

УДК 539.163

ГАММА-РАСПАД ИЗОБАР-АНАЛОГОВОГО $2p_{3/2}$ -РЕЗОНАНСА В РЕАКЦИИ $^{40}\text{Ar}(\text{p}\gamma)^{41}\text{K}$

А.Н. Водин¹, И.В. Ушаков¹, Г.Э. Туллер², Л.П. Корда¹,
В.Т. Быков¹, А.О. Растрепина², М.В. Ващенко²

¹ ННЦ «Харьковский физико-технический институт», 61108, Харьков, ул. Академическая, 1

² Харьковский национальный университет им В.Н. Каразина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 15 марта 2006 г.

В реакции $^{40}\text{Ar}(\text{p}\gamma)^{41}\text{K}$ измерен γ -распад резонансов при $E_p = 1839; 1842; 1859; 1875$ и 1896 кэВ. Для указанных резонансов впервые построены схемы γ -распада и установлены спины и четности J^π , которые для всех этих резонансов равны $3/2^-$. Определены параметры смешивания по мультипольностям δ для первичных γ -переходов и определены парциальные γ -ширины распада $\Gamma_{\gamma i}$. Сделан вывод о том, что наблюдаемые резонансы являются компонентами тонкой структуры изобар-аналогового $2p_{3/2}$ -резонанса в ^{41}K . Выявлено, что экспериментальное значение вероятности М1-перехода между аналоговым и антианалоговым состояниями на порядок величины меньше теоретического значения, рассчитанного по оболочечной модели с поверхностными δ -силами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: реакция $^{40}\text{Ar}(\text{p}\gamma)^{41}\text{K}$, аналоговый резонанс, γ -распад, вероятность М1-переходов.

Результаты многих исследований показывают, что большинство аналоговых резонансов (АР) оказываются расщепленными на несколько компонентов, которые отчетливо проявляются в экспериментах по (p,p)-, (p γ)- и ($^3\text{He},d$)-реакциям [1, 2] с высоким разрешением. Тонкая структура появляется в результате смешивания собственно аналогового состояния (АС) и уровней компаунд-ядра. Это приводит к тому, что изоспиновые части волновых функций компонентов тонкой структуры АС будут включать как $T_> = T_0 + 1/2$, так и $T_< = T_0 - 1/2$ – компоненты (T_0 – изоспин остова ядра), т.е. не будут уже являться чистыми по изоспину состояниями.

Ядро ^{41}K , в качестве объекта исследований, было выбрано по следующим причинам. К моменту начала настоящих экспериментов сведения о γ -распаде АС в данном ядре оказались фрагментарными. Подробно изучен только резонанс при $E_p = 1102$ кэВ, который интерпретирован в работе [3] как изобарический аналог материнского уровня ядра ^{41}Ar с $E^* = 0,516$ МэВ ($J^\pi = 3/2^-$). Изобарические аналоги для других уровней ^{41}Ar были идентифицированы в реакции с передачей нуклона [4] и упругого рассеяния протонов ядрами ^{40}Ar [5]. Эти эксперименты [5, 6] показали, что практически все АР в ^{41}K расщеплены на несколько компонентов.

В настоящей работе приводятся результаты исследований тонкой структуры аналогового $2p_{3/2}$ -резонанса в ^{41}K (материнский уровень с $E^* = 1,635$ МэВ ядра ^{41}Ar), компоненты которого наблюдались как изолированные резонансы в реакции $^{40}\text{Ar}(\text{p}\gamma)^{41}\text{K}$ при $E_p = 1839, 1842, 1859, 1875$ и 1896 кэВ. В связи с этим была изучена функция возбуждения реакции в соответствующей области энергии протонов, построены схемы γ -распада компонентов тонкой структуры $2p_{3/2}$ -резонанса и измерены угловые распределения γ -лучей, возникающих при их распаде. В итоге было получено экспериментальное распределение парциальных радиационных ширин $\Gamma_{\gamma i}$, которое впоследствии сравнивалось с выводами многочастичной модели оболочек с остаточным взаимодействием типа поверхностных δ -сил [6]. Выявлены особенности γ -распада данного АР и дана на качественном уровне их интерпретация.

ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проведены на пучке протонов электростатического ускорителя ЭСУ-5 ХФТИ с максимальной энергией 4 МэВ и энергетическим разбросом пучка 400 эВ. Ток протонов на мишени составлял 10-15 мкА. Использована изотопная мишень ^{40}Ar , приготовленная методом «вбивания» ионов $^{40}\text{Ar}^+$ в танталовую подложку непосредственно в электромагнитном сепараторе [7]. Толщина мишени составляла около 4 кэВ при энергии протонов $E_p = 2,0$ МэВ.

Спектры γ -распада были зарегистрированы Ge(Li)-детектором объемом 63 см^3 с энергетическим разрешением 3,0 кэВ для γ -линий ^{60}Co . Абсолютная калибровка спектрометра по эффективности проведена с помощью стандартного набора монохроматических источников ОСГИ-II и по выходам γ -линий из реакции $^{27}\text{Al}(\text{p}\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_p = 991,86(3)$ кэВ. Для ослабления низкоэнергетического фона γ -излучения из подложки была применена комбинированная защита Ge(Li)-детектора, выполненная из свинца и меди.

Интенсивности γ -лучей, возникающих при распаде резонансных состояний ядра ^{41}K , измерены под углами $\theta_{\text{лаб}} = 0, 30, 45, 60$ и 90° относительно направления пучка налетающих протонов. В качестве монитора γ -излучения использован спектрометр на базе кристалла NaI(Tl) с размерами $\varnothing 150 \times 100 \text{ мм}^2$. Этот же детектор был использо-

ван для измерения функции возбуждения в реакции $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$. Опыты проведены на спектрометрическом оборудовании, выполненном в стандарте КАМАК и работающем в "линию" с ПЭВМ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Функция возбуждения реакции $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ была измерена в области энергий протонов $E_p = 1830 \div 1900$ кэВ. Шаг по энергии протонов составил 1,2 кэВ. На рис. 1 представлены результаты измерения относительного

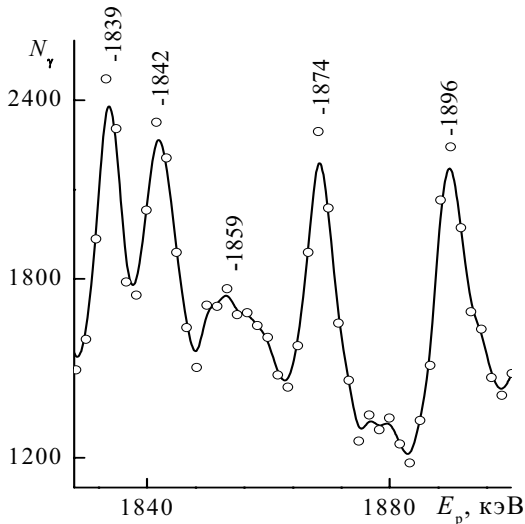


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ в области энергии протонов $E_p = 1830 \div 1900$ кэВ. Регистрировались γ -лучи с $E_\gamma > 2,61$ МэВ.

выхода γ -лучей с $E_\gamma > 2,61$ МэВ в зависимости от энергии налетающих протонов. Экспериментально наблюдаемые ширины резонансов, указанных на рис.1, составляют величину порядка 4,0 кэВ и обусловлены конечной толщиной мишени и энергетическим разбросом в пучке ускоренных протонов. В исследуемой области энергии установлено положение 5 резонансов, идентифицированных как возбужденные состояния ядра ^{41}K . При этом Q реакции принималось равным 7808,0(3) кэВ, согласно работе [8]. Полученные результаты хорошо согласуются с данными, приведенными в [5].

Радиационная ширина Γ_γ резонансного уровня вычислялась на основании данных о силе S и о протонной ширине распада Γ_p резонанса. Значение S определялось из выражения [9]:

$$S \equiv (2J+1) \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma} = (2I+1) \frac{1}{(\pi\lambda)^2} \frac{M}{m_p + M} \frac{\varepsilon N_\gamma}{bfEW(\theta)} \frac{e}{Q}, \quad (1)$$

где J - спин резонансного состояния, Γ_p и Γ_γ - протонная и радиационная ширины резонанса, Γ - полная ширина резонанса, I - спин ядра мишени, λ - длина волны падающего

протона, M - массовое число мишени, m_p - масса протона, ε - тормозные потери в мишени в ед. эВ·см²·атом⁻¹, N_γ - выход γ -квантов, b - коэффициент ветвления, f - число ядер мишени·атом⁻¹, E - абсолютная эффективность детектора, $W(\theta)$ - фактор углового распределения γ -квантов, e - заряд электрона, Q - заряд, собранный на мишени. Для того чтобы избежать ошибки, связанной с анизотропией углового распределения γ -квантов, измерения спектров γ -распада резонансов были проведены под углом $\theta_{\text{лаб}} = 55^\circ$, при котором $W(\theta) \approx 1$. Сила исследуемого резонанса S_i определена через значение силы калибровочного резонанса S_k при $E_p = 1102$ кэВ [10], которая равна 8,0 (5) эВ. Для случая $Q_k = Q_i$ величины S_i и S_k связаны относительно простым выражением:

$$S_i = S_k \frac{\lambda_k^2 \varepsilon_i N_\gamma^i b_k E_k}{\lambda_i^2 \varepsilon_k N_\gamma^k b_i E_i}, \quad (2)$$

где индекс "k" соответствует калибровочному, а "i" - исследуемому резонансу. Полученные таким образом

Таблица 1. Силы и радиационные ширины резонансов в реакции $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$

| E_p , кэВ | E^* , МэВ | J^π | S , эВ | Γ_p , эВ [5] | Γ_γ , эВ |
|-------------|-------------|------------------|----------|---------------------|----------------------|
| 1839 | 9,610 | 3/2 ⁻ | 3,9(4) | 70 | 1,0 |
| 1842 | 9,613 | 3/2 ⁻ | 3,3(3) | 100 | 0,8 |
| 1859 | 9,630 | 3/2 ⁻ | 0,8(2) | 800 | 0,2 |
| 1875 | 9,646 | 3/2 ⁻ | 2,8(3) | 1250 | 0,7 |
| 1896 | 9,667 | 3/2 ⁻ | 4,1(4) | 400 | 1,0 |

значения S для исследуемых резонансов представлены в табл. 1. В ней приведены также соответствующие значения Γ_γ , вычисленные с учетом данных (значения Γ_p) по упругому рассеянию протонов ядрами ^{40}Ar [5].

Впервые измерены γ -спектры распада резонансов, указанных в табл. 1. Схемы распада резонансов были построены на основании баланса энергий и интенсивностей для наблюдаемых γ -переходов с учетом всех известных данных об уровнях ^{41}K . Значения коэффициентов ветвления b_γ для всех пяти резонансов приведены в табл. 2.

Для определения квантовых характеристик резонансов при $E_p = 1839, 1842, 1859, 1875$ и 1896

кэВ были проведены измерения угловых распределений γ -лучей, возникающих при их распаде. Функция угловой корреляции $W(\theta)$ была найдена в виде разложения по четным полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = a_0(1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta)), \quad (3)$$

где коэффициенты a_2 и a_4 зависят от спина начального и конечного состояний и параметра смешивания по мультипольностям δ . Найденные по методу наименьших квадратов коэффициенты a_2 и a_4 были сопоставлены с их теоретическими значениями для различных гипотез о спине J резонансного уровня и соответствующем ему значении δ с помощью критерия χ^2 . Для определения четности состояний использовались рекомендованные верхние пределы для вероятностей γ -переходов [8].

Таблица 2. Спектроскопические данные о резонансных уровнях с $J^\pi = 3/2^-$ ядра ^{41}K

| E_f^* (МэВ) | $2J_f^\pi$ | E_p (кэВ); E_i^* (МэВ), $2J_i^\pi$ | | | | | | | | | | | | | | |
|------------------|------------|--|--|----------------------------------|--------------------|--|----------------------------------|--------------------|--|----------------------------------|--------------------|--|----------------------------------|--------------------|--|----------------------------------|
| | | 1839; 9,610; 3^- | | | 1842; 9,613; 3^- | | | 1859; 9,630; 3^- | | | 1875; 9,646; 3^- | | | 1896; 9,667; 3^- | | |
| | | b_γ , % | Γ_γ , $10^{-2}\cdot\text{эВ}$ | $B(MI)$, $10^{-2}\cdot\mu^2$ | b_γ , % | Γ_γ , $10^{-2}\cdot\text{эВ}$ | $B(MI)$, $10^{-2}\cdot\mu^2$ | b_γ , % | Γ_γ , $10^{-2}\cdot\text{эВ}$ | $B(MI)$, $10^{-2}\cdot\mu^2$ | b_γ , % | Γ_γ , $10^{-2}\cdot\text{эВ}$ | $B(MI)$, $10^{-2}\cdot\mu^2$ | b_γ , % | Γ_γ , $10^{-2}\cdot\text{эВ}$ | $B(MI)$, $10^{-2}\cdot\mu^2$ |
| 0 | 3^+ | 25 | 25 | | 38 | 30,4 | | 15 | 3 | | 11 | 7,7 | | 16,5 | 17,0 | |
| 0,980 | 1^+ | 3 | 3 | | 12 | 9,6 | | 9 | 1,8 | | 15 | 10,5 | | 52,6 | 54,0 | |
| 1,294 | 7^- | 10 | 10 | | | | | 8 | 1,6 | | 3 | 2,1 | | | | |
| 1,560 | 3^+ | 5 | 5 | | 4 | 3,2 | | 22 | 4,4 | | 4 | 2,8 | | 3,8 | 4,0 | |
| 1,582 | 3^- | 3 | 3 | 0,3 | 4 | 3,2 | 0,3 | 8 | 1,6 | 0,15 | 3 | 2,1 | 0,2 | 11,2 | 11,5 | 1,8 |
| 1,593 | 1^+ | 2 | 2 | | 3 | 2,4 | | | | | 4 | 2,8 | | | | |
| 1,699 | 5^+ | 4 | 4 | | | | | 15 | 3 | | 14 | 9,8 | | | | |
| 2,144 | 5^+ | 9 | 9 | | 7 | 5,6 | | | | | | | | 3,0 | 3,0 | |
| 2,167 | 3^- | 5 | 5 | 0,6 | 14 | 11,2 | 1,3 | | | | 46 | 32,2 | 3,7 | | | |
| 2,316 | 5^- | 3 | 3 | 0,7 | 10 | 8 | 1,7 | | | | | | | 8,3 | 8,5 | 1,8 |
| 2,440 | $(3,5)^+$ | 8 | 8 | | | | | 11 | 2,2 | | | | | | | |
| 2,710 | $(3,5)^+$ | 3 | 3 | | | | | | | | | | | 4,6 | 5,0 | |
| 2,712 | 7^- | 3 | 3 | | | | | | | | | | | | | |
| 2,756 | 5^+ | 1 | 1 | | | | | | | | | | | | | |
| 3,048 | 3^- | | | | 2 | 1,6 | 0,3 | | | | | | | | | |
| 3,142 | 5^- | 7 | 7 | 1,2 | | | | | | | | | | | | |
| 3,180 | $(3,5)^+$ | 6 | 6 | | | | | | | | | | | | | |
| 3,213 | 5^- | | | | 1 | 0,8 | 0,15 | | | | | | | | | |
| 3,450 | $(5,7)^-$ | 3 | 3 | | 5 | 4 | | | | | | | | | | |
| 3,489 | 5^+ | | | | | | | | | | | | | | | |
| 3,651 | $5-9$ | | | | | | | 12 | 2,4 | | | | | | | |

Таблица 3. Коэффициенты a_2 и a_4 в функции угловой корреляции и параметры δ

| $E_i^* \rightarrow E_f^*$, МэВ | $2J_i^\pi \rightarrow 2J_f^\pi$ | $a_2(\Delta a_2)$ | $a_4(\Delta a_4)$ | $\delta(\Delta\delta)$ |
|---------------------------------|---------------------------------|-------------------|-------------------|------------------------|
| $9,610 \rightarrow 0$ | $3^- \rightarrow 3^+$ | 0,08(13) | 0,03(12) | 0,14(12) |
| $\rightarrow 0,98$ | $\rightarrow 1^+$ | -0,72(23) | 0,60(28) | 0,58(15) |
| $\rightarrow 1,29$ | $\rightarrow 7^-$ | 0,16(26) | 0,15(30) | 0,52(24) |
| $\rightarrow 1,56$ | $\rightarrow 3^+$ | -0,42(67) | 0,28(80) | 0,35(39) |
| $9,613 \rightarrow 0,98$ | $3^- \rightarrow 1^+$ | -0,72(23) | 0,60(26) | 0,58(15) |
| $\rightarrow 1,56$ | $\rightarrow 3^+$ | 0,36(51) | -0,56(50) | -2,4(22) |
| $9,646 \rightarrow 0$ | $3^- \rightarrow 3^+$ | 0,04(20) | -0,32(29) | -0,18(23) |
| $\rightarrow 0,98$ | $\rightarrow 1^+$ | -0,49(246) | 0,24(24) | 0,96(0,60) |
| $9,667 \rightarrow 0$ | $3^- \rightarrow 3^+$ | 0,36(19) | 0,16(19) | -2,0(12) |
| $\rightarrow 0,98$ | $\rightarrow 1^+$ | -0,22(75) | -0,09(90) | 0,01(46) |
| $\rightarrow 1,58$ | $\rightarrow 3^-$ | 0,16(43) | 0,01(54) | -4,6(99) |

вень с $E^* = 0,98$ ($1/2^+$) МэВ.

Резонанс при $E_p = 1896$ кэВ; $J^\pi = 3/2^-$. Этот вывод сделан на основании анализа γ -перехода на уровень с

Полученные данные по угловому распределению γ -лучей позволяют однозначно установить спины и четности следующих резонансов:

Резонанс при $E_p = 1839$ кэВ; $J^\pi = 3/2^-$.

Этот вывод сделан на основании анализа γ -перехода на уровень с $E^* = 0,98$ ($1/2^+$) МэВ, который оказался очень чувствителен к спину резонанса.

Резонанс при $E_p = 1842$ кэВ; $J^\pi = 3/2^-$.

Данные значения однозначно следуют из анализа углового распределения γ -перехода на уровень с $E^* = 0,98$ ($1/2^+$) МэВ. Четность состояния отрицательна, так как в противном случае следует предположить для перехода $\gamma \rightarrow 0$ МэВ значение $B(MI)$, равное 0,15 ед. Вайск., что значительно превосходит рекомендованный верхний предел, равный 0,05 ед. Вайск. [8].

Резонанс при $E_p = 1875$ кэВ; $J^\pi = 3/2^-$.

Этот вывод однозначно следует из анализа углового распределения γ -перехода на уро-

$E^* = 0 (3/2^+)$ МэВ, который оказался очень чувствителен к спину резонанса. Четность состояния отрицательна, так как в противном случае следует предположить для перехода $\gamma \rightarrow 0$ МэВ значение $B(M1)$, равное 0,25 ед. Вайск., что значительно превосходит рекомендованный верхний предел, равный 0,05 ед. Вайск. [8].

Результаты анализа угловых распределений γ -лучей представлены в табл. 3.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Анализ полученных экспериментальных данных показал, что схемы γ -распада резонансов при $E_p = 1839, 1842, 1859, 1875$ и 1896 кэВ практически совпадают. Это дает основание заключить, что данные резонансы являются фрагментами тонкой структуры аналогового $2p_{3/2}$ -резонанса.

В спектре γ -распада аналогового состояния (АС) наблюдается интенсивный $M1$ -переход на уровень 2,167 МэВ ($J^\pi = 3/2^-$), который можно рассматривать как антианалоговое состояние (ААС). Этот вывод подтверждается тем, что энергетическое положение данного уровня практически совпадает с энергией ААС, оцененной из формулы:

$$E_{AC} - E_{AAC} = \frac{V_1}{A}(T_0 + 1/2), \tag{4}$$

Приведенная вероятность $B(M1)$ γ -переходов АС \rightarrow ААС определяется только одночастичным $T_>$ -компонентом АР. В случае оболочечной модели с остаточным взаимодействием типа поверхностных δ -сил величина $B(M1)$ для различных спин-изоспиновых дублетов имеет вид [6]:

$$B(M1) = \frac{9}{8\pi} (2T_i + 1) \langle T_i M_T 10 | T_f M_T \rangle^2 j(j+1) \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ T_f & T_i & T_0 \end{matrix} \right\}^2 (g_p - g_n)^2, \tag{5}$$

здесь g_p - и g_n - гиромангнитные отношения для протона и нейтрона соответственно. Значение $B(M1)$ будет различно для переходов типа $j_> = l + 1/2 \rightarrow j_< = l + 1/2$ и $j_> = l - 1/2 \rightarrow j_< = l - 1/2$. В первом случае орбитальный и спиновый магнитные моменты протона и спиновый магнитный момент нейтрона складываются так, что получается максимальное значение $B(M1)$. Во втором случае эта величина имеет минимальное значение.

В нашем случае $M1$ -переход АС \rightarrow ААС заторможен по сравнению с одночастичной оценкой (5) более, чем в 15 раз: суммарная приведенная вероятность прямых γ -переходов на уровни $J^\pi = 3/2^-$ равна $B(M1) = 0,10 (3) \mu_n^2$ (см. табл. 2). С учетом поправки на спектроскопический фактор [8] материнского состояния 1,635 МэВ ядра ^{41}Ag согласие между экспериментальным и теоретическим значениями $B(M1)$ улучшается. Наблюдаемое расхождение с одночастичной моделью может быть связано с влиянием деформации ядра ^{41}K . В пользу такого предположения говорит тот факт, что при γ -распаде АС в основном заселяются низлежащие уровни ^{41}K , среди которых можно выделить две вращательные полосы с $K^\pi = 3/2^+$ и $K^\pi = 1/2^+$, основанных на седьмой [202 3/2] и девятой [211 1/2] орбитах схемы Нильссона [11] соответственно (см. рис. 2).

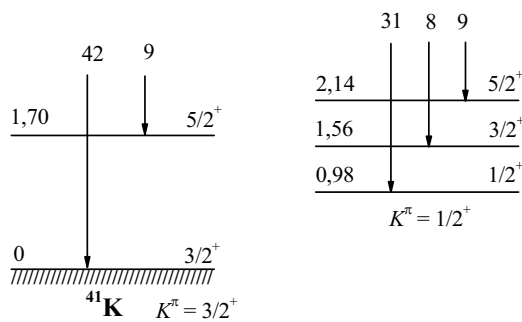


Рис. 2. Вращательные полосы в спектре ядра ^{41}K . Цифрами над стрелками указаны значения коэффициентов ветвления для прямых γ -переходов в соответствующие низлежащие состояния ^{41}K .

Необходимо отметить, что в γ -распаде АР наблюдается слабые $M1$ -переходы на уровни с $J^\pi = 3/2^-$ и $5/2^-$. Данные переходы обусловлены, по-видимому, заселением состояния типа поляризации остова (СПО), которое фрагментировано по спектру ядра ^{41}K и лежит в районе энергии возбуждения, ожидаемой из квазиклассических оценок [12]. Действительно, заселение СПО возможно, поскольку аналоговое $2p_{3/2}$ -состояние имеет конфигурацию $\left[(f_{7/2}^2)_1^p (f_{5/2}^2)_1^n p_{3/2} \right]_{5/2,3/2}$, т.е. может рассматриваться как один $2p_{3/2}$ нуклон, связанный с двумя $1f_{7/2}$ протонными дырками и двумя $1f_{7/2}$ нейтронами, спаренными в $(J_0 T_0) = (11)$ сверх инертного остова ^{40}Ca . Тогда переход остова из $(f_{7/2}^2)_1^p$ на $(f_{7/2}^2)_0^p$ (или $(f_{7/2}^2)_1^n$ на $(f_{7/2}^2)_0^n$) возможен, и в этом случае

вероятность $M1$ -перехода велика согласно (5), т.к. переход включает $f_{7/2}$ -частицу. Заметим, что происходит $M1$ -переход остов-остов без изменения состояния валентной $p_{3/2}$ -частицы. Таким образом, следует заключить, что в процессе γ -распада аналогового $2p_{3/2}$ -резонанса в ^{41}K незначительную роль играет коллективное состояние типа поляризации остова. Дополнительным доводом в пользу такой интерпретации γ -распада АР являются относительно небольшие интенсивности $M1$ -переходов на уровни с $E^* = 2,316 (5/2^-); 3,142 (5/2^-)$ и $3,213 (5/2^-)$ МэВ, которые строго запрещены по орбитальному моменту l в модели оболочек, поскольку $\Delta l = 2$ (l -запрещенный $M1$ -

переход типа $2p_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$. Факторы запрета $F_M = B(M1)^{\text{одн}}/B(M1)^{\text{экср}}$ для $M1$ -переходов на указанные уровни соответственно равны 75, 148 и 1200. Большие значения F_M указывают на то, что данные $M1$ -переходы происходят за счет незначительной примеси других конфигураций к аналоговому $2p_{3/2}$ -резонансу. Разумно допустить, что одной из таких конфигураций может быть состояния типа поляризации остова, за счет возбуждения которого осуществляется снятие l -запрета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, следует заключить, что плохое согласие величины $B(M1)$ для перехода $AC \rightarrow AAC$ с теоретическим, вычисленным в предположении одночастичной модели [6], указывает на тот факт, что ядро ^{41}K остается деформированным и при энергии возбуждения выше энергии связи нуклона. В то же время заметим, что окончательные выводы о механизме замедления $M1$ -перехода ($p_{3/2}, T_> = 5/2$) \rightarrow ($p_{3/2}, T_> = 3/2$) могут быть сделаны после установления всех компонентов тонкой структуры AP.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bateman N. and et al. Measurement of the $^{24}\text{Mg}(p,t)^{22}\text{Mg}$ reaction and implications for the $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ stellar reaction rate // Phys. Rev. C. 2001. - V. 63. - P. 035803.
2. Rudolph D. and et al. Identification of $T = 0$ and $T = 1$ bands in the $N = Z = 37$ nucleus ^{74}Rb // Phys. Rev. Letters. - 1996. - V. 76. - P. 376-379.
3. Bloch R., Pixley R.E., Winkler H. Properties of several states in ^{41}K near 8.9 MeV // Helv. Phys. Acta -1967. -V. 40. -P. 832-844.
4. Medsker L. R., Fortune H.T., Headley S.C. and Bishop J.N. Study of the $^{40}\text{Ar}(^3\text{He}, d)^{41}\text{K}$ reaction // Phys. Rev. C. -1975. -V. 11. -P. 1937-1942.
5. Keyworth G. A. et al. A high-resolution study of isobaric analogue resonances in ^{41}K // Nucl. Phys. A. -1966. -V. 89. -P. 590-608.
6. Maripuu S. Shell-model calculations of $M1$ transition probabilities from isobaric analogue states // Nucl. Phys. A. -1969. -V. 123. -P. 357-364.
7. Гусева М. И. Приготовление изотопных мишеней в электромагнитном сепараторе // ПТЭ. -1957. -Т. 5. -С. 112-116.
8. Endt P. M. Energy levels of $A = 21-44$ nuclei (VII) // Nucl. Phys. A. -1992. -V. 521. -P. 1-830.
9. Anttila A., Keinonen J., Hauntala M. And Forsblom I. Use of the $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ keV resonance as a γ -ray intensity standard // NIM. -1977. -V. 147. -P. 501-505.
10. Smit et al. The $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ reaction // South African J. Phys. -1989. -V. 12. -P. 74-84.
11. Nilsson S.G. Biding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei // Kgl. Danske Videnskab. Selkab. Mat.-fys. Medd. - 1955. -V. 26. -P. 1-69.
12. Пятов Н.И., Фаянс С.А. Зарядово-обменные возбуждения ядер // ЭЧАЯ. -1983. -Т. 14. -Вып. 4. -С. 953-1019.

GAMMA-DECAY OF THE ISOBAR ANALOGUE $2p_{3/2}$ RESONANCE IN THE REACTION $^{40}\text{Ar}(p\gamma)^{41}\text{K}$ A.N. Vodin¹, I.V. Ushakov¹, G.E. Tuller², L.P. Korda¹, V.T. Bykov¹, G.O. Rastrepina², M.V. Vashchenko²

¹National Scientific Centre "Kharkiv Institute of Physics and Technology", 1, Akademichna st., 61108, Kharkiv, Ukraine

²Kharkiv National University, 4, Svobody sq, 61077, Kharkiv, Ukraine

The γ -decay of $2p_{3/2}$ analogue resonances observed in the $^{40}\text{Ar}(p\gamma)^{41}\text{K}$ reaction are studied at $E_p = 1839, 1842, 1859, 1875$ and 1896 keV. The decay schemes of the given resonances were constructed, mixing ratios δ were found for primary γ -transitions and their partial γ -widths $\Gamma_{\gamma i}$ were determined. The rates of analogue-antianalogue $M1$ transitions are found to be slow in comparison with estimations on the shell model with surface δ -forces. It is connected with deformation of ^{41}K nucleus. It is shown that collective effects connected with the excitation of core polarisation states take part in the γ decay of the analogue resonance.

KEY WORDS: $^{40}\text{Ar}(p\gamma)^{41}\text{K}$ reaction, analogue resonance, γ -decay, probability of $M1$ transition.