

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.163

ЯДЕРНОЕ КВАДРУПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЛЯ ЯДЕР ^{99}Tc В ЦИРКОНИИГ. К. Рясный, А. А. Сорокин, Б. А. Комиссарова, А. С. Денисова^{*)}, Г. А. Денисенко^{*)}

(НИИЯФ)

Методом возмущенных угловых корреляций исследовано электрическое квадрупольное взаимодействие ядер ^{99}Tc в гексагональном металлическом Zr. Радиоактивный ^{99}Mo получался в результате реакции $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ на мишени с естественным содержанием изотопов Zr. Дана оценка квадрупольного момента ядра ^{99}Tc в состоянии с энергией 181 кэВ ($5/2^+$).

В работе [1] было показано, что наблюдение так называемой индуцированной возмущенной $\beta\gamma$ -корреляции позволяет определять не только величину, но и знак электрического квадрупольного взаимодействия (ЭКВ). При этом изотоп, претерпевающий распад путем $\beta\gamma$ -каскада (где β -переход разрешен), внедряется в монокристалл исследуемого вещества, ориентированный определенным образом относительно направлений регистрации β -частиц и γ -квантов. Однако набор изотопов, применимых для осуществления таких экспериментов, весьма ограничен и большая часть работ выполнена с использованием $\beta\gamma$ -каскада в распаде ^{111}Ag — ^{111}Cd (см. обзор [2]).

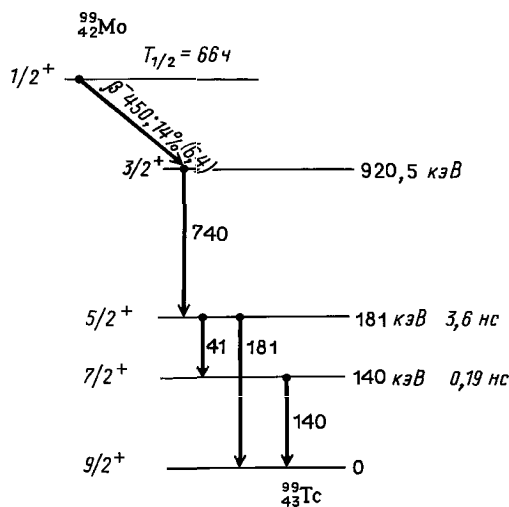


Рис. 1. Упрощенная схема распада $^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta^-} ^{99}\text{Tc}$

В работе [3] с целью возможного расширения круга изотопов, которые могли бы быть использованы в подобных экспериментах, были рассмотрены случаи распадов типа $\beta-\gamma-\gamma$, где второй (ненаблюдаемый) γ -переход идет с уровня с достаточно большим временем жизни ($> 10^{-9}$ с). Одним из таких случаев является распад ^{99}Mo — ^{99}Tc (см. фрагмент схемы распада на рис. 1). В настоящей работе в качестве возможной матрицы был рассмотрен Zr (структура ГПУ). В этой

матрице материнский изотоп ^{99}Mo может быть получен *in situ* по реакции $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)$. Известно (см. [2]), что в α -Zr ядра, например ^{181}Ta , испытывают весьма сильное ЭКВ. Однако для ^{99}Tc в Zr данных в литературе нет и, кроме того, не известен квадрупольный момент ^{99}Tc в рассматриваемом состоянии с энергией 181 кэВ. Поэтому необходимо было сначала определить абсолютную величину константы ЭКВ для этой матрицы, применив, например, метод дифференциальной возмущенной угловой $\gamma\gamma$ -корреляции (ДВУК) с поликристаллической матрицей. Для наблюдения ДВУК могут быть использованы γ -каскады 740-(41)-140 кэВ и 740-181 кэВ; коэффициенты анизотропии для них равны соответственно $A_{1/2}^1 \cong -0,12$ и $A_{2/2}^2 = 0,10$ [4, 5].

Мишень из поликристаллического металлического Zr с естественной смесью изотопов облучалась α -частицами на циклотроне НИИЯФ МГУ при токе ~ 1 мкА в течение 10–20 ч. Малое содержание изотопа ^{96}Zr (2,8%) требовало тщательного выбора условий облучения (энергии α -частиц, времени облучения и выдержки мишени после облучения) для обеспечения оптимальной активности ^{99}Mo ($T_{1/2} = 67$ ч) при минимальном загрязнении другими радиоизотопами (к сожалению, в литературе нет данных о функциях возбуждения реакций с α -частицами на изотопах Zr). Для «выгорания» изотопа ^{93}Mo ($T_{1/2} = 7$ ч), образующегося в результате реакции $^{90}\text{Zr}(\alpha, n)$, мишень после облучения выдерживалась 48 ч.

Спектр γ -лучей мишени, облученной при энергии α -частиц $E_\alpha = 30$ МэВ, показан на рис. 2,а. В этом случае преобладающая активность соответствует изотопу ^{89}Zr (линия 900 кэВ) с $T_{1/2} = 100$ ч, образованному по реакции $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha', n)$. Относительный вклад этого изотопа удалось понизить почти на два порядка за счет уменьшения E_α до ~ 20 МэВ. Соответствующий γ -спектр показан на рис. 2,б.

Для измерений ДВУК использовался 3-детекторный сцинтилляционный спектрометр совпадений, описанный в работе [6]. Измерения были выполнены для каскада 740-(41)-140 кэВ, так как этот вариант оказался более выгодным с точки зрения набора статистики.

^{*)} Институт кристаллографии РАН.

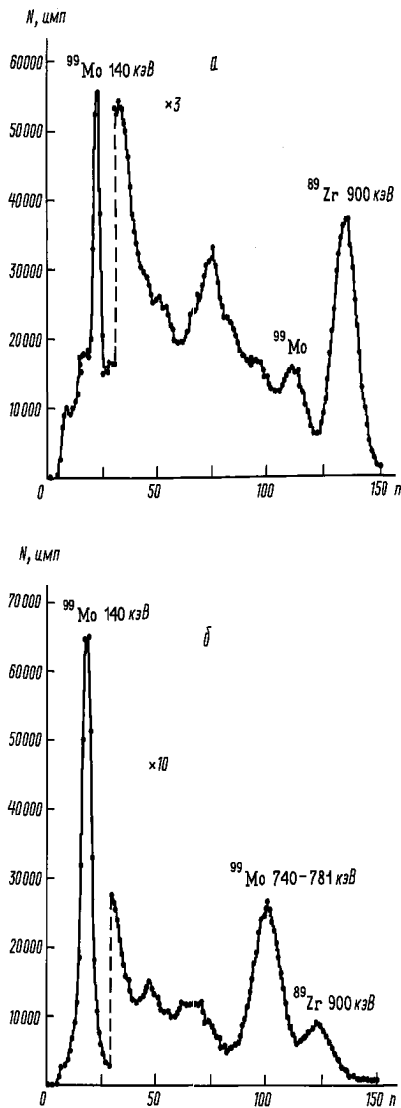


Рис. 2. Энергетический спектр γ -квантов после облучения мишени Zr α -частицами с $E_\alpha = 30$ МэВ (а) и 20 МэВ (б); n — номер канала

Временные спектры анизотропии для этого каскада

$$R(t) = 2[N(t, 180^\circ) - N(t, 90^\circ)]/[N(t, 180^\circ) + 2N(t, 90^\circ)],$$

где $N(t, \theta)$ — временные спектры совпадений при углах между детекторами $\theta = 180^\circ$ и 90° , полученные с мишенью без термообработки после облучения и с мишенью, отожженной при 900°C в течение 15 ч, показаны на рис. 3, а и соответственно. Так как в отожженном образце корреляция практически не возмущена на интервале наблюдения ~ 18 нс, возмущение корреляции для неотожженного образца, которое можно описать ЭКВ со средним значением частоты $\langle \nu_2 \rangle \approx 150$ МГц, следует отнести за счет дефектов, образованных вокруг ядра отдачи ^{99}Mo , энергия которого после реакции (α, n) достигает нескольких сотен кэВ. Из этого результата можно заключить, что для положений ядер Tc в узлах замещения атомов Zr ЭКВ по крайней мере на порядок слабее, чем в первом случае.

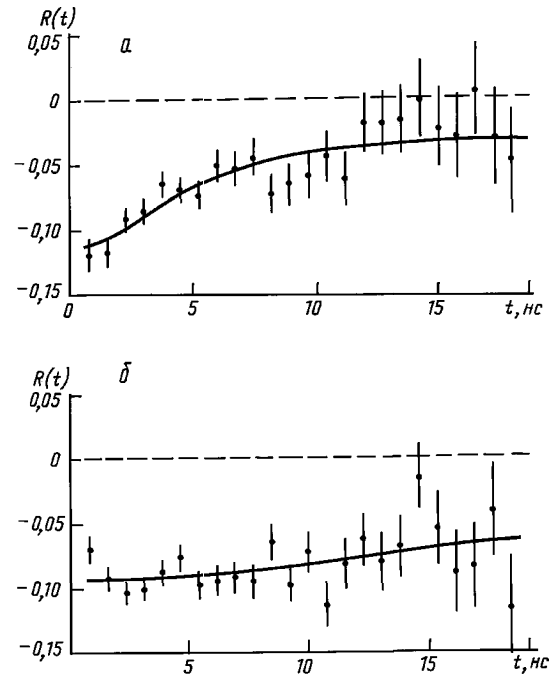


Рис. 3. Спектр анизотропии угловой корреляции, измеренный с неотожженной (а) и отожженной (б) после облучения мишени Zr

Согласно [2] градиент электрического поля, действующий в решетке Zr на ядро Mo, равен $V_{zz} \approx 1,9 \times 10^{17}$ В/см². Если принять это значение и для ядер Tc, то из оценки верхнего предела для квадрупольной частоты

$$\nu_Q = eQV_{zz}/h \leq 15 \text{ МГц}$$

(здесь e — заряд электрона, Q — спектроскопический квадрупольный момент, h — постоянная Планка) можно получить оценку верхней границы для квадрупольного момента ядра ^{99}Tc в состоянии с энергией 181 кэВ: $Q \leq 0,1$ б.

Известен квадрупольный момент ядра ^{99}Tc в основном состоянии: $Q(9/2) \approx 0,3$ б [7]. Если предположить, что внутренний квадрупольный момент в состоянии 181 кэВ тот же, что и в основном, то для спектроскопического момента получаем оценку $Q(5/2) \approx 0,45$ б, что существенно больше экспериментальной оценки. К сожалению, в литературе нет систематических данных для квадрупольных моментов нечетно-протонных ядер в оболочечных состояниях $g_{9/2}$ и $d_{5/2}$ в районе $A \approx 100$. Но данные для ^{113}In (состояние $9/2^+$) и $^{117,119}\text{Sb}$ [6] (состояния $5/2^+$) показывают, что $Q(9/2)/Q(5/2) \approx 4$. Таким образом, наша оценка $Q(5/2)$ для ^{99}Tc может свидетельствовать о том, что внутренний квадрупольный момент ^{99}Tc в состоянии 181 кэВ ($d_{5/2}$) существенно меньше, чем в основном состоянии ($g_{9/2}$).

Малая величина Q и ограниченный временной диапазон измерений (< 20 нс), определяемый временем жизни уровня 181 кэВ, не позволяют поставить эксперимент по определению знака ЭКВ в Zr методом индуцированной $\beta\gamma$ -корреляции. Для его осуществления следует подобрать матрицу, в которой градиент

электрического поля по крайней мере на порядок выше. Это могут быть, например, окислы или фториды Zr. Полученные в данной работе результаты показывают, что метод активации ^{99}Mo может быть применен и для соединений Zr.

Литература

1. *Raghavan R.S., Raghavan P., Kaufmann E.N.* // Phys. Rev. 1975. **C12**. P. 2022.
2. *Witthun W., Engel W.* // Hyperfine Interactions of Radioactive Nuclei / Ed. J. Christiansen. Springer Verlag, Berlin. 1983. Ch. 5. P. 205.
3. *Денисенко Г.А., Сорокин А.А.* // Изв. АН СССР, сер. физ. 1983. **47**, №1. С. 41.
4. *Inia P., Agarwal Y.K., Waard H.de.* // Phys. Rev. 1969. **188**. P. 605.
5. *Winkler H., Ruter D., Gerdau E., Braunsfurth J.* // Z. f. Phys. 1971. **243**. P. 166.
6. *Аксельрод З.З., Комиссарова Б.А., Крюкова Л.Н.* и др. // Приб. и техн. эксперимента. 1982. **3**. С. 32.
7. *Авотина М.П., Золотавин А.В.* Моменты основных и возбужденных состояний ядер. Ч. 1. М., 1979.

Поступила в редакцию
28.03.97