

Спектроскопия сверхтяжелого изотопа водорода ${}^5\text{H}$

М. Г. Горнов, М. Н. Бер, Ю. Б. Гуров¹⁾, С. В. Лапушкин, П. В. Морохов, В. А. Печкуров, Н. О. Порошин,
В. Г. Сандуковский*, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 июня 2002 г.

После переработки 12 февраля 2003 г.

Экспериментальный поиск образования сверхтяжелого изотопа водорода ${}^5\text{H}$ проводился в реакции поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами ${}^9\text{Be}$. В двух каналах реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)\text{X}$ и ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)\text{X}$ обнаружены пики в спектрах недостающих масс, обусловленные резонансными состояниями ${}^5\text{H}$. Параметры наиболее низколежащего состояния $E_r = 5.5 \pm 0.2$ МэВ, $\Gamma = 5.4 \pm 0.5$ МэВ (E_r – резонансная энергия относительно развала на тритон и два нейтрона) указывают на то, что ${}^5\text{H}$ является менее связанной системой по сравнению с ${}^4\text{H}$. Наблюдались возбужденные состояния ${}^5\text{H}$, при этом все три резонансных уровня ($E_{1r} = 10.6 \pm 0.3$ МэВ, $\Gamma_{1r} = 6.8 \pm 0.5$ МэВ; $E_{2r} = 18.5 \pm 0.4$ МэВ, $\Gamma_{2r} = 4.8 \pm 1.3$ МэВ и $E_{3r} = 26.7 \pm 0.4$ МэВ, $\Gamma_{3r} = 3.6 \pm 1.3$ МэВ) энергетически могут распадаться на пять свободных нуклонов.

PACS: 21.10.Dr, 21.10.–k

Интерес к ядрам, находящимся вблизи границы нуклонной стабильности, вызван как их уникальными свойствами, наиболее ярким из которых является нейтронное гало [1], так и важностью точных определений их параметров для проверки и развития теоретических ядерных моделей. Сверхтяжелые изотопы водорода являются самыми легкими нейтронно-избыточными резонансами, поэтому можно ожидать, что теоретические модели наиболее просто могут быть использованы для описания именно этих систем. В то же время среди всех ядер на границе нуклонной стабильности только сверхтяжелые изотопы водорода содержат незаполненную протонную $1s$ -оболочку. В такой ситуации данные об этих ядрах могут обеспечить возможность критической проверки теоретических моделей, основанных на результатах по спектроскопии изотопов гелия и лития.

Длительное время вопрос о существовании изотопа ${}^5\text{H}$ оставался открытым. В работе [2] наблюдалось усиление в спектре протонов вблизи кинематической границы реакции ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)\text{X}$. Однако интерпретация экспериментальных данных оказалась неоднозначной и, возможно, это усиление было обусловлено существенным вкладом трехчастичных каналов реакции.

В нашей ранней работе [3] указание на образование ${}^5\text{H}$ было получено в реакции поглощения остановившихся пионов ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$. Предполагая, что усиление в спектре недостающих масс было вызвано

только одним состоянием, мы получили следующие значения резонансных параметров E_r : 7.4 ± 0.7 МэВ, $\Gamma = 8 \pm 3$ МэВ (E_r – резонансная энергия относительно развала на тритон и два нейтрона). Позднее указание на образование ${}^5\text{H}$ наблюдались нами в инклюзивных спектрах протонов и дейтронов соответственно в реакциях ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)\text{X}$ ($E_r = 11.8 \pm 0.7$ МэВ, $\Gamma = 5.6 \pm 0.9$ МэВ) и ${}^7\text{Li}(\pi^-, d)\text{X}$ ($E_r = 9.1 \pm 0.7$ МэВ, $\Gamma = 7.4 \pm 0.6$ МэВ) [4]. Результаты экспериментов [3, 4] достаточно близки, однако статистическая обеспеченность данных, полученных на изотопах лития, существенно хуже.

Долгое время в экспериментах на пучках тяжелых ионов образование ${}^5\text{H}$ наблюдалось только в реакции ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$, где было идентифицировано резонансное состояние с $E_r \approx 5.2$ МэВ и $\Gamma \approx 4$ МэВ [5]. Совсем недавно в реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, pp)\text{X}$ наблюдалось узкое состояние ${}^5\text{H}$ с энергией $E_r = 1.7 \pm 0.3$ МэВ и шириной $\Gamma = 1.9 \pm 0.4$ МэВ [6].

Таким образом, с экспериментальной точки зрения ситуация со спектроскопией ${}^5\text{H}$ остается неопределенной. Видно, что параметры наблюдаемых состояний различаются существенно сильнее, чем приведенные погрешности измерений. Возможно, эти расхождения связаны с заметной селективностью заселенности уровней ${}^5\text{H}$, но в любом случае необходимы новые экспериментальные данные.

Столь же сильно различаются между собой и результаты теоретических вычислений [7–9]. Все модели предсказывают нуклонную нестабильность ${}^5\text{H}$, но в работе [7] резонансная энергия основного состо-

¹⁾e-mail: Gurov@axpk40.mephi.ru

яния (≈ 6 МэВ) лежит существенно выше значений ($2.5 \div 3$ МэВ), полученных в работах [8, 9]. Отметим сделанное в работе [8] предсказание о существовании возбужденных состояний ${}^5\text{H}$ с резонансными энергиями $\sim 4.5 \div 7.5$ МэВ.

В настоящей работе представлены результаты по спектроскопии изотопа ${}^5\text{H}$, полученные в рамках совместного эксперимента МИФИ (Россия) – Северо-западный университет (США) по исследованию образования нейтронно-избыточных изотопов в реакциях поглощения остановившихся пионов ядрами $1p$ -оболочки. Повторное использование для поиска ${}^5\text{H}$ мишени ${}^9\text{Be}$ было обусловлено возможностью получить существенно более высокую статистическую обеспеченность результатов при заметно лучшем энергетическом разрешении измерений. ${}^9\text{Be}$ более предпочтителен по сравнению с литиевыми мишенями вследствие увеличения соотношения между выходами каналов с образованием ${}^5\text{H}$ и “физическим” фоном в корреляционных данных по сравнению с инклюзивными [3, 4].

Эксперимент был выполнен на пионном канале низких энергий (LEP) Лос-Аламосской мезонной фабрики с помощью многослойного полупроводникового спектрометра, созданного в МИФИ [10]. Пучок пионов с энергией $E = 30$ МэВ после прохождения бериллиевого замедлителя останавливался в тонкой мишени толщиной ~ 24 мг/см². Вклад неконтролируемых примесей в мишень ${}^9\text{Be}$ не превышал 1%. Скорость пионных остановок составила $6 \cdot 10^4$ с⁻¹. Заряженные частицы, образующиеся в результате поглощения пионов ядрами, регистрировались двумя телескопами, расположенными под углом 180° относительно друг друга. Каждый из телескопов состоял из набора кремниевых детекторов. В начале телескопа были расположены два поверхностно-барьерных детектора с толщинами 100 и 400 мкм, далее находились литий-дрейфовые детекторы с толщинами 3 мм. Площадь чувствительной области каждого детектора – 8 см². Общая толщина каждого из телескопов составила 43 мм, что достаточно для полного торможения в чувствительном объеме телескопа наиболее длиннопробежных ядерных частиц, образующихся в реакции поглощения.

Энергетическая калибровка детекторов была проведена с помощью радиоактивного источника α -частиц и генератора точной амплитуды. Для абсолютной калибровки шкалы использовались двухчастичные каналы реакции поглощения пионов с известными состояниями ядер в конечном состоянии. Систематическая ошибка не превышала 100 кэВ. Энерге-

тическое разрешение спектрометра при регистрации однозарядных ионов (p, d, t) было лучше 0.5 МэВ.

В настоящей работе поиск состояний ${}^5\text{H}$ проводился в спектрах недостающих масс, полученных из корреляционных данных. Для определения энергетического разрешения в этом случае использовались результаты измерений на мишени ${}^{11}\text{B}$, проведенных в том же экспериментальном сеансе. При регистрации двух однозарядных ионов в трехчастичных каналах реакции поглощения на этом ядре образуются изотопы гелия ${}^{5-9}\text{He}$. Основные состояния этих изотопов надежно определены и достаточно отделены от возбужденных уровней [11, 12]. Проведенный анализ данных, результаты которого частично опубликованы в наших работах [13, 14], показал, что энергетическое разрешение по недостающим массам ≤ 1.0 МэВ, а ошибка в абсолютной привязке шкалы не превышает 0.1 МэВ.

Непосредственно в эксперименте на мишени ${}^9\text{Be}$ энергетическое разрешение и привязка, а также возможное временное изменение этих величин, контролировались по корреляционным измерениям tt -событий. На рис.1 представлен спектр недостающих масс, полученный в этих измерениях. За начало от-

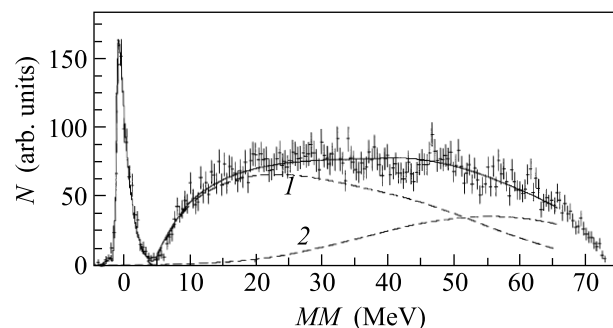


Рис.1. Спектр недостающих масс для реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)\text{X}$. Сплошная линия – полное описание; распределения по фазовому объему: 1 – ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)dn$, 2 – ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)p2n$

счета принята масса тритона. Наблюдаемый пик в области нулевых недостающих масс связан с трехчастичным каналом реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$. Положение пика ($E_{MM} = 0.0 \pm 0.1$ МэВ) и его ширина ($\Delta \cong \cong 1.2 \pm 0.1$ МэВ) согласуются с результатами, полученными на ${}^{11}\text{B}$. Некоторое уширение пика обусловлено угловым захватом спектрометра, приводящим к увеличению ширины приборной линии с уменьшением массы нерегистрируемого остатка. Отсутствие временных изменений характеристик спектрометра было проверено по неизменности формы спектра для разных частей набранной статистики.

Более подробно спектрометр и экспериментальная методика описаны в нашей работе [10].

На рис.2, 3 представлены спектры недостающих масс для каналов реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$ и

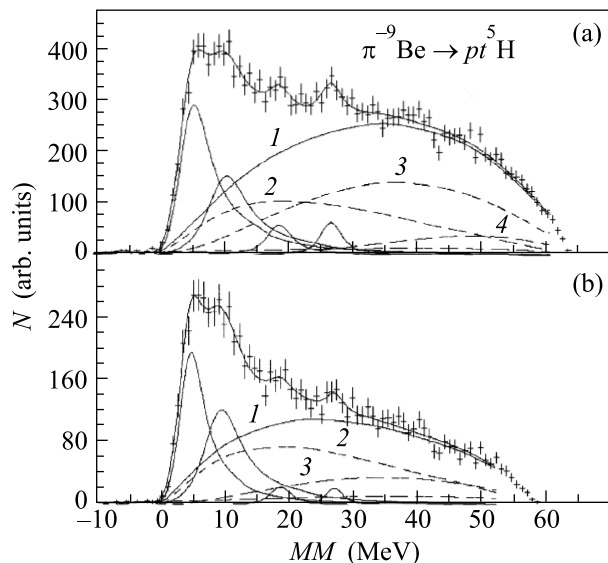


Рис.2. Спектры недостающих масс для реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$: (a) – измеренный спектр; (b) – измеренный спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка $P_x \leq 100$ МэВ/с. Сплошные линии – полное описание и распределения по Брейт–Вигнеру; распределения по фазовому объему: 1 – суммарное распределение, 2 – ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt) {}^4\text{He}n$, 3 – ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)t2n$, 4 – ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)d3n$

${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)X$. За начало отсчета принята сумма масс тритона и двух нейтронов. Прежде всего отметим отсутствие в области отрицательных значений недостающих масс проявления связанных состояний ${}^5\text{H}$. Слабый фон в этой области обусловлен случайными совпадениями в корреляционных измерениях. В то же время в области положительных значений недостающих масс в обоих спектрах наблюдаются структуры, которые могут быть связаны с образованием резонансных состояний. Для выделения этих состояний ${}^5\text{H}$ и определения их параметров мы использовали метод наименьших квадратов при описании экспериментальных спектров суммой n -частичных распределений по фазовому объему ($n \geq 4$) и брейт-вигнеровских распределений. При этом в расчетах учитывались угловое и энергетическое разрешение спектрометра, а также фон случайных совпадений.

Представленные на рис.2а и 3а спектры недостающих масс для реакций ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$ и ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)X$ удовлетворительно описываются (значения χ^2 на степень свободы равны соответственно – 1.05 и 0.94) с

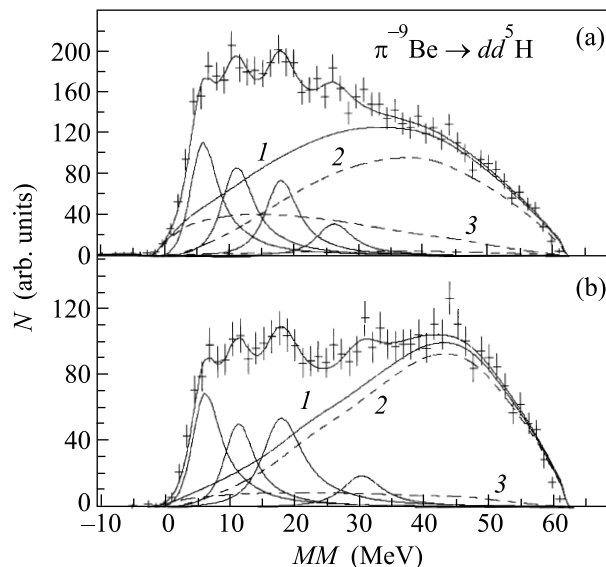


Рис.3. Спектры недостающих масс для реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)X$: (a) – измеренный спектр; (b) – измеренный спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка $P_x \leq 100$ МэВ/с. Сплошные линии – полное описание и распределения по Брейт–Вигнеру; распределения по фазовому объему: 1 – суммарное распределение, 2 – ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)t2n$, 3 – ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt) {}^4\text{He}n$

помощью четырех резонансных состояний ${}^5\text{H}$ и суммой n -частичных распределений по фазовому объему ($4 \leq n \leq 6$). Значения резонансных параметров изотопа ${}^5\text{H}$, полученные при описании двух спектров, а также их средневзвешанные значения приведены в таблице. Величины Γ представляют собой полные ширины на половине максимумов пиков, представленных на рисунках. Приведенные в таблице ошибки параметров связаны, как со статистическими, так и систематическими погрешностями измерений.

Вид спектра и соотношения между выходами резонансов заметно отличаются для каналов ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$ и ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)X$ (рис.2а и 3а), что, возможно указывает на различные механизмы происхождения этих каналов. Тем не менее, значения параметров распределений Брейт–Вигнера для обоих каналов лежат в пределах погрешностей измерений, что демонстрирует надежность результатов.

Дополнительная возможность проверки устойчивости полученных данных по спектроскопии ${}^5\text{H}$ может быть основана на том факте, что квазисвободные процессы, в которых нуклоны остаточного ядра не принимают непосредственного участия в реакции, вносят существенный вклад в трехчастичные каналы реакции поглощения пионов. С целью относительно-

Значения резонансных параметров изотопа ${}^5\text{H}$

Канал реакции				Средневзвешенные значения	
${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$		${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$			
E_r , МэВ	Γ , МэВ	E_r , МэВ	Γ , МэВ	E_r , МэВ	Γ , МэВ
5.2 ± 0.3	5.5 ± 0.5	6.1 ± 0.4	4.5 ± 1.2	5.5 ± 0.2	5.4 ± 0.5
10.4 ± 0.3	7.4 ± 0.6	11.4 ± 0.7	5 ± 1	10.6 ± 0.3	6.8 ± 0.5
18.7 ± 0.5	3.9 ± 2.0	18.3 ± 0.5	5.5 ± 1.7	18.5 ± 0.4	4.8 ± 1.3
26.8 ± 0.4	3.0 ± 1.4	26.5 ± 1.0	6 ± 3	26.7 ± 0.4	3.6 ± 1.3

го обогащения измеренных спектров такими событиями мы наложили ограничение на импульс остаточного ядра ($Px < 100$ МэВ/с). Эта величина заведомо не превосходит ожидаемого значения для ферми-импульса внутриядерного кластера. Полученные таким образом спектры недостающих масс показаны на рис.2б и 3б. Спектры описывались со значениями параметров распределений Брейт-Вигнера, приведенными в таблице. Полученные значения χ^2 на степень свободы 1.2 для pt -событий и 1.1 для dd -событий не противоречат гипотезе о существовании четырех резонансных состояний изотопа ${}^5\text{H}$.

На рис.2 и 3 представлены также вклады в описываемые спектры от многочастичных распределений по фазовому объему. Сравнение этих распределений с экспериментальными спектрами показывает, что наблюдаемые особенности не могут быть описаны без привлечения гипотезы о существовании резонансных состояний. Так как два высоковозбужденных состояния проявляются менее заметно, с помощью критерия χ^2 были проверены две гипотезы, согласно которым спектры описывались с помощью трех резонансных состояний, исключая последовательно уровни с $E_r = 18.5$ МэВ и $E_r = 26.7$ МэВ. Обе гипотезы могут быть отвергнуты на 10%-ном уровне значимости. Можно также отметить, что удовлетворительного описания не удастся добиться без привлечения четырехчастичных фазовых объемов с динеитроном 2n и(или) резонансом ${}^4\text{H}$ в конечном состоянии.

Значение резонансной энергии основного состояния изотопа ${}^5\text{H}$, полученное в настоящей работе находится в согласии с экспериментальными результатами работы [5] и теоретическими расчетами работы [8], но лежит выше ($\Delta E \sim 2 \div 3$ МэВ) экспериментальных результатов работы [6] и теоретических расчетов работ [9, 10]. На наш взгляд, расхождения между экспериментальными данными достаточно велики. Важно отметить, что в наших измерениях энергия связи изотопа ${}^5\text{H}$ существенно меньше по сравнению с изотопом ${}^4\text{H}$. Заметим, что на этот вывод не

влияет неопределенность в измерениях резонансной энергии ${}^4\text{H}$, которая варьируется от ~ 2 МэВ [15, 16] до ~ 3.4 МэВ [17]. Этот результат не согласуется с заключением, сделанным в работе [6] о том, что для сверхтяжелых изотопов водорода зависимость энергии связи от числа нейтронов сходна с аналогичной зависимостью для тяжелых изотопов гелия – четное число нейтронов ведет к увеличению связи как результат спаривания нейтронов.

Можно высказать несколько аргументов в пользу нашего результата по энергии основного состояния ${}^5\text{H}$: 1) более высокая статистическая обеспеченность данных по сравнению с другими экспериментами; 2) широкий интервал недостающих масс, измеренный в эксперименте, минимизирует влияние на результаты эффектов фазового объема, в частности этот вывод иллюстрируется спектрами, полученными при ограничении на остаточный импульс; 3) феноменология выходов трехчастичных каналов реакции поглощения остановившихся пионов показывает, что основные состояния остаточных ядер более предпочтительно заселены по сравнению с возбужденными состояниями [13]. В то же время нельзя исключить возможность подавления образования других состояний изотопа ${}^5\text{H}$ в исследованных нами каналах реакции вследствие эффектов, связанных с ядерной структурой ${}^9\text{Be}$.

Важным результатом наших измерений является наблюдение нескольких возбужденных уровней изотопа ${}^5\text{H}$. До настоящего времени экспериментальная информация о возбужденных состояниях ядер вблизи границы нуклонной стабильности весьма ограничена, а для ${}^5\text{H}$ вообще отсутствует. В то же время теория предсказывает существование по крайней мере двух возбужденных состояний с резонансными энергиями $\sim 4.5 \div 7.5$ МэВ [8]. Энергии возбуждения этих состояний ($\sim 2 \div 5$ МэВ) близки к величине, полученной нами для первого возбужденного уровня. Возможно, наблюдаемый в эксперименте пик является суперпозицией двух уровней, но постоянство его параметров

в двух каналах реакции не свидетельствует в пользу этого предположения.

Необходимо отметить, что резонансные энергии возбужденных состояний ${}^5\text{H}$ превышают энергию, требуемую для развала изотопа на пять нуклонов. Возбуждения этой системы свободных нуклонов оказываются достаточно высокими и достигают величины ~ 18 МэВ (или 3.6 МэВ/нуклон). Природа и механизм образования таких состояний неясны. Анализ компиляций по спектроскопии легких ядер [11, 12] показал, что столь же высокие возбуждения над порогом развала наблюдались только на изотопах ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$. При этом уровни с энергией возбуждения $E_x = 35.7$ МэВ для ${}^5\text{He}$ и $E_x = 34$ МэВ для ${}^5\text{Li}$, возможно, являются изобар-аналогами для наблюдаемого в нашем эксперименте уровня с $E_{2r} = 18.0$ МэВ.

В заключение следует отметить, что продолжение исследований сверхтяжелых изотопов водорода остается актуальной задачей. Возможно ответ на вопрос о влиянии структуры участвующих в реакции ядер на заселенность уровней изотопа ${}^5\text{H}$ сможет снять имеющиеся противоречия между результатами различных работ, но особенно интересен поиск более тяжелых изотопов, в частности ${}^6\text{H}$ и ${}^7\text{H}$. Анализ возможного образования этих изотопов в реакциях ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ и ${}^9\text{Be}(\pi^-, pp)\text{X}$ в настоящее время нами продолжается.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 00-02-17511), "Университеты России" (# УР.02.01.007), CRDF (# MO-011-0).

1. I. Tanihata, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **22**, 157 (1996).

2. K. K. Seth, *Proc. 4th Int. Conf. on nuclei far from stability*, 1981, Helsingor, CERN Publication 81-90, p. 655.
3. М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров, В. П. Коптев и др., Письма в ЖЭТФ **45**, 205 (1987).
4. А. И. Амелин, М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров и др., Письма в ЖЭТФ **51**, 607 (1990).
5. D. V. Aleksandrov, E. Y. Nikol'skii, B. G. Novatskii et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM-95)*, Arles, France, 1995, Editions Frontiers, Gif-sur-Yvette, France, 1995, p. 329.
6. A. A. Korshennikov, M. S. Golovkov, I. Tanihata et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 092501-1 (2001).
7. А. М. Горбатов, В. Л. Скопич, П. Ю. Никишов и др., ЯФ **50**, 1551 (1989).
8. B. Shul'gina, B. V. Danilin, L. V. Grigorenko et al., *Phys. Rev.* **C62**, 014312 (2000).
9. P. Descouvemont and A. Kharbach, *Phys. Rev.* **C63**, 027001 (2001).
10. M. G. Gornov, Yu. B. Gurov, P. V. Morokhov et al., *NIM* **A446**, 461 (2000).
11. F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **A490**, 1 (1988).
12. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin et al., *Nucl. Phys.* **A708**, 3 (2002).
13. М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин и др., Изв РАН, сер. физ. **62**, 1781 (1998).
14. M. G. Gornov, Yu. B. Gurov, S. V. Lapushkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4325 (1998).
15. Д. В. Александров, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новицкий и др., Письма в ЖЭТФ **62**, 18 (1995).
16. М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин и др., *LI Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра*, 3-8 сентября 2001 г., Саров, 2001, с. 142.
17. D. R. Tilley, H. R. Weller, and G. M. Hale, *Nucl. Phys.* **A541**, 1 (1992).