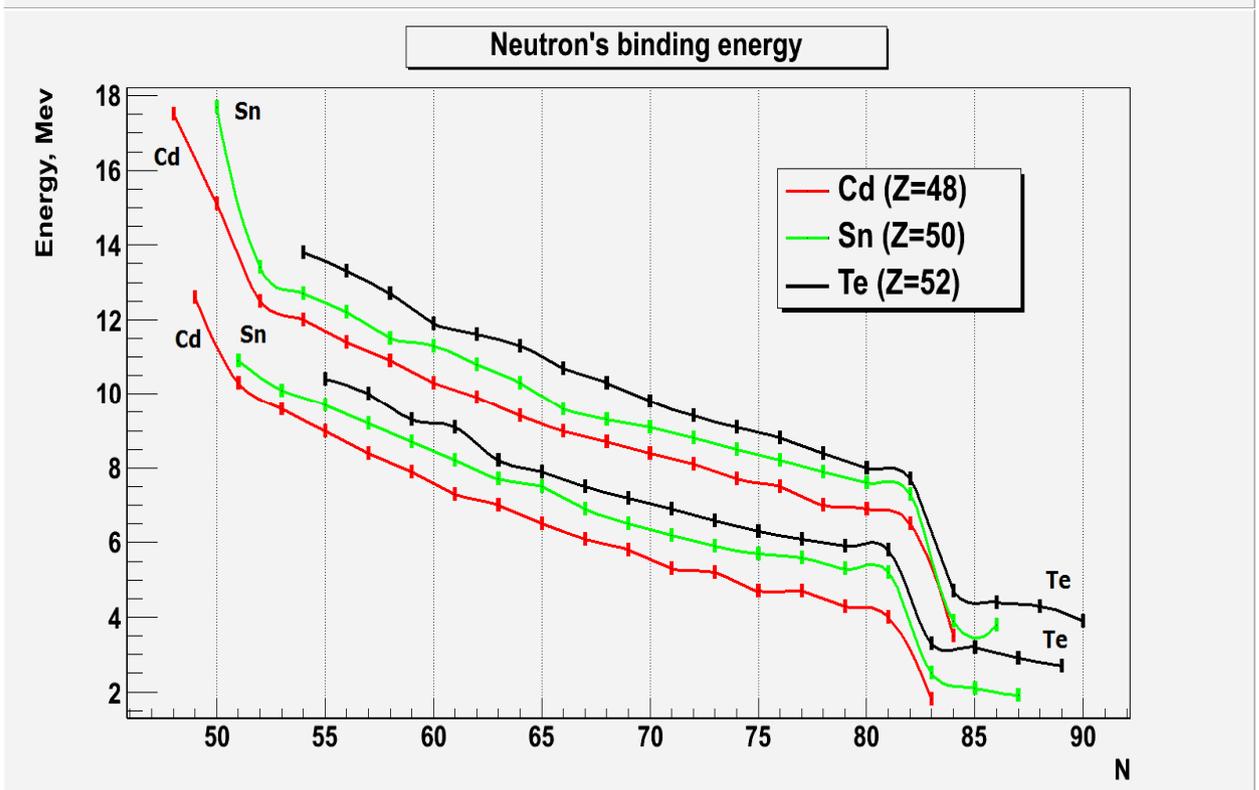
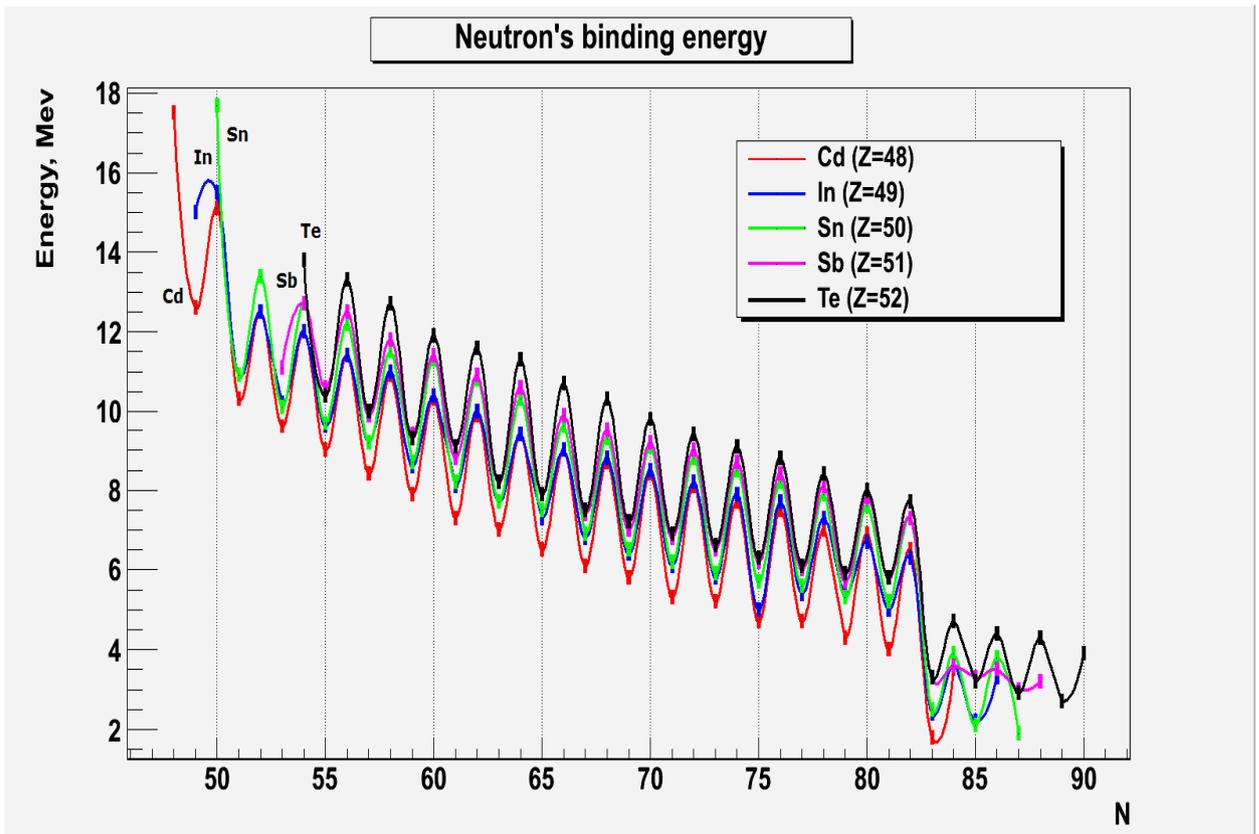


Рис. 3. Энергия отделения нейтрона B_n в зависимости от числа нейтронов N : а) в изотопах Cd, In, Sn, Sb, Te для всех изотопов, б) в изотопах Cd, Sn, Te отдельно для изотопов с четным и нечетным N .

Таблица 2. Энергия отделения нейтрона B_n в зависимости от количества нейтронов N в изотопах Cd ($Z=48$), In ($Z=49$), Sn ($Z=50$), Sb ($Z=51$) и Te ($Z=52$).

| Число нейтронов, N | Энергия отделения нейтрона B_n , МэВ | | | | |
|--------------------|--|------|------|------|------|
| | Cd | In | Sn | Sb | Te |
| 48 | 17.5 | - | - | - | - |
| 49 | 12.6 | 15.0 | - | - | - |
| 50 | 15.1 | 15.5 | 17.7 | - | - |
| 51 | 10.3 | 10.9 | 10.9 | - | - |
| 52 | 12.5 | 12.5 | 13.4 | - | - |
| 53 | 9.6 | 10.2 | 10.1 | 11.1 | - |
| 54 | 12.0 | 12.0 | 12.7 | 12.7 | 13.8 |
| 55 | 9.0 | 9.6 | 9.7 | 10.6 | 10.4 |
| 56 | 11.4 | 11.4 | 12.2 | 12.5 | 13.3 |
| 57 | 8.4 | 9.2 | 9.2 | 9.9 | 10.0 |
| 58 | 10.9 | 11.0 | 11.5 | 11.8 | 12.7 |
| 59 | 7.9 | 8.6 | 8.7 | 9.4 | 9.3 |
| 60 | 10.3 | 10.4 | 11.3 | 11.4 | 11.9 |
| 61 | 7.3 | 8.1 | 8.2 | 8.8 | 9.1 |
| 62 | 9.9 | 10.0 | 10.8 | 10.9 | 11.6 |
| 63 | 7.0 | 7.7 | 7.7 | 8.2 | 8.2 |
| 64 | 9.4 | 9.4 | 10.3 | 10.6 | 11.3 |
| 65 | 6.5 | 7.3 | 7.5 | 7.9 | 7.9 |
| 66 | 9.0 | 9.0 | 9.6 | 9.9 | 10.7 |
| 67 | 6.1 | 6.8 | 6.9 | 7.4 | 7.5 |
| 68 | 8.7 | 8.8 | 9.3 | 9.5 | 10.3 |
| 69 | 5.8 | 6.4 | 6.5 | 7.0 | 7.2 |
| 70 | 8.4 | 8.5 | 9.1 | 9.2 | 9.8 |
| 71 | 5.3 | 6.1 | 6.2 | 6.8 | 6.9 |
| 72 | 8.1 | 8.2 | 8.8 | 9.0 | 9.4 |
| 73 | 5.2 | 5.8 | 5.9 | 6.5 | 6.6 |
| 74 | 7.7 | 7.9 | 8.5 | 8.7 | 9.1 |
| 75 | 4.7 | 5.5 | 5.7 | 6.2 | 6.3 |
| 76 | 7.5 | 7.7 | 8.2 | 8.4 | 8.8 |
| 77 | 4.7 | 5.4 | 5.6 | 6.0 | 6.1 |
| 78 | 7.0 | 7.3 | 7.9 | 8.1 | 8.4 |
| 79 | 4.3 | 5.4 | 5.3 | 5.7 | 5.9 |
| 80 | 6.9 | 6.7 | 7.6 | 7.8 | 8.0 |
| 81 | 4.0 | 5.0 | 5.2 | 5.8 | 5.8 |
| 82 | 6.5 | 6.3 | 7.3 | 7.3 | 7.7 |
| 83 | 1.8 | 2.4 | 2.5 | 3.3 | 3.3 |
| 84 | 3.5 | 3.6 | 3.9 | 3.6 | 4.7 |
| 85 | - | 2.2 | 2.1 | 3.3 | 3.2 |
| 86 | - | 3.3 | 3.8 | 3.5 | 4.4 |
| 87 | - | - | 1.9 | 3.0 | 2.9 |
| 88 | - | - | - | 3.2 | 4.3 |
| 89 | - | - | - | - | 2.7 |
| 90 | - | - | - | - | 3.9 |

Более детально оценить энергию спаривания нуклонов в изотопах близ замкнутой оболочки с $Z = 50$ можно анализируя энергии отделения протона B_p (таблица 1) и энергии отделения нейтрона B_n (таблица 2) в зависимости от числа нейтронов N в ядре. Эти зависимости приведены на рис. 2,3. Видно, что с увеличением массового числа A происходит увеличение энергии отделения протона и уменьшение энергии отделения нейтрона. Увеличение массового числа A соответствует удалению от границы протонной стабильности и приближению к границе нейтронной стабильности.

Пилообразный характер энергии связи нейтрона в зависимости от числа нейтронов N является проявлением сил спаривания нейтронов. Нечетный нейтрон взаимодействует только со всеми остальными нуклонами в ядре, в то время как у четного нейтрона появляется дополнительное взаимодействие с нечетным нейтроном. Парное взаимодействие двух нейтронов можно оценить, используя энергии отделения нейтронов в соседних изотопах:

$$P_{nn}^{(1)}(Z, N) = B_n(Z, N) - B_n(Z, N - 1), \quad (2)$$

где N – четное число нейтронов.

На рис. 4(а) показаны величины энергии спаривания нейтронов $P_{nn}(Z, N)$ в четно-четных изотопах Cd, Sn и Te в зависимости от числа нейтронов N . Численные результаты приведены в таблице 3. Однако, как видно из рис. 3, наблюдается уменьшение энергии отделения нейтронов в зависимости от числа нейтронов N в ядре. Поэтому более реалистическую оценку энергии спаривания нейтронов $P_{nn}(Z, N)$ можно получить, сравнивая энергии отделения нейтронов как в изотопе $(Z, N - 1)$, так и в изотопе $(Z, N + 1)$. Соответствующую оценку энергии спаривания нейтронов $P_{nn}(Z, N)$ можно получить, используя соотношение:

$$P_{nn}^{(2)}(Z, N) = 1/2 * [2 * B_n(Z, N) - B_n(Z, N - 1) - B_n(Z, N + 1)]. \quad (3)$$

Это соотношение эффективно учитывает уменьшение энергии отделения нейтрона B_n при движении к границе нейтронной стабильности.

В таблице 3 представлены данные энергий спаривания нейтронов в зависимости от числа нейтронов N в изотопах Cd, Sn и Te, рассчитанных на основе соотношения (3). На рис. 4(б) представлены графики соответствующих зависимостей в диапазоне чисел $N = 54 - 80$. Энергии спаривания в изотопах Cd, Sn и Te в районе числа нейтронов $N = 68 - 76$ имеют близкие значения, что может быть объяснено заполнением состояния $1h_{11/2}$ нейтронными парами. Средняя энергия спаривания в этих изотопах составляет $\sim 2.7 - 2.8$ МэВ.

Таблица 3. Энергия спаривания нейтрона $P_{nn}^{(1)}$ и энергия спаривания $P_{nn}^{(2)}$ в четно-четных изотопах Cd, Sn и Te.

| N | Изотопы Cd | | | Изотопы Sn | | | Изотопы Te | | |
|----|------------|----------------|----------------|------------|----------------|----------------|------------|----------------|----------------|
| | A | $P_{nn}^{(1)}$ | $P_{nn}^{(2)}$ | A | $P_{nn}^{(1)}$ | $P_{nn}^{(2)}$ | A | $P_{nn}^{(1)}$ | $P_{nn}^{(2)}$ |
| 50 | 98 | 2.53 | 3.67 | 100 | - | - | - | - | - |
| 52 | 100 | 2.18 | 2.54 | 102 | 2.53 | 2.895 | - | - | - |
| 54 | 102 | 2.43 | 2.6955 | 104 | 2.52 | 2.72 | 106 | - | - |
| 56 | 104 | 2.356 | 2.6625 | 106 | 2.49 | 2.745 | 108 | 2.93 | 3.13 |
| 58 | 106 | 2.446 | 2.698 | 108 | 2.301 | 2.582 | 110 | 2.78 | 3.125 |
| 60 | 108 | 2.416 | 2.714 | 110 | 2.606 | 2.854 | 112 | 2.62 | 2.695 |
| 62 | 110 | 2.588 | 2.7635 | 112 | 2.614 | 2.829 | 114 | 2.49 | 2.93 |
| 64 | 112 | 2.418 | 2.636 | 114 | 2.555 | 2.6535 | 116 | 3.04 | 3.212 |
| 66 | 114 | 2.502 | 2.7015 | 116 | 2.018 | 2.32 | 118 | 2.799 | 2.9805 |
| 68 | 116 | 2.559 | 2.741 | 118 | 2.386 | 2.6155 | 120 | 2.757 | 2.9155 |
| 70 | 118 | 2.577 | 2.829 | 120 | 2.625 | 2.7815 | 122 | 2.618 | 2.7625 |
| 72 | 120 | 2.862 | 2.92 | 122 | 2.641 | 2.753 | 124 | 2.495 | 2.6745 |
| 74 | 122 | 2.584 | 2.837 | 124 | 2.541 | 2.6475 | 126 | 2.543 | 2.6835 |
| 76 | 124 | 2.82 | 2.785 | 126 | 2.459 | 2.5505 | 128 | 2.494 | 2.597 |
| 78 | 126 | 2.32 | 2.55 | 128 | 2.352 | 2.4615 | 130 | 2.337 | 2.414 |
| 80 | 128 | 2.59 | 2.735 | 130 | 2.289 | 2.3315 | 132 | 2.116 | 2.163 |
| 82 | 130 | 2.5 | 3.6 | 132 | 2.065 | 3.4545 | 134 | 1.851 | 3.097 |
| 84 | 132 | 1.7 | - | 134 | 1.454 | 1.652 | 136 | 1.329 | 1.3995 |
| 86 | - | - | - | 136 | 1.7 | 1.8 | 138 | 1.24 | 1.37 |
| 88 | - | - | - | - | - | - | 140 | 1.33 | 1.465 |
| 90 | - | - | - | - | - | - | 142 | 1.2 | - |

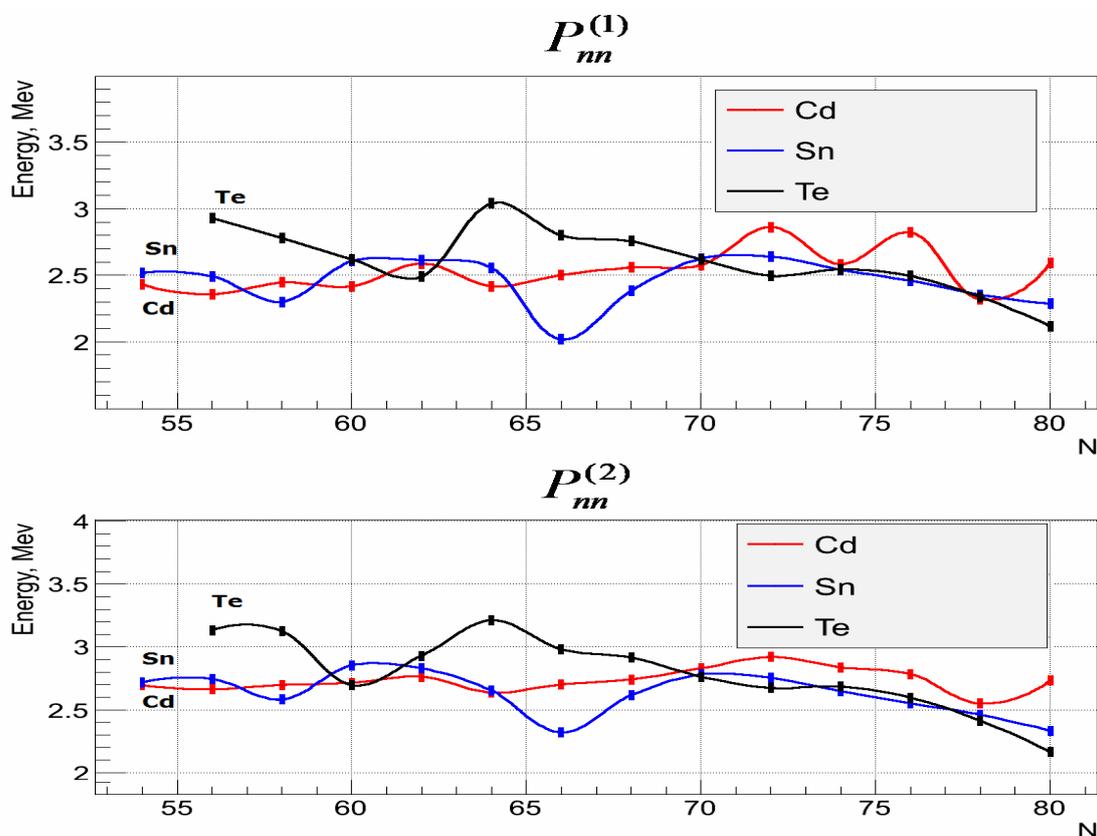


Рис 4. Энергия спаривания нейтрона $P_{nn}^{(1)}$ (а) и энергия спаривания $P_{nn}^{(2)}$ (б) в четно-четных изотопах Cd, Sn и Te.

Диаграмма одночастичных состояний, образующих оболочку $N, Z = 50 - 82$, показана на рис. 5. В изотопах Cd и Te происходит заполнение нейтронной оболочки $N = 50 - 82$. В тяжелых изотопах Cd ($A > 130$) и Te ($A > 134$) начинает заполняться оболочка $N = 82 - 126$. В Cd протоны полностью заполняют все одночастичные состояния до уровня $2p_{1/2}$ и почти полностью заполняют уровень $1g_{9/2}$, оставляя в нем две вакансии. В изотопах Te протоны полностью заполняют все одночастичные состояния вплоть до уровня $1g_{9/2}$, а 51-ый и 52-ой протоны находятся на уровне $2d_{5/2}$.

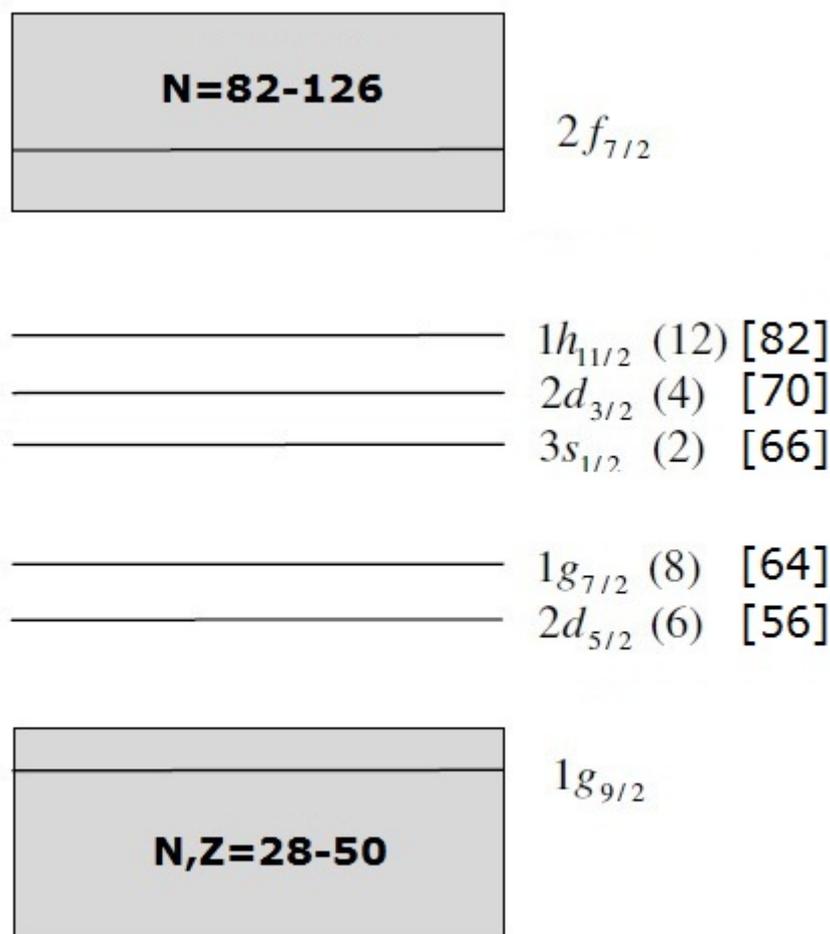


Рис. 5. Диаграмма одночастичных состояний оболочек $N=50-82$. Круглыми скобками обозначено число нейтронов на уровне, квадратными – полное число нейтронов N .

Порядок заполнения одночастичных состояний в изотопах Cd, Sn и Te зависит от величины спин-орбитального взаимодействия, числа нейтронов, заполняющих оболочку $N = 50 - 82$ и энергии спаривания нейтронов.

В дальнейшем более детально рассмотрим, как изменяются одночастичные состояния по мере заполнения их нейтронами. Сейчас же обратим внимание на следующие особенности схемы одночастичных состояний нейтронов, которые характерны для всех изотопов Cd, Sn и Te.

- Энергетический интервал, в котором расположены одночастичные состояния оболочки $N = 50 - 82$ составляет ~ 2.5 МэВ.

- Расстояние между нижним состоянием $2d_{5/2}$ оболочки $N = 50 - 82$ и верхним состоянием $1g_{9/2}$ оболочки $N = 28 - 50$ (величина энергетической щели) составляет ~ 4 МэВ.
- Расстояние между верхним состоянием $1h_{11/2}$ оболочки $N = 50 - 82$ и нижним состоянием $2f_{7/2}$ оболочки $N = 82 - 126$ составляет ~ 4 МэВ.
- В случае протонных одночастичных состояний расстояние между оболочками $Z = 28 - 50$ и $Z = 50 - 82$ гораздо больше (порядка ~ 5 МэВ в обоих случаях), следовательно одночастичные возбуждения соответствуют переходам неспаренного нейтрона.
- Энергия спаривания двух эквивалентных нуклонов приближенно описывается соотношением $E_{\text{спар}} \approx 34/A^{3/4}$ и для ядер области $A \approx 120$ $E_{\text{спар}}$ составляет $0.9 - 1.1$ МэВ.

В одночастичной модели, развитой в работах Гепперт-Майер и Иенсена, считается, что атомное ядро имеет сферическую симметричную конфигурацию. Информацию о форме атомного ядра можно получить из анализа:

- статических квадрупольных моментов ядер в основном состоянии.
- энергии низколежащих состояний $J^p = 2^+$ в четно-четных изотопах.
- вероятности E2-переходов низколежащих возбужденных состояний.

В таблице 4 и на рис. 6 приведены энергии низших возбужденных состояний $J^p = 2^+$ в четно-четных изотопах Cd ($Z = 48$), Sn ($Z = 50$) и Te ($Z = 52$). В изотопах Sn, имеющих полностью заполненную оболочку $Z = 50$, энергия первого состояния 2^+ составляет ~ 1.3 МэВ, в то время как в изотопах Cd, имеющего две протонные вакансии на уровне $1g_{9/2}$, и изотопах Te, имеющих два дополнительных протона на уровне $2d_{5/2}$, энергия состояния 2^+ понижается до $0.7 - 0.8$ МэВ. Это изменение положения уровня $J^p = 2^+$ является одним из убедительных доказательств связи между нейтронными и протонными состояниями в ядре. Повышение энергии состояния 2^+ при числе нейтронов $N = 82$ - свидетельство проявления магического числа $N = 82$ в четно-четных изотопах $Z = 48, 50, 52$. Кроме того наблюдается слабое повышение энергии состояния 2^+ в районе $N = 62, 64$, что является указателем на квазимагическое число $N = 64$. Т.е. 5 уровней $2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$, составляющих оболочку $N = 50 - 82$, группируются, образуя пару близко расположенных уровней $2d_{5/2}, 1g_{7/2}$ и 3 близко расположенных уровня $3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$ с образованием слабовыраженной щели между этими группировками уровней.

Величины параметров квадрупольной деформации (таблица 5), рассчитанные на основе экспериментальных значений вероятности (E2) переходов, также свидетельствуют о том, что изотопы Sn, Cd и Te имеют небольшую деформацию и могут рассматриваться как сферические. Аналогичный вывод следует из анализа статических квадрупольных моментов и расчетов равновесной формы ядра из условия минимизации суммы одночастичных энергий ядра.

Таблица 4. Энергии низших возбужденных состояний $J^P = 2^+$ в четно-четных изотопах Cd (Z=48), Sn (Z=50) и Te (Z=52), N – число нейтронов.

| N | Изотоп | Энергия возбуждения, кэВ | Изотоп | Энергия возбуждения, кэВ | Изотоп | Энергия возбуждения, кэВ |
|----|-------------------|--------------------------|-------------------|--------------------------|-------------------|--------------------------|
| 52 | ^{100}Cd | 1004.11 | ^{102}Sn | 1472 | - | - |
| 54 | ^{102}Cd | 776.55 | ^{104}Sn | 1260.1 | ^{106}Te | 664.8 |
| 56 | ^{104}Cd | 658.00 | ^{106}Sn | 1207.7 | ^{108}Te | 625.20 |
| 58 | ^{106}Cd | 632.64 | ^{108}Sn | 1206.07 | ^{110}Te | 657.70 |
| 60 | ^{108}Cd | 632.988 | ^{110}Sn | 1211.88 | ^{112}Te | 689.01 |
| 62 | ^{110}Cd | 657.7645 | ^{112}Sn | 1256.85 | ^{114}Te | 708.74 |
| 64 | ^{112}Cd | 617.520 | ^{114}Sn | 1299.907 | ^{116}Te | 678.92 |
| 66 | ^{114}Cd | 558.456 | ^{116}Sn | 1293.560 | ^{118}Te | 605.706 |
| 68 | ^{116}Cd | 513.490 | ^{118}Sn | 1229.666 | ^{120}Te | 560.438 |
| 70 | ^{118}Cd | 487.77 | ^{120}Sn | 1171.265 | ^{122}Te | 564.094 |
| 72 | ^{120}Cd | 505.94 | ^{122}Sn | 1140.51 | ^{124}Te | 602.7271 |
| 74 | ^{122}Cd | 569.45 | ^{124}Sn | 1131.739 | ^{126}Te | 666.352 |
| 76 | ^{124}Cd | 612.8 | ^{126}Sn | 1141.15 | ^{128}Te | 743.219 |
| 78 | ^{126}Cd | 652.0 | ^{128}Sn | 1168.82 | ^{130}Te | 839.494 |
| 80 | ^{128}Cd | 645 | ^{130}Sn | 1221.26 | ^{132}Te | 974.22 |
| 82 | ^{130}Cd | 1325 | ^{132}Sn | 4041.20 | ^{134}Te | 1279.11 |
| 84 | - | - | ^{134}Sn | 725.6 | ^{136}Te | 606.64 |
| 86 | - | - | - | - | ^{138}Te | 443.1 |

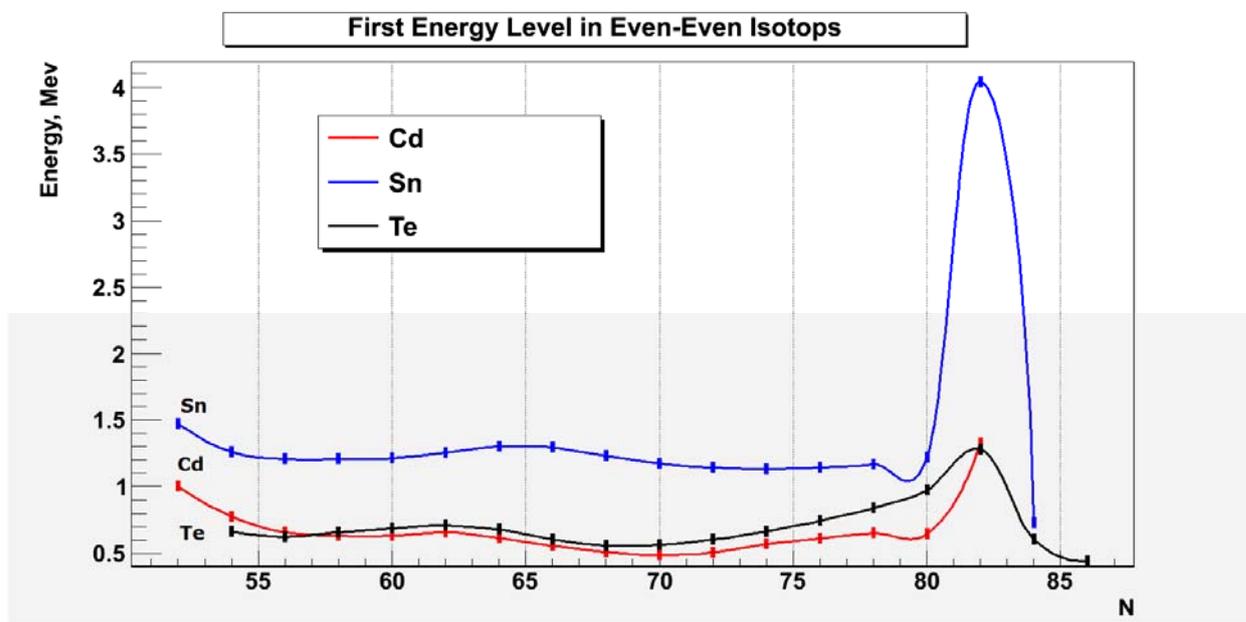


Рис. 6. Энергии низших возбужденных состояний с $J^P = 2^+$ в четно-четных изотопах Cd (Z=48), Sn (Z=50) и Te (Z=52).

Таблица 5. Среднеквадратичные деформации изотопов Cd (Z=48), Sn (Z=50) и Te (Z=52). Данные работ [9-10].

| Изотоп | Количество нейтронов, N | Деформация ядра $\beta_2(B(E2))$ | Деформация ядра $\beta_2(Q_{mom})$ |
|------------|-------------------------|----------------------------------|------------------------------------|
| ^{103}Cd | 55 | | 0.184 ± 0.171 |
| ^{104}Cd | 56 | 0.174 ± 0.024 | |
| ^{105}Cd | 57 | | 0.098 ± 0.014 |
| ^{106}Cd | 58 | 0.1732 ± 0.0042 | 0.079 ± 0.027 |
| ^{107}Cd | 59 | | 0.153 ± 0.023 |
| ^{108}Cd | 60 | 0.1752 ± 0.0041 | 0.126 ± 0.029 |
| ^{109}Cd | 61 | | 0.153 ± 0.023 |
| ^{110}Cd | 62 | 0.1771 ± 0.0039 | 0.11 ± 0.017 |
| ^{112}Cd | 64 | 0.1863 ± 0.0036 | 0.101 ± 0.016 |
| ^{114}Cd | 66 | 0.1912 ± 0.0035 | 0.094 ± 0.008 |
| ^{116}Cd | 68 | 0.1907 ± 0.0034 | 0.17 ± 0.039 |
| ^{118}Cd | 70 | 0.19 ± 0.007 | |
| ^{120}Cd | 72 | 0.172 ± 0.011 | |
| ^{122}Cd | 74 | 0.182 ± 0.045 | |
| ^{109}Sn | 59 | | 0.066 ± 0.025 |
| ^{111}Sn | 61 | | 0.029 ± 0.016 |
| ^{112}Sn | 62 | 0.1227 ± 0.0036 | 0.008 ± 0.029 |
| ^{114}Sn | 64 | 0.119 ± 0.013 | |
| ^{116}Sn | 66 | 0.1118 ± 0.0016 | 0.043 ± 0.012 |
| ^{118}Sn | 68 | 0.1106 ± 0.0021 | 0.013 ± 0.036 |
| ^{120}Sn | 70 | 0.1075 ± 0.0011 | 0.012 ± 0.026 |
| ^{121}Sn | 71 | | -0.007 ± 0.007 |
| ^{122}Sn | 72 | 0.1036 ± 0.0011 | |
| ^{123}Sn | 73 | | $+0.003 \pm 0.005$ |
| ^{124}Sn | 74 | 0.0953 ± 0.0012 | 0 ± 0 |
| ^{125}Sn | 75 | | 0.011 ± 0.024 |
| ^{127}Sn | 77 | | 0.034 ± 0.015 |
| ^{129}Sn | 79 | | 0.017 ± 0.037 |
| ^{131}Sn | 81 | | -0.013 ± 0.027 |
| ^{120}Te | 68 | 0.202 ± 0.021 | |
| ^{122}Te | 70 | 0.1848 ± 0.0008 | 0.119 ± 0.018 |
| ^{124}Te | 72 | 0.1695 ± 0.0009 | 0.106 ± 0.017 |
| ^{126}Te | 74 | 0.1534 ± 0.0016 | 0.046 ± 0.023 |
| ^{128}Te | 76 | 0.1363 ± 0.0011 | 0.032 ± 0.029 |
| ^{129}Te | 77 | | 0.018 ± 0.005 |
| ^{130}Te | 78 | 0.1184 ± 0.0014 | 0.034 ± 0.024 |

В таблице 6 приведены спин-четности J^p основных состояний изотопов Cd, Sn и Te. Даже поверхностный анализ таблицы 6 показывает, что Cd, Sn и Te имеют гораздо большее количество изотопов со спин-четностью $J^p = 5/2^+$ и $J^p = 1/2^+$, чем следует из оболочечной модели. В изотопах Cd и Te кроме того аномально большое количество состояний со спин-четностью $J^p = 3/2^+$. Это противоречит модели последовательного заполнения одночастичных состояний нейтронами и свидетельствует о более сложном

механизме заполнения одночастичных состояний. Разобраться в этом позволяет анализ спектра низших возбужденных состояний четно-четных изотопов Cd, Sn, Te.

Таблица 6. Спин-четность J^P основных состояний четно-нечетных изотопов Cd ($Z=48$), Sn ($Z=50$) и Te ($Z=52$).

| Число нейтронов, N | Спин-четность основного состояния J^P | | |
|--------------------|---|------------|-----------|
| | Cd | Sn | Te |
| 51 | $(5/2)^+$ | $(5/2)^+$ | - |
| 53 | $(5/2)^+$ | $(5/2)^+$ | $(5/2)^+$ |
| 55 | $(5/2)^+$ | $(5/2)^+$ | - |
| 57 | $5/2^+$ | $(5/2)^+$ | $(5/2)^+$ |
| 59 | $5/2^+$ | $5/2^+$ | $(5/2)^+$ |
| 61 | $5/2^+$ | $7/2^+$ | $(7/2)^+$ |
| 63 | $1/2^+$ | $1/2^+$ | $7/2^+$ |
| 65 | $1/2^+$ | $1/2^+$ | $1/2^+$ |
| 67 | $1/2^+$ | $1/2^+$ | $1/2^+$ |
| 69 | $1/2^+$ | $1/2^+$ | $1/2^+$ |
| 71 | $3/2^+$ | $3/2^+$ | $1/2^+$ |
| 73 | $(3/2)^+$ | $11/2^-$ | $1/2^+$ |
| 75 | $(3/2)^+$ | $11/2^-$ | $3/2^+$ |
| 77 | $(3/2)^+$ | $(11/2)^-$ | $3/2^+$ |
| 79 | $(3/2)^+$ | $(3/2)^+$ | $3/2^+$ |
| 81 | $(3/2)^+$ | $(3/2)^+$ | $(3/2)^+$ |
| 83 | $(7/2)^-$ | $(7/2)^-$ | $(7/2)^-$ |
| 85 | - | $(7/2)^-$ | $(7/2)^-$ |
| 87 | - | - | $(7/2)^-$ |

В одночастичной модели оболочек предполагается последовательное заполнение нейтронами в соответствии с принципом Паули. Однако спаривание нейтронов приводит к изменению порядка одночастичных состояний. Рассмотрим последовательность заполнения одночастичных состояний j_1 и j_2 . Состояние j_1 расположено по энергии ниже состояния j_2 (рис. 7). В зависимости от разности энергий состояний $E_2 - E_1$ и разности энергий спаривания нейтронов в этих одночастичных состояниях $P_{nn}(j_2) - P_{nn}(j_1)$ возможны 3 различные последовательности заполнения нейтронами одночастичных состояний j_1 и j_2 .

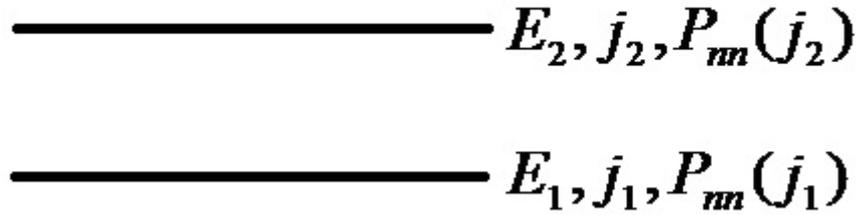


Рис. 7. Одночастичное состояние E_1, j_1 расположено по энергии ниже состояния E_2, j_2 . Энергия спаривания двух нейтронов $P_m(j_1)$ в состоянии j_1 меньше энергии спаривания двух нейтронов $P_m(j_2)$ в состоянии j_2 .

Вариант I: $E_2 - E_1 > P_m(j_2) - P_m(j_1)$.

Последовательное заполнение уровней будет таким, как предсказывает одночастичная модель оболочек. На уровне j_1 в соответствии с принципом Паули может располагаться $2j_1 + 1$ нейтрон (протон). Поэтому значение спина ядра будет определяться следующей последовательностью конфигураций $(j_1)^1; (j_1)^2; (j_1)^3; \dots; (j_1)^{2j_1+1}; (j_1)^{2j_1+1}(j_2)^1; (j_1)^{2j_1+1}(j_2)^2; \dots; (j_1)^{2j_1+1}(j_2)^{2j_2+1}$. Значение спина ядра, соответствующее нечетному числу нейтронов в конфигурации, будет равно $J = j_1$ или $J = j_2$, соответствующее четному числу нейтронов в конфигурации, будет равно $J^p = 0^+$.

Вариант II: $P_m(j_2) - P_m(j_1) > 2(E_2 - E_1)$.

Энергия спаривания двух нейтронов на уровне j_2 больше энергии спаривания двух нейтронов на уровне j_1 . Поэтому последовательность заполнения нейтронами состояний j_1 и j_2 будет следующей. Первый нейтрон сядет на уровень j_1 . Однако, т.к. энергия спаривания двух нейтронов $P_m(j_2)$ на уровне j_2 больше, чем энергия спаривания двух нейтронов $P_m(j_1)$ на уровне j_1 и больше, чем удвоенная разность энергий $E_2 - E_1$, то второй нейтрон подхватит первый нейтрон с уровня j_1 и образует с ним пару на уровне j_2 с суммарным моментом $J^p = 0^+$. Третий нейтрон снова сядет на уровень j_1 , образуя конфигурацию ядра $(j_1)^1(j_2)^2$. Четвертый нейтрон снова подхватит нейтрон с уровня j_1 и образует вторую пару на уровне j_2 , соответствующая конфигурация $(j_2)^4$. Так будет продолжаться до тех пор, пока состояние j_2 не будет полностью заполнено $2j_2 + 1$ нейтронами. После этого будет происходить последовательное заполнение нейтронами состояния j_1 . Последовательные конфигурации изотопов, соответствующие заполнению состояний j_1 и j_2 , будут иметь вид $(j_1)^1; (j_2)^2; (j_1)^1(j_2)^2; (j_2)^4; \dots; (j_1)^1(j_2)^{2j_2+1}; (j_1)^2(j_2)^{2j_2+1}; \dots; (j_1)^{2j_1+1}(j_2)^{2j_2+1}$. Также как в варианте I спин и четность ядра будет определяться значением спина и четности неспаренного нейтрона.

Вариант III: $E_2 - E_1 < P_m(j_2) - P_m(j_1) < 2(E_2 - E_1)$.

В этом случае энергия спаривания больше разности энергий состояний j_1 и j_2 , но меньше удвоенной разности энергий этих состояний. Поэтому вначале происходит

последовательное заполнение нейтронами нижнего состояния j_1 . Разности энергий спаривания $P_m(j_2) - P_m(j_1)$ оказывается недостаточно, чтобы заполнить парами нейтронов состояние j_2 . Так продолжается до тех пор, пока не будет полностью заполнено состояние j_1 . Заполнение состояния j_1 происходит $2j_1 + 1$ нейтронами. Со следующего нейтрона начинает заполняться состояние j_2 . Однако в данном случае, т.к. $P_m(j_2) - P_m(j_1) > E_2 - E_1$, оказывается энергетически более выгодно разорвать связь между парой нейтронов в состоянии j_1 и образовать пару нейтронов в состоянии j_2 . Спин ядра в данном случае будет определяться неспаренным нейтроном в состоянии j_1 . Следующий нейтрон образует пару в состоянии j_1 . Таким образом последовательность заполнения нейтронами состояний j_1 и j_2 будет соответствовать образованию конфигураций $(j_1)^1$; $(j_1)^2$; $(j_1)^3$; ...; $(j_1)^{2j_1+1}$; $(j_1)^{2j_1}(j_2)^2$; $(j_1)^{2j_1+1}(j_2)^2$; $(j_1)^{2j_1}(j_2)^4$; ...; $(j_1)^{2j_1+1}(j_2)^{2j_2+1}$. Неспаренный нейтрон в состояниях j_1 или j_2 будет определять суммарный спин ядра. Четное число нейтронов дают суммарный спин $J^p = 0^+$.

На рис. 8 приведены энергии низших возбужденных состояний четно-четных изотопов Cd и Te в зависимости от числа нейтронов. Для сравнения здесь же приведена аналогичная зависимость для изотопов Sn.

Исходя из значений спинов J , четностей P , энергий основных и низковозбужденных состояний изотопов Cd и Te была построена схема заполнения нейтронами оболочки $N = 50 - 82$ (таблица 7). Также была построена схема заполнения нейтронами оболочки $N = 50 - 82$ в изотопах Sn (таблица 8). В основу построения схем заполнения одночастичных состояний была положена последовательность одночастичных состояний, приведенная на рис. 5, с учетом энергий возбуждения низколежащих возбужденных состояний, приведенных на рис. 8.

В легких четно-четных изотопах Cd, Sn и Te основные и первые возбужденные состояния имеют спин-четности $J^p = 5/2^+$ и $J^p = 7/2^+$, соответственно, что соответствует заполнению нейтронами уровней $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$. Разность энергий состояний $7/2^+$ и $5/2^+$ в изотопах не превышает ~ 200 кэВ, что подтверждает близость одночастичных уровней $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ в области числа нейтронов $N < 64$. В изотопах Cd и Te с числом нейтронов $N < 60$ нижшим одночастичным состоянием по энергии является состояние $5/2^+$. В изотопах $^{113,115}\text{Te}$ основным состоянием становится состояние $1g_{7/2}$. В области $N > 64$ происходит практически одновременное заполнение нейтронами трех состояний $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$. И в этом случае расстояние между уровнями не превышает 200 кэВ. Эти особенности спектров возбужденных состояний изотопов Cd и Te необходимо учесть при заполнении нейтронных одночастичных состояний.

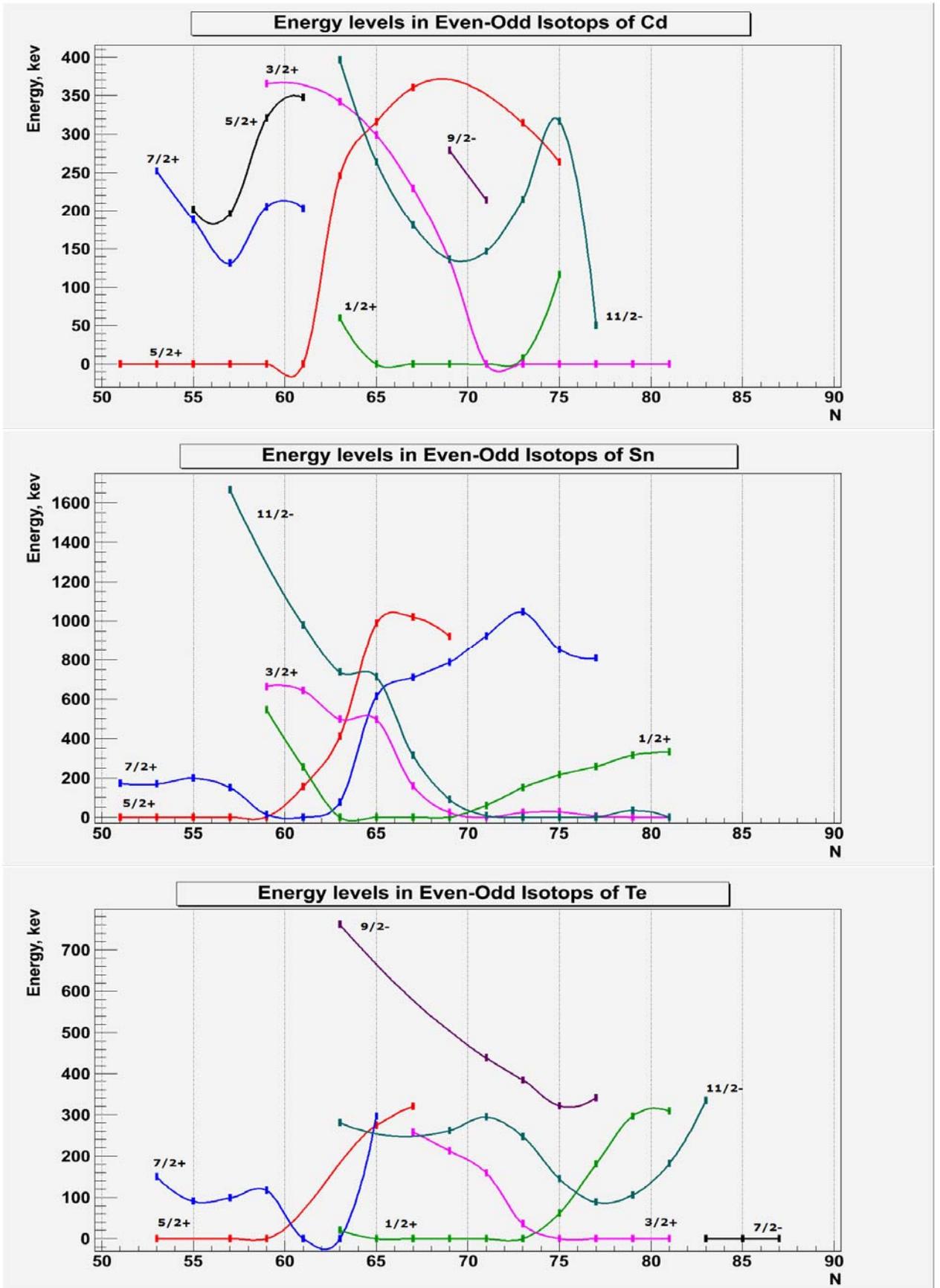


Рис. 8. Энергии низших возбужденных состояний а) изотопов Cd, б) изотопов Sn, в) изотопов Te в зависимости от числа нейтронов N.

Таблица 7. Заполнение нейтронных состояний $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$, $2f_{7/2}$ в изотопах Cd (Z=48, A=98-132) и Te (Z=52, A=108-136). N – число нейтронов.

| N | Cd | | Число нейтронов в состоянии | | | | | | Te | | Число нейтронов в состоянии | | | | | |
|----|-----|--------------------|-----------------------------|------------|------------|------------|-------------|------------|-----|--------------------|-----------------------------|------------|------------|------------|-------------|------------|
| | A | J^p | $2d_{5/2}$ | $1g_{7/2}$ | $3s_{1/2}$ | $2d_{3/2}$ | $1h_{11/2}$ | $2f_{7/2}$ | A | J^p | $2d_{5/2}$ | $1g_{7/2}$ | $3s_{1/2}$ | $2d_{3/2}$ | $1h_{11/2}$ | $2f_{7/2}$ |
| 51 | 99 | (5/2) ⁺ | 1 | - | - | - | - | - | - | - | - | - | - | - | - | - |
| 52 | 100 | 0 ⁺ | - | 2 | - | - | - | - | - | - | - | - | - | - | - | - |
| 53 | 101 | (5/2) ⁺ | 1 | 2 | - | - | - | - | 105 | (5/2) ⁺ | 1 | 2 | - | - | - | - |
| 54 | 102 | 0 ⁺ | - | 4 | - | - | - | - | 106 | 0 ⁺ | - | 4 | - | - | - | - |
| 55 | 103 | (5/2) ⁺ | 1 | 4 | - | - | - | - | 107 | - | 1 | 4 | - | - | - | - |
| 56 | 104 | 0 ⁺ | - | 6 | - | - | - | - | 108 | 0 ⁺ | - | 6 | - | - | - | - |
| 57 | 105 | 5/2 ⁺ | 1 | 6 | - | - | - | - | 109 | (5/2) ⁺ | 1 | 6 | - | - | - | - |
| 58 | 106 | 0 ⁺ | - | 8 | - | - | - | - | 110 | 0 ⁺ | - | 8 | - | - | - | - |
| 59 | 107 | 5/2 ⁺ | 1 | 8 | - | - | - | - | 111 | (5/2) ⁺ | 1 | 8 | - | - | - | - |
| 60 | 108 | 0 ⁺ | 2 | 8 | - | - | - | - | 112 | 0 ⁺ | 2 | 8 | - | - | - | - |
| 61 | 109 | 5/2 ⁺ | 3 | 8 | - | - | - | - | 113 | (7/2) ⁺ | 4 | 7 | - | - | - | - |
| 62 | 110 | 0 ⁺ | 4 | 8 | - | - | - | - | 114 | 0 ⁺ | 4 | 8 | - | - | - | - |
| 63 | 111 | 1/2 ⁺ | 4 | 8 | 1 | - | - | - | 115 | 7/2 ⁺ | 6 | 7 | - | - | - | - |
| 64 | 112 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | - | - | 116 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | - | - |
| 65 | 113 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | - | - | 117 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | - | - |
| 66 | 114 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | 2 | - | 118 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | 2 | - |
| 67 | 115 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | 2 | - | 119 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | 2 | - |
| 68 | 116 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | 4 | - | 120 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | 4 | - |
| 69 | 117 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | 4 | - | 121 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | 4 | - |
| 70 | 118 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 4 | - | 122 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | 6 | - |
| 71 | 119 | 3/2 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 4 | - | 123 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | 6 | - |
| 72 | 120 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 6 | - | 124 | 0 ⁺ | 6 | 8 | - | - | 8 | - |
| 73 | 121 | (3/2) ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 6 | - | 125 | 1/2 ⁺ | 6 | 8 | 1 | - | 8 | - |
| 74 | 122 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 8 | - | 126 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 8 | - |
| 75 | 123 | (3/2) ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 8 | - | 127 | 3/2 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 8 | - |
| 76 | 124 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 10 | - | 128 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 10 | - |
| 77 | 125 | (3/2) ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 10 | - | 129 | 3/2 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 10 | - |
| 78 | 126 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 12 | - | 130 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | - | 12 | - |
| 79 | 127 | (3/2) ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 12 | - | 131 | 3/2 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 1 | 12 | - |
| 80 | 128 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 2 | 12 | - | 132 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 2 | 12 | - |
| 81 | 129 | (3/2) ⁺ | 6 | 8 | 2 | 3 | 12 | - | 133 | (3/2) ⁺ | 6 | 8 | 2 | 3 | 12 | - |
| 82 | 130 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | - | 134 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | - |
| 83 | 131 | (7/2) ⁻ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 1 | 135 | (7/2) ⁻ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 1 |
| 84 | 132 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 2 | 136 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 2 |
| 85 | - | - | - | - | - | - | - | - | 137 | (7/2) ⁻ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 3 |
| 86 | - | - | - | - | - | - | - | - | 138 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 4 |
| 87 | - | - | - | - | - | - | - | - | 139 | (7/2) ⁻ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 5 |
| 88 | - | - | - | - | - | - | - | - | 140 | 0 ⁺ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 6 |

Таблица 8. Заполнение нейтронных состояний $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$, $2f_{7/2}$ в изотопах Sn ($Z=50$, $A=100-135$).

| Массовое число А | Число нейтронов N | Спин-четность J^p | Число нейтронов в состоянии | | | | | |
|------------------|-------------------|---------------------|-----------------------------|------------|------------|------------|-------------|------------|
| | | | $2d_{5/2}$ | $1g_{7/2}$ | $3s_{1/2}$ | $2d_{3/2}$ | $1h_{11/2}$ | $2f_{7/2}$ |
| 100 | 50 | 0^+ | - | - | - | - | - | - |
| 101 | 51 | $(5/2)^+$ | 1 | - | - | - | - | - |
| 102 | 52 | 0^+ | - | 2 | - | - | - | - |
| 103 | 53 | $(5/2)^+$ | 1 | 2 | - | - | - | - |
| 104 | 54 | 0^+ | - | 4 | - | - | - | - |
| 105 | 55 | $(5/2)^+$ | 1 | 4 | - | - | - | - |
| 106 | 56 | 0^+ | - | 6 | - | - | - | - |
| 107 | 57 | $(5/2)^+$ | 1 | 6 | - | - | - | - |
| 108 | 58 | 0^+ | - | 8 | - | - | - | - |
| 109 | 59 | $5/2^+$ | 1 | 8 | - | - | - | - |
| 110 | 60 | 0^+ | 2 | 8 | - | - | - | - |
| 111 | 61 | $7/2^+$ | 4 | 7 | - | - | - | - |
| 112 | 62 | 0^+ | 4 | 8 | - | - | - | - |
| 113 | 63 | $1/2^+$ | 4 | 8 | 1 | - | - | - |
| 114 | 64 | 0^+ | 6 | 8 | - | - | - | - |
| 115 | 65 | $1/2^+$ | 6 | 8 | 1 | - | - | - |
| 116 | 66 | 0^+ | 6 | 8 | - | - | 2 | - |
| 117 | 67 | $1/2^+$ | 6 | 8 | 1 | - | 2 | - |
| 118 | 68 | 0^+ | 6 | 8 | - | - | 4 | - |
| 119 | 69 | $1/2^+$ | 6 | 8 | 1 | - | 4 | - |
| 120 | 70 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | - | 4 | - |
| 121 | 71 | $3/2^+$ | 6 | 8 | 2 | 1 | 4 | - |
| 122 | 72 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | - | 6 | - |
| 123 | 73 | $11/2^-$ | 6 | 8 | 2 | - | 7 | - |
| 124 | 74 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | - | 8 | - |
| 125 | 75 | $11/2^-$ | 6 | 8 | 2 | - | 9 | - |
| 126 | 76 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | - | 10 | - |
| 127 | 77 | $(11/2)^-$ | 6 | 8 | 2 | - | 11 | - |
| 128 | 78 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | - | 12 | - |
| 129 | 79 | $(3/2)^+$ | 6 | 8 | 2 | 1 | 12 | - |
| 130 | 80 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | 2 | 12 | - |
| 131 | 81 | $(3/2)^+$ | 6 | 8 | 2 | 3 | 12 | - |
| 132 | 82 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | - |
| 133 | 83 | $(7/2)^-$ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 1 |
| 134 | 84 | 0^+ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 2 |
| 135 | 85 | $(7/2)^-$ | 6 | 8 | 2 | 4 | 12 | 3 |

Рассмотрим проявление сил спаривания на последовательности заполнения одночастичных состояний на примере изотопов Cd и Te.

Изотопы Cd.

Особенностью построения схемы заполнения нейтронных уровней является то, что одночастичные состояния $7/2^+$, соответствующие одному неспаренному нейтрону на уровне $1g_{7/2}$, отсутствуют. Также отсутствуют одночастичные состояния $11/2^-$, соответствующие неспаренному нейтрону на уровне $1h_{11/2}$. Зато наблюдаются 6 изотопов $^{99,101,103,105,107,109}\text{Cd}$, имеющих в основном состоянии $J^P = 5/2^+$, 4 изотопа $^{111,113,115,117}\text{Cd}$, имеющие в основном состоянии $J^P = 1/2^+$ и 6 изотопов $^{119,121,123,125,127,129}\text{Cd}$, имеющих в основном состоянии $J^P = 3/2^+$. Такая особенность значений спинов и четностей изотопов Cd свидетельствует о нарушении последовательного заполнения нейтронами ядерных уровней. Подобно аналогичному процессу заполнения ядерных уровней в изотопах Sn [11], происходит заполнение некоторых уровней сразу парой нейтронов. Это происходит, когда один нейтрон подхватывает другой с частично заполненного уровня, чтобы образовать пару с моментом и четностью $J^P = 0^+$ на уровне с большим l, j .

В легких изотопах Cd происходит одновременное заполнение ядерных состояний $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$. Состояние $1g_{7/2}$ имеет спин больше, чем состояние $2d_{5/2}$. Поэтому, в соответствии с рассмотренной выше последовательностью заполнения (вариант II) происходит заполнение состояния $7/2^+$ преимущественно парой спаренных нейтронов. В нечетных изотопах $^{99,101,103,105,107,109}\text{Cd}$ один неспаренный нейтрон находится в одночастичном состоянии $2d_{5/2}$ и определяет спин и четность соответствующих изотопов. Четно-четные изотопы $^{100,102,104,106}\text{Cd}$ имеют соответственно 2, 4, 6, 8 нейтронов на уровне $1g_{7/2}$. Изотоп ^{106}Cd имеет полностью заполненный нейтронами уровень $1g_{7/2}$. После этого начинается последовательное заполнение нейтронами уровня $2d_{5/2}$. Изотоп ^{110}Cd имеет нейтронную конфигурацию $(2d_{5/2})^4(1g_{7/2})^8$. В изотопе ^{111}Cd неспаренный нейтрон занимает состояние $3s_{1/2}$, однако следующий нейтрон образует связанное состояние двух нейтронов на уровне $2d_{5/2}$. При этом уровень $2d_{5/2}$ полностью заполняется шестью нейтронами. Изотоп ^{112}Cd содержит 64 нейтрона и имеет нейтронную конфигурацию $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8$, что соответствует полностью заполненным состояниям $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ и объясняет проявление квазимагического числа $N = 64$.

В изотопах Cd с массовым числом $A > 114$ уровень $11/2^-$ опускается достаточно низко ($E(11/2^-) < 300$ кэВ). Поэтому в тяжелых изотопах Cd будет происходить параллельное заселение нейтронами состояний $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$. Т.к. Энергия спаривания нейтронов в состоянии $1h_{11/2}$ гораздо больше, чем в состояниях $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$, состояние $1h_{11/2}$ будет заселяться парами нейтронов, в то время как нечетный нейтрон будет садиться на более низко расположенные по энергии состояния $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$. В изотопах $^{113-117}\text{Cd}$ происходит одновременное заполнение нейтронами одночастичных состояний $3s_{1/2}$ и $1h_{11/2}$. При этом состояние с большим спином $1h_{11/2}$ заполняется сразу парой нейтронов. В изотопах $^{113,115,117}\text{Cd}$ в состоянии $3s_{1/2}$ находится один неспаренный нейтрон, что определяет спины и четности изотопов $^{113,115,117}\text{Cd}$ $J^P = 1/2^+$. Состояние $1h_{11/2}$

заполняется сразу парой нейтронов, изотопы $^{114,116,118}\text{Cd}$ имеют нейтронные конфигурации соответственно $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(1h_{11/2})^2$, $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(1h_{11/2})^4$, $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(3s_{1/2})^2(1h_{11/2})^4$. Заполнение нейтронами состояния $2d_{3/2}$ происходит в изотопах $^{127-130}\text{Cd}$ после того, как нейтроны полностью заполняют состояние $1h_{11/2}$.

Изотопы Те.

Самый легкий из известных изотопов Теллура ^{105}Te имеет спин-четность $J^p = (5/2)^+$, что соответствует конфигурации основного состояния $(2d_{5/2})^1(1g_{7/2})^2$. Также как в случае легких изотопов Cd, за счет эффекта спаривания состояние $1g_{7/2}$ должно заполняться преимущественно парами нейтронов. Расстояния между уровнями $5/2^+$ и $7/2^+$ не превышает 100-150 кэВ, поэтому нечетные изотопы $^{105,109,111}\text{Te}$ имеют в основном состоянии спин-четность $J^p = (5/2)^+$. Спин и четность основного состояния изотопа ^{107}Te не измерены. В нашей схеме заполнения одночастичных состояний мы по аналогии с легкими изотопами Cd и Te предполагаем, что конфигурация основного состояния изотопа ^{107}Te будет иметь вид $(2d_{5/2})^1(1g_{7/2})^4$, т.е. спин-четность основного состояния изотопа ^{107}Te должна быть $J^p = 5/2^+$. В изотопах $^{113,115}\text{Te}$ низшим состоянием по энергии оказывается состояние $7/2^+$, что соответствует нечетному (семи) числу нейтронов на уровне $1g_{7/2}$. Также как и в изотопах Cd, в изотопах Te полное заполнение уровней $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ происходит при 64 нейтронах. По-видимому конфигурация основного состояния изотопа ^{116}Te имеет вид $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8$.

Начиная с изотопа ^{117}Te происходит практически одновременное заполнение трех близко расположенных состояний $1/2^+$, $3/2^+$ и $11/2^-$. Состояние $11/2^-$ из этих трёх состояний имеет максимальное значение спина. Поэтому оно будет заполняться преимущественно парами нейтронов подобно тому, как это происходило в изотопах Cd. В четных изотопах $^{118,120,122,124}\text{Te}$ нейтроны подхватываются с состояния $1/2^+$. Нечетные изотопы $^{117,119,121,123,125}\text{Te}$ имеют значения спин-четности $J^p = 1/2^+$. Нейтронная конфигурация основного состояния изотопа ^{125}Te имеет вид $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(3s_{1/2})^1(1h_{11/2})^8$. Полностью заполненное нейтронами состояние $11/2^-$ соответствует изотопу ^{130}Te . Последовательное заполнение нейтронами уровня $2d_{3/2}$ происходит в изотопах $^{131-134}\text{Te}$. Изотоп ^{134}Te имеет нейтронную конфигурацию основного состояния $(2d_{5/2})^6(1g_{7/2})^8(3s_{1/2})^2(2d_{3/2})^4(1h_{11/2})^{12}$, что соответствует полностью заполненной нейтронной оболочке $N = 50 - 82$. Начиная с изотопа ^{135}Te происходит последовательное заполнение нейтронами состояния $2f_{7/2}$ следующей оболочки $N = 82 - 126$. Нечетные изотопы $^{135,137,139}\text{Te}$ имеют в основном состоянии значения спин-четности $J^p = 7/2^-$.

Для более детального анализа заполнения нейтронных уровней необходимо иметь результаты реакций срыва и подхвата. Из анализа этих данных можно извлечь информацию об энергиях одночастичных состояний и степени заполнения одночастичных состояний нейтронами.

Рассмотрим влияние сил спаривания на примере изотопов Sn. Анализ спектроскопических факторов изотопов $^{111,115,117,119}\text{Sn}$ показывает, что нейтроны в этих

изотопах уже начинают заполнять состояние $11/2^-$. В таблице 9 приведены энергии низших возбужденных состояний $11/2^-$, величины спектроскопических факторов и реакции, в которых извлекалась величина спектроскопического фактора.

Для качественной оценки заселения нейтронного уровня $1h_{11/2}$ в изотопах $^{112,116,118,120}\text{Sn}$ рассмотрим взятые непосредственно из экспериментальных данных спектроскопические факторы первого уровня $11/2^-$ изотопов $^{111,115,117,119}\text{Sn}$, измеренные в реакциях подхвата (удаления) нейтрона. Такой уровень в данном случае содержит основную часть суммарной спектроскопической силы подхвата. На рассчитываемые числа нейтронов влияют данные реакции срыва (добавления) нейтрона, а также спектроскопические факторы других уровней. Тем не менее, приводимые ниже спектроскопические факторы низшего состояния $11/2^-$ коррелируют с числами нейтронов и могут служить для качественного анализа заселенностей ядерных состояний.

Таблица 9. Энергии E и спектроскопические факторы S низших уровней $11/2^-$, полученные в реакциях подхвата нейтрона на изотопах $^{112,116,118,120}\text{Sn}$.

| Конечное ядро | Энергия E , кэВ | Спектроскопический фактор S | Реакция |
|-------------------|-------------------|-------------------------------|--|
| ^{111}Sn | 978.6 | 0.82 | $^{112}\text{Sn}(p, d)$ |
| ^{115}Sn | 713.64 | 1.6 | $^{116}\text{Sn}(d, t)$ |
| | | 2.03 | $^{116}\text{Sn}(^3\text{He}, \alpha)$ |
| | | 0.65 | $^{116}\text{Sn}(p, d)$ |
| ^{117}Sn | 314.58 | 3.1 | $^{118}\text{Sn}(p, d)$ |
| | | 3.26 | $^{118}\text{Sn}(d, t)$ |
| ^{119}Sn | 89.53 | 3.61 | $^{120}\text{Sn}(p, d)$ |
| | | 4.4 | $^{120}\text{Sn}(d, t)$ |
| | | 3.5 | $^{120}\text{Sn}(^3\text{He}, \alpha)$ |

Уже в изотопе ^{112}Sn уровень $1h_{11/2}$ оказывается заселенным, на нем находится ~ 1 нейтрона. Это следует из наличия у изотопа ^{111}Sn состояния $11/2^-$ с соответствующим спектроскопическим фактором. Наблюдается рост заселенности уровня $1h_{11/2}$ в изотопах $^{112,116,118,120}\text{Sn}$ с ростом числа нейтронов N . Спектроскопический фактор первого состояния $11/2^-$ вырос до 3.5 – 4.4 в изотопе ^{119}Sn .

В таблице 10 приведено распределение чисел нейтронов N в изотопах $^{112,116,118,120}\text{Sn}$ на уровнях $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$, полученные в работе [12] на основе совместного анализа данных реакции срыва и подхвата. Сравнение приведенных в таблице 10 данных с результатами [11], полученными на основе анализа спин и четностей основного и низшего возбужденного состояний изотопов Sn показывает, что в целом они согласуются между собой в пределах точности обоих подходов. В частности суммарные числа нейтронов N в состояниях $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$ показывают, что начиная с изотопа ^{116}Sn происходит заполнение нейтронами уровней $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$.

Таблица 10. Числа нейтронов на уровнях $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$ изотопов $^{112,116,118,120}\text{Sn}$. N – полное число нейтронов.

| N | Изотоп | Число нейтронов на уровне | | | | |
|----|-------------------|---------------------------|------------|------------|------------|-------------|
| | | $1g_{7/2}$ | $2d_{5/2}$ | $3s_{1/2}$ | $2d_{3/2}$ | $1h_{11/2}$ |
| 62 | ^{112}Sn | 5.52 | 4.50 | 0.36 | 0.64 | 1.20 |
| 66 | ^{116}Sn | 7.20 | 5.10 | 0.94 | 1.08 | 2.04 |
| 68 | ^{118}Sn | 7.44 | 5.04 | 1.30 | 1.48 | 2.76 |
| 70 | ^{120}Sn | 7.60 | 5.28 | 1.04 | 2.12 | 5.16 |

Наибольшее расхождение наблюдается в заполнении состояния $1h_{11/2}$. Заполнение нейтронами этого уровня может происходить раньше, чем показано в работе [11]. Однако, необходимо также иметь в виду, что суммарное число нейтронов N , полученное для изотопа ^{120}Sn , находящегося в оболочке $N = 50 - 82$ составляет 21.1, в то время как истинное число нейтронов – 20.0.

Таблица 11. Сравнение суммарного числа нейтронов в состояниях $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$ и в состояниях $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$ в данных анализа спектроскопических факторов [12] и анализа [11].

| Суммарное число нейтронов в состояниях $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$ | | |
|--|---------------------|---|
| Изотоп | Данные анализа [11] | Данные анализа спектроскопических факторов [12] |
| ^{112}Sn | 12 | 10.2 |
| ^{116}Sn | 14 | 12.3 |
| ^{118}Sn | 14 | 12.48 |
| ^{120}Sn | 14 | 12.88 |
| Суммарное число нейтронов в состояниях $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$ | | |
| ^{112}Sn | 0 | 2.2 |
| ^{116}Sn | 2 | 4.04 |
| ^{118}Sn | 4 | 5.54 |
| ^{120}Sn | 6 | 7.32 |

Заключение.

Сравнивая последовательность заполнения нейтронных уровней в изотопах Cd, Sn и Te можно отметить следующие закономерности:

- В изотопах Cd, Sn и Te наблюдаются нарушения порядка последовательного заполнения нейтронных уровней $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ с образованием пары нуклонов на уровне $1g_{7/2}$, в то время как уровень $2d_{5/2}$ остается заполненным не до конца.
- Также наблюдаются нарушения порядка последовательного заполнения нейтронных уровней $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$ с образованием пары нуклонов на уровне $2d_{3/2}$, в то время как уровень $3s_{1/2}$ остается заполненным не до конца.
- Кроме того наблюдаются нарушения порядка последовательного заполнения нейтронных уровней $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$ с образованием пары нуклонов на уровне $1h_{11/2}$ при не до конца заполненном уровне $2d_{3/2}$.

Это обусловлено тем, что пара нейтронов с большим моментом $j(l)$ может иметь бóльшую энергию спаривания по сравнению с парой нейтронов с меньшим $j(l)$.

Величина энергии спаривания нейтронов в состояниях $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ играет существенную роль в распределении нейтронов по одночастичным состояниям модели оболочек. Однако, например, значение спина изотопа ^{105}Cd $J^p = 5/2^+$ может быть получено и для других конфигураций основного состояния ядра, в частности в конфигурациях $(2d_{5/2})^3(1g_{7/2})^4$ или $(2d_{5/2})^5(1g_{7/2})^2$.

В реальном ядре основное состояние изотопа ^{105}Cd является суперпозицией состояний $\alpha(2d_{5/2})^1(1g_{7/2})^6 + \beta(2d_{5/2})^3(1g_{7/2})^4 + \gamma(2d_{5/2})^5(1g_{7/2})^2$. Смешивание конфигураций в основном состоянии ядра может приводить и к более сложным конфигурациям, в которых четное число нейтронов может иметь суммарный спин $J \neq 0$.

Для более детального анализа распределения нейтронов по состояниям $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$ необходима дополнительная информация о величинах спектроскопических факторов в этих изотопах.

Литература:

1. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, С.Ю. Комаров. Атомные ядра. Основные характеристики: учебное пособие. ISBN 978-5-91304-122-7 2010 М.: Университетская книга, 2010.
2. Б.С. Ишханов, Атомные ядра. ВМУ, Серия 3, Физика. Астрономия. №1, 2012.
3. Bartlett, Phys. Rev. 41, 370 (1932); 42, 145 (1932).
4. W.Elsasser, J.Phys.rad.5, 549 (1933); Compt.Rend.199,1213(1934).
5. Д. Иваненко и Е. Гапон, Phys. Zeits. Sowietunion 2, 99 (1932).
6. M. Goerpert-Mayer. Phys. Rev. 75 (1949) 1464.
7. O.Naxell, J.Jensen, H.Suess. Phys. Rev. 75 (1949) 1766.
8. М.Гепперт-Майер, И.Г.Д.Йенсен. Элементарная теория ядерных оболочек. М., Наука, 1958.
9. S.Raman, C.W.Nestor, Jr., P.Tikkanen. Transition Probability from the Ground to the First-Excited 2^{++} State of Even-Even Nuclides. At.Data Nucl.Data Tables 78, 1 (2001).
10. N.J.Stone. Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments. At.Data Nucl.Data Tables 90, 75 (2005).
11. Б.С. Ишханов, С.Ю. Трошиев, В.А. Четверткова. Низколежащие состояния изотопов Sn. Препринт НИИЯФ МГУ № 2009-7/851.
12. О.В. Беспалова, И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, А.В. Изотова, Б.С. Ишханов, Е.А. Романовский, Т.И. Спасская. Известия РАН, серия физ., 69 №1 (2005) 127-129.
13. О.В. Беспалова, И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, Т.А. Ермакова, Б.С. Ишханов, Е.А. Романовский, Т.И. Спасская, Т.П. Тимохина. Известия РАН, серия физ., 69 №5 (2005) 678-681.
14. О.В. Беспалова, И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, Е.А. Романовский, Т.И. Спасская, Т.П. Тимохина. Известия РАН, серия физ., 69 №1 (2005) 116-119.
15. O.Sorlin, M.-G. Porquet. Nuclear magic numbers: New features far from stability. Progress in Particle and Nuclear Physics 61 (2008).
16. A.Korgul, et al. Phys. Rev. C 64 (2001) 021302.
17. J.Shergur, et al., Phys. Rev. C 65 (2002) 034313.
18. L.Coraggio, A.Covello, A.Gargano, N.Itaco, Phys. Rev. C 72 (2005) 057302.
19. J.P. Schiffer et. al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 162501.

**Б.С. Ишханов
А.А. Костюков**

**СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР,
РАСПОЛОЖЕННЫХ ВБЛИЗИ ЗАМКНУТОЙ ОБОЛОЧКИ $Z=50$**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2012-2/880

Работа поступила в ОНТИ *15.06.12*