



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6-97-244

Ю.П.Гангрский, В.И.Жеменик, С.Г.Земляной,  
Д.В.Караиванов, К.П.Маринова\*, Б.Н.Марков,  
Л.М.Мельникова, Г.В.Мышинский

ИЗМЕРЕНИЕ КВАДРУПОЛЬНОГО МОМЕНТА  
ЯДРА  $^{22}\text{Na}$  МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ  
РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*Университет им.К.Охридского, София, Болгария

1997

## ВВЕДЕНИЕ

Нечетно-нечетное ядро  $^{22}\text{Na}$  относится к области легких деформированных ядер, простирающейся от  $^{20}\text{Ne}$  до  $^{27}\text{Al}$ . О большой квадрупольной деформации этого ядра свидетельствуют ротационные полосы, построенные на основном состоянии и ряде возбужденных уровней [1], и высокие значения приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов  $B(E2)$  между уровнями ротационной полосы [2-3]. Однако имеются существенные различия по сравнению с хорошо известной областью деформированных ядер редкоземельных элементов: энергии ротационных уровней отклоняются от ожидаемых величин для жесткого аксиального ротатора, а значения  $B(E2)$  обнаруживают большой разброс. Все это указывает на заметное влияние различных эффектов, связанных со смесью конфигураций или с более сложной формой ядра  $^{22}\text{Na}$  (неаксиальность, электрические мультипольные моменты более высоких порядков).

Ряд ответов на эти вопросы могло бы дать измерение спектроскопического электрического квадрупольного момента  $Q_s$  ядра  $^{22}\text{Na}$ . Значение этого момента позволило бы судить о статической квадрупольной деформации  $^{22}\text{Na}$ , не прибегая к каким-либо модельным представлениям.

Однако несмотря на многочисленные и разносторонние исследования различных свойств ядра  $^{22}\text{Na}$  (они систематизированы в обзоре [4]), его квадрупольный момент еще не измерен с достаточной точностью. Известна лишь его грубая оценка, полученная методом интерференции пересекающихся компонент сверхтонкого расщепления атомных уровней  $^{22}\text{Na}$  в магнитном поле (эффект Ханле) [5]. Это значение  $Q_s = 0,029(8)$  барн заметно меньше полученного из указанных выше значений  $B(E2)$  ротационных уровней [3].

Целью настоящей работы является определение спектроскопического квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$  методом резонансной лазерной спектроскопии высокого разрешения. Представлены результаты измерений сверхтонкого расщепления  $D2$ -оптической линии в спектрах атомов  $\text{Na}$  с радиоактивным ядром  $^{22}\text{Na}$ , определение из этих измерений квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$  и сравнение его с полученным из измерений времен жизни ротационных уровней.

Определение электрического квадрупольного момента из оптических спектров атомов или ионов основано на измерении частотных интервалов между компонентами сверхтонкого расщепления основного или возбужденного уровня. Эти интервалы для компонент с полными моментами  $F, F-1$  (равными векторной сумме спинов ядра  $I$  и электронной оболочки  $J$ ) определяются выражением [6]

$$\Delta\nu(F, F-1) = AF + \frac{3BF(F^2 + 1/2)}{8I(2I-1)J(2J-1)} + Y(F, I, J), \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  — соответственно, константы магнитного дипольного и электрического квадрупольного расщепления,  $Y(F, I, J)$  — члены более высоких порядков. Константы сверхтонкого расщепления связаны с соответствующими ядерными мультипольными моментами следующими равенствами:

$$A = \frac{\mu H(0)}{IJ}, \quad (2)$$
$$B = eQ_s \frac{d^2V}{dZ^2},$$

где  $\mu$  и  $Q_s$  — магнитный дипольный и спектроскопический электрический квадрупольный моменты,  $H(0)$  и  $d^2V/dZ^2$  — напряженность магнитного и градиент напряженности электрического поля в точке ядра.

Для получения значения  $Q_s$  измеряемых частотных интервалов необходимо, чтобы  $I \geq 1$  и  $J \geq 1$ . Первое условие выполняется, т.к. спин ядра  $^{22}\text{Na}$   $I = 3$ , для выполнения второго необходимо выбрать уровень электронной оболочки с соответствующим значением момента. Самым низким уровнем  $\text{Na}$  с  $J \geq 1$  является уровень  $3^2P_{3/2}$  с  $J = 3/2$  и энергией 2,24 эВ [7]. Для его возбуждения используется оптическая линия с длиной волны  $\lambda = 588,99$  нм ( $D2$  — линия  $\text{Na}$ ).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Для измерения сверхтонкой структуры оптических линий натрия использовался метод резонансной лазерной флуоресценции в параллельном пучке атомов. Для этого применялась экспериментальная установка, описанная в наших предыдущих работах [8,9] и модернизированная в соответствии с требованиями, необходимыми для исследования спектров  $^{22}\text{Na}$ . При измерениях этих спектров возникают две основные трудности. Первая из них связана с тем, что оптическая линия, используемая для определения квадрупольного момента, характеризуется очень малым сверхтонким расщеплением. Поэтому для успешных измерений требуется высокое частотное разрешение лазерного спектрометра. Вторая трудность проявляется в том, что в исследуемом образце  $^{22}\text{Na}$  обычно содержится значительное количество стабильного изотопа  $^{23}\text{Na}$ , широко распространенного в природе. Этот изотоп создает большой фон в измерениях спектра  $^{22}\text{Na}$ , т.к. линии от обоих изотопов расположены близко друг от друга. Эти трудности и не позволили до сих пор провести успешные измерения электрического квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$ , несмотря на целый ряд экспериментов по исследованиям радиоактивных изотопов  $\text{Na}$  методами лазерной спектроскопии [10,11].

Блок-схема используемой экспериментальной установки представлена на рис.1. Пучок нейтральных атомов  $\text{Na}$  создавался путем нагревания в тигле слоя соли  $\text{NaCl}$ , высаженного из раствора на танталовую подложку. Тигель представлял собой цилиндр из тантала с длинным капилляром (длина 10 мм и диаметр 0,4 мм). Роль этого капилляра — сформировать неизотропно направленный атомный пучок. В данном случае 90% атомов вылетают из тигля в пределах телесного угла 0,6 стерadiana, что на порядок больше, чем при изотропной эмиссии. Далее атомный пучок был дополнительно сколлимирован при помощи диафрагм и пересекал лазерный луч под прямым углом. При такой геометрии остаточное доплеровское уширение, выбранное в результате компромисса между разрешением и чувствительностью, составляло  $\sim 23$  МГц.

Для возбуждения атомов натрия был использован кольцевой перестраиваемый лазер на красителе фирмы Sestra Physics (SP-380D), работающий в спектральной области родамина 6Ж и накачиваемый ионным аргоновым лазером непрерывного действия SP-2030. Резонансная флуоресценция детектировалась фотоэлектронным умножителем (ФЭУ-136) в режиме счета одиночных фотонов. Спектры регистрировались многоканальным анализатором во временном режиме синхронно со сканированием лазерной частоты. Для частотной калибровки спектров был использован интерферометр Фабри — Перо с постоянной 150 МГц и систематической ошибкой 0.01%. Пики пропускания интерферометра регистрировались одновременно с измеряемым спектром. Контроль качества сканирования, стабильность

начальной частоты и накопление измеряемых зависимостей осуществлялось при помощи персонального компьютера.

Изотоп  $^{22}\text{Na}$  был получен в реакции  $^{19}\text{F}(\alpha, n)$  и содержался в количестве порядка  $10^{13}$  атомов в исследуемом образце. При температуре тигля  $600^\circ\text{C}$  основная часть образца ( $> 90\%$ ) испарялась за время 1.5 часа, что вполне достаточно для измерений с необходимой статистикой. Тигель и подложка с измеряемым образцом предварительно прогревались в течение нескольких часов при  $T = 1500^\circ\text{C}$  для уменьшения содержащегося в них мешающего изотопа  $^{23}\text{Na}$ . В процессе изготовления образца  $^{22}\text{Na}$  использовались реактивы с минимальным содержанием  $^{23}\text{Na}$ . Это позволило снизить фон от мешающего изотопа до уровня, при котором устойчиво можно было наблюдать сигнал от  $^{22}\text{Na}$ . Высокое значение силы осциллятора для радиационного перехода из основного состояния  $3^2S_{1/2}$  атома Na в возбужденное  $3^2P_{3/2}$  позволило работать при низкой мощности лазерного излучения ( $\sim 0.1$  ватт). Это существенно снизило фон от рассеянного излучения и не приводило к уширению линии возбуждения.

Сканирование длины волны лазерного излучения проводилось в интервале 1 ГГц в тех участках спектра, где ожидалась компонента сверхтонкого расщепления D2 – линии  $^{22}\text{Na}$ . Для настройки лазера на эти участки спектра использовался образец со стабильным изотопом  $^{23}\text{Na}$ ; спектр которого измерялся на установке с лазерной атомизацией вещества [12]. Это позволило эффективно использовать испаряемый образец  $^{22}\text{Na}$  – значительную долю времени исследуемые атомы находились в области резонанса D2 – линии Na.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема атомных уровней  $^{22}\text{Na}$ , включающая компоненты сверхтонкой структуры основного  $3^2S_{1/2}$  и возбужденного  $3^2P_{3/2}$  состояний и переходы между ними, представлена на рис.2, а пример наблюдаемых спектров – на рис.3. В измеренном спектре наблюдаются пики, соответствующие всем переходам между компонентами сверхтонкой структуры основного и возбужденного состояний, разрешенным правилами отбора по полному моменту  $F$ . Для более точного определения положений этих в значительной степени перекрывающихся пиков проводилась подгонка с помощью специальной программы, учитывающей экспериментальное разрешение лазерного спектрометра. Наилучшее согласие между экспериментальным и подогнанным (он показан пунктиром на рис.3) спектрами получалось в предположении, что компоненты сверхтонкой структуры представляются в виде суммы гауссовой и лоренцевой форм линий. Расстояния между пиками определяют непосредственно частотные интервалы для компонент сверхтонкой структуры возбужденного  $3^2P_{3/2}$  уровня. Значения этих интервалов представлены в табл.1. Они позволяют, пользуясь выражением (1) и пренебрегая членами более высоких порядков (вклад этих членов для легких элементов много меньше 1%), получить значения констант A и B. Поскольку число интервалов (3) больше числа определяемых констант (2), то для их определения использовался метод наименьших квадратов. Варьируя значения констант, добивались наилучшего согласия для экспериментально измеренных интервалов и рассчитанных с помощью этих констант. Полученные таким способом значения констант A и B представлены в таблице 2. Для сравнения приведены значения аналогичных констант для стабильного изотопа  $^{23}\text{Na}$  [13].

Значения констант A и B для уровня  $3^2P_{3/2}$  в  $^{22}\text{Na}$  ранее не были известны. Однако значение константы A можно определить, используя то обстоятельство,

что для легких ядер, к которым относятся изотопы Na, величина сверхтонкой магнитной аномалии не превышает 0.1% [14], и ею можно пренебречь. Поэтому для изотопов Na выполняется соотношение

$$\frac{g(^{22}\text{Na})}{g(^{23}\text{Na})} = \frac{A(S_{1/2}, ^{22}\text{Na})}{A(S_{1/2}, ^{23}\text{Na})} = \frac{A(P_{3/2}, ^{22}\text{Na})}{A(P_{3/2}, ^{23}\text{Na})} \quad (4)$$

где  $g = \mu/I$  – гиромагнитное отношение. Видно, что величину  $A(P_{3/2}, ^{22}\text{Na})$  можно определить из любого отношения, используя известное значение константы  $A(P_{1/2}, ^{23}\text{Na})$  [13], которое приведено в табл.2. Оба отношения практически одинаковы. Первое из них, полученное из значений магнитных моментов, измеренных методами парамагнитного резонанса [15], составляет 0.3937(69), а второе, в котором использованы константы A для основного состояния  $3^2S_{1/2}$  [11,13], равно 0.393706(11). Полученная таким способом константа  $A(P_{3/2}, ^{22}\text{Na})$  представлена в табл.2 и находится в хорошем согласии с измеренным нами значением. Такое согласие констант A указывает на отсутствие каких-либо систематических ошибок в наших измерениях.

Полученное в наших экспериментах значение константы B позволяет, пользуясь выражением (3), определить спектроскопический квадрупольный момент  $^{22}\text{Na}$ . Однако входящая в это выражение величина градиента электрического поля в точке ядра известна с невысокой точностью (как правило, хуже 15%), и это снижает точность полученного значения  $Q_s$ . Поэтому был использован другой метод, основанный на нормировании константы B относительно известной для другого ядра ( $^{23}\text{Na}$ ), у которого спектроскопический квадрупольный момент измерен другим способом с достаточно высокой точностью. Для значений констант B и  $Q_s$  выполняется соотношение

$$\frac{B(^{22}\text{Na})}{B(^{23}\text{Na})} = \frac{Q_s(^{22}\text{Na})}{Q_s(^{23}\text{Na})} \quad (5)$$

Используя это соотношение, значения констант B для ядер  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$  (табл.2) и значение  $Q_s(^{23}\text{Na}) = 0,1006(20)$  барн, полученное из измерений спектров X лучей мезоатомов [16], был определен спектроскопический квадрупольный момент ядра  $^{22}\text{Na} - Q_s = +0,134(17)$  барн.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Большое значение  $Q_s$   $^{22}\text{Na}$  указывает на то, что его форма сильно отличается от сферической, а положительный знак  $Q_s$  позволяет рассматривать это ядро как вытянутый эллипсоид. Оболочечная модель объясняет большую квадрупольную деформацию ядер этой области как результат когерентного движения внешних нуклонов, находящихся сверх дважды магического остова  $^{16}\text{O}$  [17]. В случае ядра  $^{22}\text{Na}$  эти внешние нуклоны включают 3 протона и 3 нейтрона, находящиеся в состоянии [211]3/2. Особенностью этого состояния является то, что его энергия уменьшается с ростом деформации ядра [18]. Это снижает полную энергию ядра, в результате чего наиболее выгодной является форма вытянутого эллипсоида. Для таких ядер выполняется соотношение между спектроскопическим и внутренним  $Q_0$  квадрупольными моментами

$$Q_s = Q_0 \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \quad (6)$$

где  $K$  – проекция спина на ось симметрии ядра. Для основного состояния ядра  $^{22}\text{Na}$   $K = I = 3$ . Полученная с помощью выражения (6) величина  $Q_0(^{22}\text{Na}) = 0,32(4)$ . Величина  $Q_0$  определяет параметр квадрупольной деформации ядра  $\beta_2$

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta_2 (1 + 0,158\beta_2), \quad (7)$$

где  $Z$  и  $R_0$  – атомный номер и зарядовый радиус ядра. При  $R_0 = 1,2A^{1/3}$  ( $A$  – массовое число) значение  $\beta_2(^{22}\text{Na}) = 0,31(4)$ .

Эту величину  $\beta_2$  интересно сравнить с аналогичной величиной, полученной из измерений времен жизни уровней ротационной полосы, построенной на основном состоянии  $^{22}\text{Na}$ . В этом случае  $\beta_2$ , среднее для четырех нижних вращательных состояний, составляет:  $\beta_2 = 0,51(2)$ , что заметно выше полученного в данной работе из величины  $Q_0(^{22}\text{Na})$ . Такое различие может объясняться целым рядом причин.

1. Деформация, определяемая из времен жизни уровней включает как динамическую (квадрупольные колебания), так и статическую составляющие, а получаемая из спектроскопических квадрупольных моментов – только статическую.

2. Форма ядра может отличаться от эллипсоида, например, характеризоваться заметной неаксиальностью.

3. В волновой функции основной ротационной полосы могут быть примеси от других полос (в первую очередь от ближайшей с  $K = 0$ ).

На рис.4 представлена систематика значений  $\beta_2$  для ядер данной области (от  $^{20}\text{Ne}$  до  $^{27}\text{Al}$ ). Эти значения  $\beta_2$  получены как из измерений статических квадрупольных моментов (как в нашей работе) [15], так и времен жизни вращательных уровней [19]. Видно, что различие значений  $\beta_2$ , отмеченное для  $^{22}\text{Na}$ , характерно и для других ядер этой области.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Ленионжевичу за постоянный интерес к работе, Д.Жечеву и С.Атанасову за помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена при поддержке фонда А. фон Гумбольда (Германия) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 96-02-19166).

ТАБЛИЦА 1

Значения интервалов между компонентами сверхтонкой структуры уровня  $3^2P_{3/2}$  в  $^{22}\text{Na}$

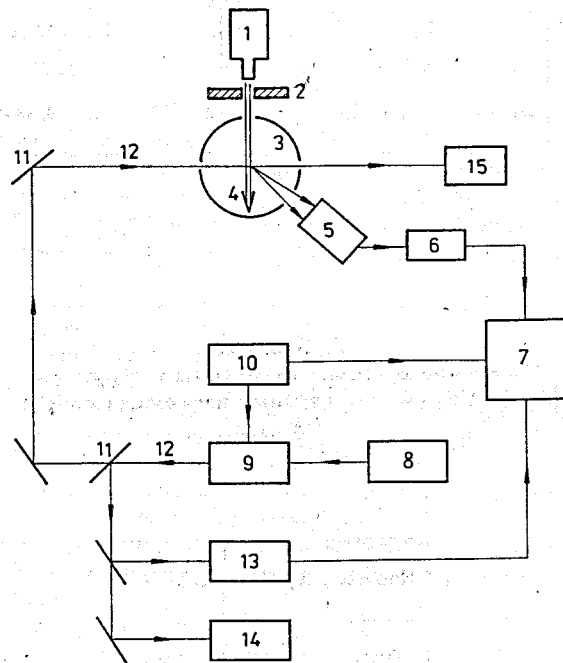
F, F-1	5/2, 3/2	7/2, 5/2	9/2, 7/2
$\Delta\nu(F, F-1)$ , МГц	16,20(80)	24,00(29)	36,29(53)

ТАБЛИЦА 2

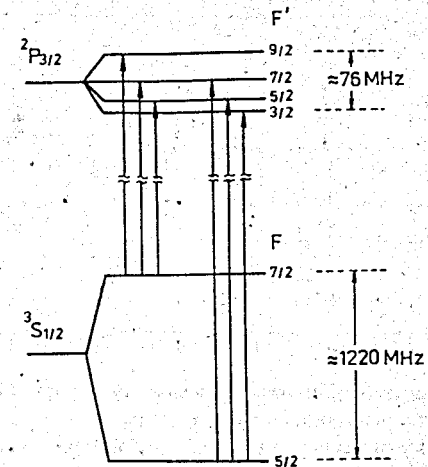
Значение констант сверхтонкой структуры уровня  $3^2P_{3/2}$  в  $^{22}\text{Na}$  (данные настоящей работы) и  $^{23}\text{Na}$  [13]

Изотоп	A, МГц	B, МГц
$^{22}\text{Na}$	7,38(6)	3,76(45)
$^{23}\text{Na}$	7,36(4)*	18,69(6)
	18,69(6)	2,83(10)

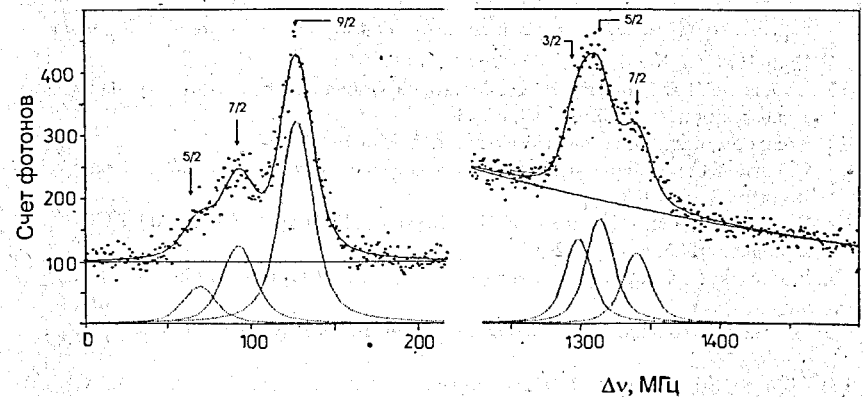
\* из значений  $\mu$  и  $A$  для  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{23}\text{Na}$  согласно выражению (4).



**Рис.1.** Блок-схема экспериментальной установки:  
 1 – тигель с образцом  $Na$ , 2 – коллиматор,  
 3 – сферическое зеркало, 4 – атомный пучок,  
 5 – фотоумножитель, 6 – усилитель, 7 – персональный компьютер, 8 – аргонный лазер, 9 – лазер на красителе,  
 10 – система сканирования частоты, 11 – плоские зеркала, 12 – луч лазера, 13 – конфокальный интерферометр,  
 14 – измеритель длины волны, 15 – измеритель мощности



**Рис.2.** Схема атомных уровней  $Na$ , включающая компоненты сверхтонкой структуры основного  $3^2S_{1/2}$  и возбужденного  $3^2P_{3/2}$  состояний и возможные оптические переходы



**Рис.3.** Оптический спектр  $D_2$ -линии  $^{22}Na$ : триплет слева связан с переходами с верхней компоненты сверхтонкой структуры основного состояния ( $F = 7/2$ ), триплет справа – с переходами с нижней компоненты ( $F = 5/2$ ). Цифры у стрелок указывают полный момент  $F$  верхней компоненты

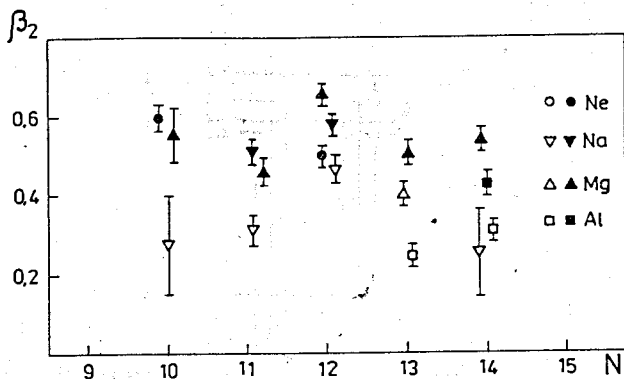


Рис.4. Зависимость параметра квадрупольной деформации  $\beta_2$  от числа нейтронов в ядре. Светлые точки - полученные из измерений спектроскопических квадрупольных моментов, темные - из измерений времен жизни ротационных уровней

## ЛИТЕРАТУРА

1. Endt P.M., Van der Leun A. // Nucl. Phys. A, 1978, v.344, p.526.
2. Haas F., Freeman R.M., Castillo J.F., Gallmann A. // Phys. Rev. C, 1973, v.8, p.1973.
3. Freeman R.M., Haas F., Heusch B. et al. // Phys. Rev. C, 1973, v.8, p.2182.
4. Endt P.M. // Nucl. Phys. A, 1990, v.521, p.1.
5. Изосимов И.Н., Наумов Ю.В., Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 1983, с.173.
6. Копферман Х., Ядерные моменты, ИЛ, Москва, 1960.
7. Яценко А.С., Диаграммы Гроттриана нейтральных атомов, ВО "Наука", Новосибирск, 1993.
8. Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н. и др., // Изв. АН СССР, ср. физ., 1985, т.49, с.2261.
9. Blaszczyk Z., Gangrsky Yu., Hradecny C. et al. // Optica Applicata, 1991, v.21, p.307.
10. Huber G., Touchard F., Buttgenbach S. et al. // Phys. Rev. C, 1978, v.18, p.2342.
11. Touchard F., Serre J.M., Buttgenbach S. et al. // Phys. Rev. C, 1982, v.25, p.2776.
12. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Изосимов И.Н. и др. // ПТЭ, 1990, N 1, с.168.
13. Karlson J., Sturesson L. // Z. Phys. D, 1989, v.14, p.281.
14. Buttgenbach S. // Hyp. Interactions, 1984, v.20, p.1.
15. Raghavan P. // ADNDT, 1989, v.42, p.189.
16. Jeckelman B., Beer W., Beltrami I. et al. // Nucl. Phys. A, 1983, v.408, p.495.
17. Freedman B.M., Wildenthal E.H. // Phys. Rev. C, 1972, v.7, p.1637.
18. Бор О., Моттelson В., Структура атомного ядра, Москва, Мир, 1977.
19. Raman S., Malarkey C.H., Milner W.T. et al. // ADNDT, 1987, v.36, p.1.