

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОДТОМ 72, ВЫПУСК 5
10 СЕНТЯБРЯ, 2000

Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.5, стр.337 - 343

© 2000г. 10 сентября

ЗАДЕРЖАННЫЕ РАСПАДЫ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ (~ 30 кэВ)
МЕССБАУЭРОВСКИХ УРОВНЕЙ КАК СЛЕДСТВИЕ ИХ
КОМБИНИРОВАННОЙ СТРУКТУРЫ

П.И.Ромашева

Государственный научный центр Институт теоретической и экспериментальной физики
117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 июня 2000 г.

После переработки 24 июля 2000 г.

В рамках оболочечной модели рассмотрена возможность существования "комбинированных" уровней с расщеплением, значительно меньшим натуральной ширины в слабо деформированных ядрах с нечетным массовым числом. Такая структура мессбауэровских уровней не противоречит имеющимся спектроскопическим данным, а напротив, объясняет большие временные задержки и коэффициенты конверсии при их распаде. Обсуждаются опыты по экспериментальной проверке гипотезы.

PACS: 21.10.Tg, 23.20.Nx

Некоторое время тому назад возникли новые аспекты в экспериментальных [1–3] и теоретических [4–7] исследованиях фундаментального ядерного процесса – резонансное рассеяние γ -квантов. Экспериментальные данные по структуре частотных спектров мессбауэровского γ -излучения, рассеянного уровнем 14.4 кэВ в ядре $^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$ [1, 2], указывают на существенно большее сужение рассеянного спектра по сравнению с теоретическими оценками. Эти оценки [4–7] проведены в предположении независимости хода процесса рассеяния γ -квантов от наличия для уровня 14.4 кэВ некогерентного канала распада за счет внутренней конверсии. Заметим, что в [4] указывается на то, что структура процесса неупругого рассеяния γ -квантов через конверсионный канал будет отличной от структуры процесса в упругом канале, как это следует прямо из процедуры расчета в [4]. В [7] (при совпадающих результатах с приведенными в [4, 6] в частотной области), напротив, предполагается, что временной ход процесса в когерентном и некогерентном каналах должен быть одинаков. Указания, полученные в [4], сводятся к необходимости учета структуры возбуждаемого ядерного уровня, если на нем реализуется многоканальный распад. Необходимость такого учета следует, по нашему мнению, и из эксперимента [3], обнаружившего торможение радиоактивного распада изомера $^{119}_{50}\text{Sn}_{69}$, ниже которого находится мессбауэровский уровень $E = 23.87$ кэВ.

Изомерия и времена жизни мессбауэровских уровней в ядрах с нечетным A . Известно, что для классических ядерных изомеров замедление времени распада на $18 \div 20$ порядков по сравнению с характерными ядерными временами $t_N \sim 10^{-14} \div 10^{-15}$ с определяется большой величиной момента $\sim 3 \div 4$, уносимого γ -квантом при разрядке уровня.

Имеющиеся спектроскопические сведения о мессбауэровских уровнях (ML) ($E \sim \sim 100$ кэВ) [8] демонстрируют следующие особенности. Во-первых, ML сосредоточены в ядрах с нечетным массовым числом A . Во-вторых, γ -переход на основное состояние происходит с изменением спина на одну единицу при сохранении четности в подавляющем числе случаев, и только менее $\sim 10\%$ переходов идут либо с изменением спина на две единицы, либо с изменением четности. В-третьих, состояния с энергией $\sim 10 \div 60$ кэВ распадаются в значительной степени за счет внутренней конверсии. Экспериментальные значения коэффициентов конверсии a_c в области энергий до 30 кэВ превышают расчетные [9] в единицы и десятки раз. Указанные особенности позволяют сделать заключение о том, что подавляющее число ML не подходит под общепринятое определение изомеров. Тем не менее, времена жизни этих состояний колеблются от 1 нс до сотен нс и таким образом задержаны на $\sim 6 \div 8$ порядков по сравнению с t_N .

Возможная структура низкоэнергетичных уровней некоторых ядер с нечетным A в рамках оболочечной модели. Причина задержки времени распада и значительных величин a_c , возможно, кроется в структуре ML. Выбираем для более детального рассмотрения ML с $E \sim 30$ кэВ. Используем хорошо известные положения оболочечной модели ядра (SM) [10, 11] и рис.1 для описания структуры

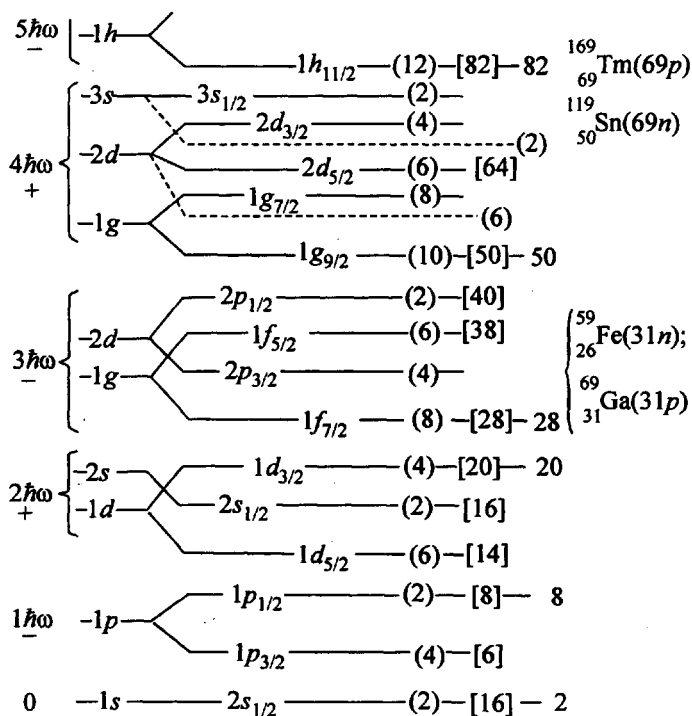


Рис.1. Схема чередования уровней в SM [11]. n - и p -схемы идентичны до $N = 50$. Штриховой линией показаны n -оболочки для $n > 50$

основных ($|n_0\rangle$) и первых возбужденных состояний. Анализ проведен для всех ядер, представленных в таблице. Приведем разбор некоторых случаев.

Мессбауэр-ядра,	$^{57}_{26}\text{Fe}$	$^{73}_{32}\text{Ge}$	$^{83}_{36}\text{Kr}$	$^{129}_{53}\text{I}$	$^{191}_{83}\text{Eur}$	$^{119}_{50}\text{Sn}$	$^{133}_{56}\text{Ba}$	$^{149}_{62}\text{Sm}$	$^{161}_{66}\text{Dy}$
E_1 (кэВ)	14.4	13.3	9.4	27.8	21.5	23.9	12.3	22.5	25.7
a_c	8.5	1095	19.6	5.1	28.6	5.1	110	50	2.9
$T_{1/2}$ (нс)	97.8	2953	147	16.8	9.4	17.9	8.1	5.1	28.2
Комб.ур.	+	+	+	+	+	+	+	+	-
Замечания									SM
Зеркальные ядра	$^{69}_{31}\text{Ga}$	$^{93}_{41}\text{Nb}$	$^{107}_{47}\text{Ag}$	$^{97}_{44}\text{Ru}$	$^{112}_{49}\text{In}$	$^{169}_{69}\text{Tm}$	$^{191}_{77}\text{Ir}$	$^{225}_{87}\text{Fr}$	$^{243}_{95}\text{Am}$
E_1 (кэВ)	320	30	~ 100	108	β -	8.4	82	β -	2.3
a_c				0.01	ядро	29.1	~ 1	ядро	0.2
$T_{1/2}$ (нс)	~ 0.07	13.6 л	~ 3	0.23		4.0	4		1.4
Комб.ур.	-	-	+	-	-	+	+	-	-
Замечания	аном. ур.	изом.	+	аном. ур.	SM	ML	ML	SM	SM

Уровень 14.4 кэВ в $^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$. Число нейтронов $n = 31$, протонов $p = 26$ (рис.2). Из них 28 нейтронов полностью заселяют 1-й и 2-й осцилляторные уровни (OscL)

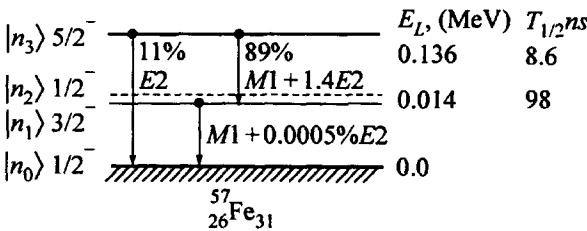


Рис.2. Схема низких уровней $^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$ [12]

и подболочку $1f_{7/2}$ третьего OscL. Здесь $7/2$ и $3/2$ – полные моменты j указанных подболочек. Три последних нейтрона располагаются на подболочке $2p_{3/2}$ 3-го OscL. По правилам “жесткой” jj -связи полный момент ядра J в основном состоянии $|n_0\rangle$, и также спин I_0 определяются значением j последнего нечетного нуклона и должны быть равны $3/2$, а четность отрицательная. Эксперимент дает значение спина $I_0 = 1/2$ и отрицательную четность, то есть состояние $(1/2-)$. Для случая, когда на последней подболочке располагается несколько $n(p)$, SM не исключает большего числа различных результирующих векторов J , удовлетворяющих принципу Паули (табл.6 в [10]), относя эти случаи к “аномальным” по сравнению с классическими положениями SM. В нашем случае моменты трех n могут дать значение $J = 1/2$ в комбинации: $3/2 \oplus 3/2 \oplus 3/2 \propto 1/2$. Знак \oplus определяет условное сложение. Первое возбужденное состояние $(3/2-)$ также нельзя описать как “жестко” одночастичное. Оно может быть сконструировано двумя вариантами: 1) из $1n$ в конфигурации $\{1f_{5/2-}\}^1$ и $2n$ в конфигурации $\{2p_{3/2-}\}^2$ $3/2 \oplus 3/2 \oplus 5/2 \propto 3/2$; 2) $3/2 \oplus 3/2 \oplus 3/2 \propto 3/2$, обозначим это состояние ($|n_1\rangle, E_1$). Опираясь на сказанное выше, можно сконструировать еще одно возбужденное состояние: $3/2 \oplus 3/2 \oplus 5/2 \propto 1/2$, назовем его $zoshbu$ и обозначим ($|n_2\rangle, E_2$). SM не определяет величину энергетического расщепления состояний $|n_1\rangle, |n_2\rangle$, ясно только, что оно невелико. Вполне возможно,

что $\delta E = |E_1 - E_2| \ll \Gamma$ (Γ - натуральная ширина уровня E_1), так как в пределе "жесткой" связи $|n_1 \rangle$, $|n_2 \rangle$ вырождены.

Первым чисто одночастичным возбужденным состоянием можно считать, видимо, конфигурацию $\{1f_{5/2-}\}^1$ последнего нечетного нейтрона при полном спаривании двух нейтронов в конфигурации $\{2p_{3/2-}\}^2$, обозначим его ($|n_3 \rangle$, E_3). В $^{57}_{28}\text{Fe}_{31}$ все переходы нейтронов происходят внутри одного OscL и при близких значениях полных моментов J . По-видимому, по этой причине классическое изомерное состояние минует это ядро. Опыт дает следующее чередование уровней в $^{57}_{28}\text{Fe}_{31}$: ($1/2-$, $|n_0 \rangle$); ($3/2-$, 14.4 кэВ, $T_{1/2} = 97$ нс, $|n_1 \rangle$); ($5/2-$, 136.4 кэВ, $T_{1/2} = 8.6$ нс, $|n_3 \rangle$). Мультипольность γ -перехода $|n_3 \rangle \rightarrow |n_1 \rangle - M1 + 1.4\% E2$. Мультипольность γ -перехода $|n_1 \rangle \rightarrow |n_0 \rangle - M1 + \sim 0.0005\% E2$. Мультипольность γ -перехода $|n_3 \rangle \rightarrow |n_0 \rangle - E2$. Отношение γ -интенсивностей $B(|n_3 \rangle \rightarrow |n_0 \rangle) / B(|n_3 \rangle \rightarrow |n_1 \rangle) \sim 10\%$.

Предположение о комбинированном уровне 14 кэВ не противоречит приведенным спектроскопическим данным, а напротив, призвано по возможности объяснить их. При одинаковых спинах и четностях состояний $|n_2 \rangle$ и $|n_0 \rangle$ γ -переход $|n_2 \rangle \rightarrow |n_0 \rangle$ в соответствии с правилами отбора возможен при мультипольностях $E0$, $M1$, $E2$ [10]. Вследствие поперечного характера электромагнитного поля матричный элемент $E0$ γ -излучения равен нулю и разрядка возбуждения идет посредством конверсии. Заселенность состояния $|n_2 \rangle$ при каскадном переходе (122 кэВ, мультипольность $M1 + 1.4\% E2$) с $|n_3 \rangle$ занижена, но очевидно, что наличие состояния $|n_2 \rangle$ может определять добавка квадрупольного 122 кэВ-излучения, временная задержка распада для комбинированного уровня ($|n_1 \rangle \oplus |n_2 \rangle$) и большое экспериментальное значение a_c . Временную задержку распада состояния $|n_3 \rangle$, гораздо меньшую, чем для состояния ($|n_1 \rangle \oplus |n_2 \rangle$), однако, все-таки значительную при сравнении с t_N , можно приписать также "мягкому" запрету в SM по орбитальному числу l . Согласно [10], магнитное излучение возможно только при переходах, удовлетворяющих условию $|l_i - l_k| < |I_i - I_k| - 1$, то есть разрешены переходы с $\Delta l = 0$: $p_{1/2} \leftrightarrow p_{3/2}$, $d_{3/2} \leftrightarrow d_{5/2}$, $f_{5/2} \leftrightarrow f_{7/2}$ и l -запрещены переходы $s_{1/2} \leftrightarrow d_{3/2}$, $p_{3/2} \leftrightarrow f_{5/2}$,... к последнему как раз можно отнести переход 122 кэВ.

Уровень 23 кэВ в $^{119}_{50}\text{Sn}_{69}$. Ядро содержит 69 нейтронов. Опыт дает следующее чередование уровней (рис.3): ($1/2+$, $|n_0 \rangle$); ($3/2+$, 23 кэВ, $T_{1/2} = 17.8$ нс, $|n_1 \rangle$);

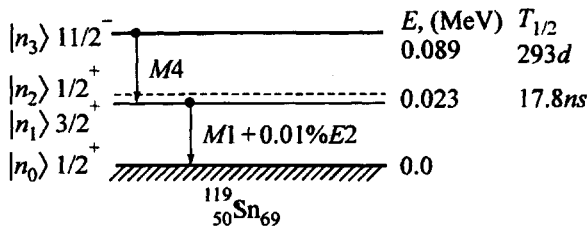


Рис.3. Схема низких уровней $^{119}_{50}\text{Sn}_{69}$ [12]

($11/2-$, 89 кэВ, $T_{1/2} = 293$ д, $|n_3 \rangle$). Согласно рис.1, имеет место n -конфигурация $\{2d_{3/2+}\}^3$ выше заполненной подболочки $\{3s_{1/2+}\}^2$. Однако $|n_0 \rangle$ не чисто одночастичное, а "аномальное". Оно может быть реализовано несколькими способами: конфигурациями ($\{2d_{3/2+}\}^4 \oplus \{3s_{1/2+}\}^1$); комбинацией $3/2 \oplus 3/2 \oplus 3/2 \propto 1/2$, обеспечивая состояние ядра ($1/2+$). Первое возбужденное состояние ($3/2+$) ($|n_1 \rangle$) может быть результатом одночастичного состояния $3/2 \oplus 3/2 \oplus 3/2 \propto 3/2$ ($|n_1 \rangle$) либо взаимодействия одного неспаренного нейтрона с двумя нейтронами нижней подболочки:

$3/2 \oplus 1/2 \oplus 1/2 \propto 3/2$ ($|n_1\rangle$). Во втором случае возможна и другая реализация этого взаимодействия: $3/2 \oplus 1/2 \oplus 1/2 \propto 1/2$ ($|n_2\rangle$), которая определит комбинированный уровень ($|n_1\rangle \oplus |n_2\rangle$), а следовательно, большую временную задержку и a_c при переходе ($|n_1\rangle \oplus |n_2\rangle \rightarrow |n_0\rangle$). Нормальное чисто одночастичное возбужденное состояние образуется при переходе $1n$ с подболочки $3s_{1/2}+$ на подболочку $1h_{11/2}-$, реализуя состояние ядра ($11/2-, |n_3\rangle$). Состояние ($11/2-$) – классический изомер при переходе $|n_3\rangle \rightarrow (|n_1\rangle \oplus |n_2\rangle)$.

Возможность реализации комбинированного уровня для других ядер отражена в таблице (знак +, SM – невозможность построить систему первых уровней в SM). Не приводя подробного описания структуры формирования уровней для ядер, зеркальных к описанным выше, укажем только основные моменты.

Для ядра ${}^{69}_{31}\text{Ga}_{38}$ $|n_0\rangle$ – одночастичное состояние. Комбинация конфигураций ($\{1f_{5/2}\}^1 \oplus \{2p_{3/2}\}^2$) определяет спин состояния $|n_1\rangle$. Состояние ($3/2-, |n_2\rangle$) из той же комбинации, по-видимому, не реализует комбинированного уровня. $T_{1/2}$ первого возбужденного уровня мало, < 0.07 пс, так же, как и $a_c \sim 5 \cdot 10^{-2}$.

${}^{169}_{69}\text{Tm}_{100}$ демонстрирует одночастичное основное состояние $|n_0\rangle - (1/2+)$. Комбинация конфигураций ($\{3s_{1/2}\}^1 \oplus \{2d_{3/2}\}^2$) может определить спины состояний $|n_1\rangle$, $|n_2\rangle$, соответственно. Возможен комбинированный уровень при энергии $E_1 = 8$ кэВ. Заметим, что ядро уже не описывается только SM, так в чередовании уровней отсутствует изомер ($11/2-$), как у ${}^{119}_{50}\text{Sn}_{69}$.

Обсуждение. Отметим закономерности в формировании первых возбужденных уровней. Всякий раз, когда на недозаполненной подболочке располагаются $3N$ или когда рядом с одночастичным состоянием расположены состояния $1s_{1/2}$, $2s_{1/2}$, $3s_{1/2}$, $2p_{1/2}$, по-видимому, возможны такие комбинации трех нуклонов, которые приводят к “расщепленным состояниям” с различными значениями J . Каждой такой комбинации при условии выполнения принципа Паули соответствуют различные собственные функции ядра, с помощью которых можно получать различные значения ядерных характеристик. В приближении “жесткой связи” состояния, описываемые такими комбинациями, вырождены по энергии. В реальном ядре учет эффекта “спаривания”, учет взаимодействия всех пар частиц снимает вырождение. Невозможность учесть это взаимодействие через мезонное поле сил оставляет для SM открытым вопрос о величине возникающих расщеплений.

Качественную оценку можно получить, воспользовавшись экспериментальными данными о сверхтонком взаимодействии для магнитных переходов уровня 14.4 кэВ ${}^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$. Зная величину максимального магнитного расщепления для железа ~ 80 Г в магнитном поле электронов $\sim 10^6$ Э и принимая во внимание, что ядерный магнетон в $\sim 2 \cdot 10^3$ раз меньше, чем магнетон Бора, получим для комбинированного уровня величину энергетического расщепления за счет электромагнитных сил $\delta E \sim 0.04$ Г.

Для описания основных и низкоэнергетичных возбужденных состояний в ядрах разыгрываются возможные комбинации (спаривание, jj -связи трех нуклонов) при распределении нуклонов по двум подболочкам $2d_{3/2}+$, $3s_{1/2}+$ 4-го OscL и подболочке $1h_{11/2}-$ 5-го OscL. Для ряда ядер “расщепление” и, как следствие, большую временную задержку и a_c мессбауэровского уровня можно предположить, хотя объяснение этого в рамках классической SM уже встречает затруднения из-за сильного отклонения формы ядер от сферической [10]. Близость следующего OscL с высоким значением J определяет для этих ядер наличие классических изомерных состояний.

Если переходы нуклонов происходят внутри одного OscL и при близких значениях полных моментов J , классические изомерные состояния не реализуются, как в ${}^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$. При сравнении зеркальных ядер оказывается, что n -нечетные ядра менее деформированы и приближения SM реализуются лучше, чем в p -нечетных ядрах, которые являются n -избыточными и более деформированными.

Возможность существования комбинированных уровней представлена в таблице при некоторых замечаниях. 1. Комбинированный уровень преимущественно реализуется, если уровень $|n_1\rangle$ может быть представлен не только как чисто одночастичный, но и как "аномальный". Расщепление "аномальных" состояний подмешивается к одночастичному. 2. Если возбужденное состояние может реализоваться только как "аномальное", то иногда возможны не все варианты сложения моментов j и комбинированный уровень не реализуется, см. ${}^{69}_{31}\text{Ga}_{38}$. 3. Эффект "спаривания" является более предпочтительным для одного нечетного нуклона с высоким значением $J \geq 5/2$ и может определять спин первого возбужденного состояния, см. изомерное состояние $(1/2^-)$ в ${}^{93}_{41}\text{Nb}_{52}$, что препятствует образованию комбинированного уровня. Если предполагать, что $\delta E \ll \Gamma$, то сам факт расщепления не противоречит набору спектроскопических данных (чередование спинов, мультипольности переходов) для рассмотренных уровней (подробно это прослежено на примере ${}^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$), а напротив, объясняет большие временные задержки и a_c первых возбужденных состояний. Имеющиеся в настоящее время методики ядерной спектроскопии по определению спина, четности, мультипольности, a_c не могут дифференцировать комбинированное состояние ($|n_1 \oplus |n_2\rangle$).

В предпочтительном положении оказываются мессбауэровские методики в режиме рассеянного излучения, так как в традиционном режиме пропускания часто невозможно разделить ядерную и твердотельную природу эффектов сдвига и формы линий. Форма линии мессбауэровского излучения, идущего из источника, является достаточно информативной, как показывают теоретические оценки, учитывающие комбинированную структуру излучения 14 кэВ из ${}^{57}_{27}\text{Co}_{30}$ [13]. При этом линия рассеянного излучения не только теряет брейт-вигнеровскую форму, но и претерпевает значительное сужение в прямой зависимости от вклада конверсионного канала в распад возбужденного состояния. Эти предварительные оценки [13] объясняют наиболее важный результат в экспериментах [1, 2]. Интересны эксперименты по анализу формы линии мессбауэровского рассеянного излучения для ядер ${}^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$, ${}^{73}_{32}\text{Ge}_{41}$, ${}^{83}_{36}\text{Kr}_{47}$, ${}^{129}_{53}\text{I}_{76}$, ${}^{119}_{50}\text{Sn}_{69}$, ${}^{169}_{69}\text{Tm}_{100}$, ${}^{133}_{56}\text{Ba}_{77}$, ${}^{191}_{77}\text{Ir}_{114}$. Эксперименты по исследованию формы линии надо проводить на источнике, рассеивателе и анализаторе с шириной линии, близкой к натуральной.

Недавний опыт наблюдения увеличения уровня $T_{1/2}$ (в нашем обозначении $|n_3\rangle$) для ядра ${}^{119}_{50}\text{Sn}_{69}$ в присутствии резонансных ядер можно объяснить, используя предположение о наличии комбинированного уровня ($|n_1 \oplus |n_2\rangle$). Действительно, если для системы квантовых состояний $|n_1\rangle$, $|n_2\rangle$, $|n_3\rangle$ каким-то образом повысить заселенность состояния $|n_1\rangle$, то γ -переход $|n_3\rangle \rightarrow (|n_1 \oplus |n_2\rangle)$ будет еще более задержанным. Дополнительное заселение состояния $|n_1\rangle$ ($3/2+$) оставляет переходу $|n_3\rangle \rightarrow (|n_1 \oplus |n_2\rangle)$ только выбор $|n_3\rangle \rightarrow |n_2\rangle$, который, конечно, более затянут. Например, если в результате распада мессбауэровского источника ${}^{119m}\text{Sn}$ накапливаются дополнительные ядра ${}^{119}_{50}\text{Sn}_{69}$, то за счет обратного резонансного рассеяния 23 кэВ-квантов в источнике повысится заселенность состо-

яния $|n_1\rangle$, что и может объяснить увеличение уровня $T_{1/2} |n_3\rangle$ для “старых” оловянных мессбауэровских источников. Этот факт, согласно [3], имеет место. Опыт на немессбауэровских источниках ^{119m}Sn , насколько автору известно, не ставился. Рассмотренная система низкоэнергетичных уровней дает возможность предложить ряд ядер для опытов “типа [3]”: $^{57}\text{Fe}_{31}$, $^{73}\text{Ge}_{41}$, $^{83}\text{Kr}_{47}$, $^{107,109}\text{Ag}_{60,62}$, $^{119}\text{Sn}_{69}$, $^{133}\text{Ba}_{77}$, $^{151}\text{Eu}_{88}$. Изучение влияния возбуждения на $T_{1/2} |n_3\rangle$ -уровней указанных выше ядер (причем возбуждение можно производить не только посредством мессбауэровского рассеяния, а также тормозным излучением с краем полосы, несколько выше первого возбужденного уровня) может служить экспериментальной проверкой существования комбинированных состояний.

Автор выражает искреннюю признательность чл.корр.РАН К.А.Тер-Мартirosяну за постоянное внимание и интерес к работе, благодарит Р.Б.Невзорова, а также участников коллоквиума во главе с проф. Ю.Д.Перфильевым Центра радионуклидной диагностики при химфаке МГУ за полезные замечания при обсуждении.

-
1. П.И.Ромашева, В.М.Новиков, Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика и техника ядерных реакторов, Спец.вып. ТИЯС-ХI, 1997, с.91.
 2. П.И.Ромашева, В.М.Новиков, С.А.Кутилин, Известия АН, сер. физ. **62**, 2282 (1998).
 3. С.К.Годовиков, Письма в ЖЭТФ **68**, 599 (1998).
 4. П.И.Ромашева, Д.В.Львов, Вопросы атомной науки и техники, сер. теор. прикл. физ. **2-3**, 6 (1997).
 5. П.И.Ромашева, Д.В.Львов, Известия АН, сер. физ. **63**, 232 (1999).
 6. П.И.Ромашева, Труды 1-й Московской Международной Школы физики ИТЭФ, Современные проблемы ядерной физики, физики и химии конденсированных сред, г.Звенигород, Московской обл., 17–26 февр. 1998, М.: Успехи физических наук, 1998.
 7. Ф.С.Джепаров, Д.В.Львов, Труды 1-й Московской международной школы физики ИТЭФ, Современные проблемы ядерной физики, физики и химии конденсированных сред, г.Звенигород, Московской обл., 17–26 февр. 1998, М.: Успехи физических наук, 1998.
 8. Справочник нуклидов, М.: ЦНИИАТОМ, 1995.
 9. Гамма-лучи, под ред. Л.А.Слив, М.-Л.: Изд. АН СССР, 1961.
 10. М.Гепперт-Майер, И.Г.Иенсен, Элементарная теория ядерных оболочек, пер. с англ., под ред. Д.Д.Иваненко, М.: ИЛ, 1958.
 11. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, вып.2., пер. с англ. под ред. К.Зигбана, М.: Атомиздат, 1968.
 12. Table of Isotopes, Eds. C.Mich.Lederer and V.S.Shorley, New York, 1978.
 13. А.В.Володин, сообщение на Конференции молодых ученых ИТЭФ, фев. 1999.