

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Фоторасщепление изотопов молибдена

Б. С. Ишханов^{1,2}, И. М. Капитонов¹, А. А. Кузнецов², В. Н. Орлин², Хан Дон Ен^{1,a}¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики.*² *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2. E-mail: ^agluecklich81@gmail.com*

Статья поступила 11.10.2013, подписана в печать 22.10.2013.

Изучено фоторасщепление изотопов молибдена методом наведенной активности. Определены выходы изотопов, образующихся в результате фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов молибдена при энергии ускорителя электронов 67.7 МэВ. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическим расчетом по комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) показывает, что модель хорошо описывает экспериментальные выходы фотонуклонных реакций на всех изотопах молибдена, кроме ⁹²Mo. Высокие выходы протонных и низкие выходы нейтронных каналов фотоядерных реакций на изотопе ⁹²Mo интерпретируются на основе оболочечной структуры изотопов молибдена.

Ключевые слова: фотоядерная реакция, фоторасщепление, молибден.

УДК: 539.122.04. PACS: 25.85.Jg.

Введение

Одним из важнейших методов исследования атомных ядер является зондирование их пучками высокоэнергичных фотонов. При энергиях фотонов, достигающих нескольких десятков мегаэлектронвольт, в ядрах интенсивно возбуждаются коллективные колебания нуклонов различного типа, классифицируемые по угловому моменту, четности и изоспиновому квантовому числу. Доминирующей модой коллективных колебаний в области энергий фотонов 10–35 МэВ являются изовекторные электрические дипольные (E1) колебания, называемые гигантским дипольным резонансом (ГДР). Изучение этого явления показало его фундаментальную роль в понимании динамики высокоэнергичных ядерных возбуждений [1–4].

ГДР распадается преимущественно с вылетом нуклонов. В районе максимума ГДР (13–25 МэВ) и ниже доминируют распады с вылетом из ядра одного нуклона, нейтрона или протона, т. е. реакции (γ, n) и (γ, p) . Именно эти реакции, в которых ядро возбуждается фотонами тормозного или квазимонохроматического излучения, а нуклоны регистрируются прямыми методами детектирования, использовались ранее в подавляющем числе экспериментов, посвященных исследованию ГДР [4]. Однако методы прямой регистрации нуклонов оказываются практически малопригодными, когда энергия фотона достигает максимума ГДР и тем более существенно превышает ее. В области энергий > 25 МэВ при фоторасщеплении ядер доминируют фотонуклонные реакции с вылетом из возбужденного ядра двух, трех и более нуклонов и методы прямой регистрации нуклонов не позволяют надежно разделять реакции различного типа. Так, например, довольно типичной является ситуация, когда при фоторасщеплении ядра высокоэнергичным фотоном один зарегистрированный нейтрон не может быть однозначно приписан какой-ли-

бо из реакций (γ, n) , (γ, np) или $(\gamma, n2p)$. Аналогичная ситуация возникает при регистрации одного протона в реакциях (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2np)$. Еще более сложная ситуация возникает при эмиссии из ядра более одного нейтрона. Этот недостаток особенно проявляется при изучении фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах, сопровождающихся преимущественно эмиссией нейтронов. Отсутствие надежной информации о различных каналах фоторасщепления ядер не позволяет сделать заключения о механизме распада ГДР средних и тяжелых ядер и о роли процессов в районе высокоэнергичного участка сечения ядерного фоторасщепления, таких как квадрупольное и квазидейтронное фоторасщепление.

В настоящей работе изучалось экспериментальное и теоретическое фоторасщепление изотопов молибдена в области энергий фотонов до 67.7 МэВ. Эксперименты были выполнены для стабильных изотопов молибдена (^{92,94–98,100}Mo). Теоретические расчеты были проведены для всех (в том числе и нестабильных изотопов молибдена) в диапазоне массовых чисел 89–103. Использовалась комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР) [5].

Ранее исследованию фоторасщепления изотопов молибдена в области ГДР было посвящено несколько работ [6–9]. В работе [6] на тормозном пучке было получено сечение реакции ⁹²Mo(γ, n)⁹¹Mo. Использовалась наведенная активность ядра ⁹¹Mo. Сечение было измерено до энергии 23.6 МэВ. В работе [7] на тормозном пучке методом прямой регистрации фотонейтронов были определены сечения реакции $(\gamma, n) + (\gamma, pn) + 2(\gamma, 2n)$ для двух изотопов молибдена — ⁹²Mo и ⁹⁸Mo. Сечения были определены вплоть до энергии 30 МэВ. В сечениях наблюдалась промежуточная структура. В работе [8] были определены сечения фотонейтронных реакций на пяти стабильных изотопах молибдена —

^{92,94,96,98,100}Mo. Использовались пучок квазимонохроматических аннигиляционных фотонов и метод прямой регистрации нейтронов. Максимальная энергия фотонов была 26.8–29.5 МэВ. Были получены сечения реакций $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Данные работ [7] и [8] для изотопов ⁹²Mo и ⁹⁸Mo в целом согласуются между собой. Фотопротонный канал распада ГДР изотопа ⁹²Mo изучался в $(e, e'p)$ -эксперименте [9]. Используя методику виртуальных фотонов, авторы работы получили сечение реакции $(\gamma, p) + (\gamma, pn) + 2(\gamma, 2p)$ вплоть до энергии возбуждения ядра-мишени 25.4 МэВ. В работе [10] в результате анализа имеющейся экспериментальной информации было получено оцененное сечение фотопоглощения для ядра ⁹²Mo вплоть до энергии возбуждения 25.2 МэВ.

Для экспериментальных исследований в настоящей работе мы применили метод наведенной γ -активности, позволяющий в отличие от методов прямой регистрации продуктов реакции однозначно выделять фотонуклонные реакции различного типа. В этом методе мишень облучается тормозным γ -пучком ускорителя и затем перемещается к γ -спектрометру, который вне пучка измеряет γ -спектры остаточной β -активности (рис. 1). По результатам одного такого эксперимента можно получить сведения о всех фотонуклонных реакциях на всех изотопах мишени и понять, как соотношение между числом нейтронов и протонов в ядре влияет на конкуренцию различных каналов его фоторасщепления. Проведение измерений вне пучка резко снижает фон, многократно повышает чувствительность эксперимента и позволяет исследовать каналы фоторасщепления атомных ядер с низкими сечениями реакций, ранее недоступные для наблюдений. Метод наведенной активности, по сравнению с прямыми методами регистрации продуктов фотоядерных реакций, использует более простые измерительные установки, а в случае больших времен полураспада радиоактивных ядер позволяет проводить многократные измерения с целью получения максимальной информации о парциальных каналах реакций. Конечным результатом применяемого метода наведенной активности является определение выхода радиоактивных ядер, образовавшихся в облученной γ -квантами мишени.

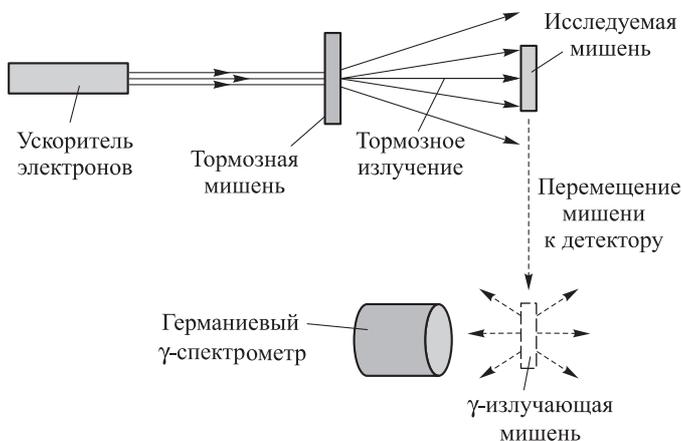


Рис. 1. Схема фотоядерного γ -активационного эксперимента

Успешному применению данного метода исследования в настоящее время способствуют наличие интенсивных ускорителей электронов на энергии в несколько десятков мегаэлектронвольт, использование эффективных γ -спектрометров высокого разрешения из сверхчистого германия и, наконец, обширные и надежные данные о схемах уровней остаточной активности и свойствах ядер, систематизированные в международных базах ядерных данных [11].

1. Экспериментальная методика

Эксперимент выполнен на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона RTM-70 НИИ-ЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 67.7 МэВ [12]. Его основные элементы — линейный ускоритель и поворотные магниты, обеспечивающие 14-кратную рециркуляцию электронного пучка. При создании ускорителя впервые использованы прецизионные поворотные магниты на основе редкоземельного постоянного магнитного материала Sm-Co с уровнем рабочего поля ≈ 1 Тл в рабочем объеме $0.5 \times 0.25 \times 0.02$ м. Прирост энергии электронов за оборот составлял около 5 МэВ. Энергия электронов на выходе ускорителя за счет изменения числа оборотов может изменяться в интервале 14.9–67.7 МэВ. Импульсный ток выведенного пучка электронов достигал 40 мА, длительность импульса составляла 2–20 мкс.

Эксперимент выполнялся при максимальной энергии электронного пучка 67.7 МэВ. Выведенный электронный пучок падал на мишень из вольфрама толщиной 2.5 мм, в которой образовывалось тормозное γ -излучение, сконцентрированное в направлении движения первичного пучка электронов (см. рис. 1). Для восстановления формы тормозного спектра γ -квантов с помощью пакета программ GEANT-4 было выполнено компьютерное моделирование взаимодействия пучка электронов с энергией 67.7 МэВ с вольфрамовой мишенью толщиной 2.5 мм. Полученная энергетическая зависимость спектра γ -квантов затем сглаживалась и аппроксимировалась плавной функцией. Эта функция использовалась в расчетах теоретических выходов фотоядерных реакций.

На рис. 2 приведен рассчитанный спектр тормозного γ -излучения для нашего эксперимента на один электрон ускорителя. На рисунке приведены также теоретически рассчитанные сечения различных фотоядерных реакций на изотопе молибдена ¹⁰⁰Mo.

Спектры остаточной активности измерялись коаксиальным детектором из сверхчистого германия (Canberra, GC3019) с эффективностью 30%. Энергетическое разрешение детектора для энергии 122 кэВ составляло 0.9 кэВ, для энергии 1.33 МэВ — 1.9 кэВ. Детектор был установлен в специальном помещении, расположенном примерно в 30 м от ускорительного зала, что давало возможность проводить измерения спектров остаточной активности образца через несколько минут после окончания облучения. Детектор был помещен в свинцовую и медную защиты, что позволило существенно улучшить фоновые условия измерений и фиксировать редкие события образования радиоактивных изотопов в множественных фотоядерных реакциях.

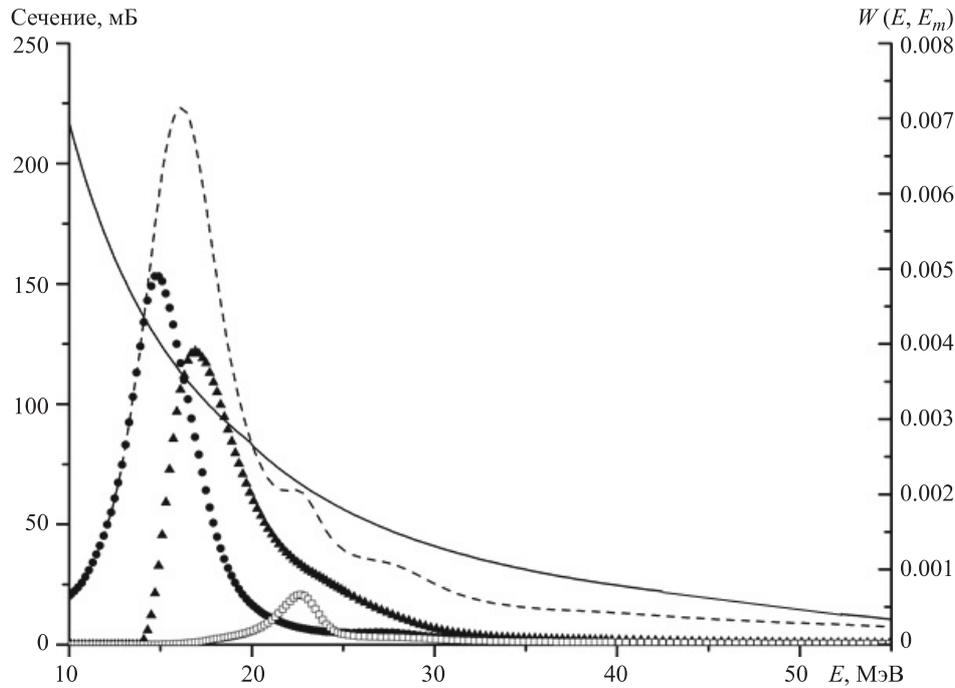


Рис. 2. Тормозной спектр γ -квантов для максимальной энергии электронов 67.7 МэВ (сплошная линия). Пунктиром показано теоретически рассчитанное сечение реакции $\sigma = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе молибдена ^{100}Mo . Парциальные сечения обозначены соответственно кружками — $\sigma(\gamma, n)$, треугольниками — $\sigma(\gamma, 2n)$, квадратами — $\sigma(\gamma, p)$

Мишенью в настоящей работе служил образец естественной смеси изотопов молибдена (содержание отдельных изотопов в естественной смеси составляет ^{100}Mo — 9.82%; ^{98}Mo — 24.39%; ^{97}Mo — 9.60%; ^{96}Mo — 16.67%; ^{95}Mo — 15.84%; ^{94}Mo — 9.15%; ^{92}Mo — 14.53%), представлявший собой металлическую пластинку размером 2.5×2.5 см и толщиной 0.3 мм. Облучение мишени пучком тормозных фотонов с максимальной энергией 67.7 МэВ длилось 4 ч 25 мин. При таких условиях в мишени образовывалась γ -активность от фотоядерных реакций с вылетом от одного до нескольких нейтронов и протонов. Через 8 мин после окончания облучения начинались измерения спектров наведенной активности мишени. Всего была измерена 331 серия спектров различной длительности, от 90 с до 30 мин. Общая продолжительность измерений спектров составила 6 сут.

Поиск максимумов в спектрах γ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров [13]. Программа автоматической системы набора и анализа спектров позволяет проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся пиков и их аппроксимацию гауссовыми кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов. В спектрах γ -квантов было обнаружено около 100 максимумов, соответствующих образованию различных радиоактивных изотопов в облученной мишени. На рис. 3 в качестве примера приведен один из измеренных γ -спектров с расшифровкой природы некоторых наиболее интенсивных пиков. В спектре наблюдается большое количество пиков, обусловленных распадом образующихся β -радиоактивных ядер на различные состояния конечных ядер. Указаны энергии пиков и конечные β -радиоактивные ядра фо-

тонуклонной реакции, приводящие к появлению каждого пика. Так, например, β -радиоактивные изотопы ^{90}Mo и ^{96}Nb образуются соответственно в реакциях $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$ и $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$.

На примере реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$ покажем, как извлекались данные о фотоядерной реакции с помощью γ -активационной методики (рис. 4). Реакция $(\gamma, 2n)$, как и любая фотоядерная реакция на среднем и тяжелом ядре, происходит за характерное время $\approx 10^{-19}$ с. Конечное ядро ^{90}Mo может оказаться как в основном, так и в возбужденных состояниях. Возбуждение обычно снимается испусканием электрических дипольных ($E1$), электрических квадрупольных ($E2$) или магнитных дипольных ($M1$) γ -квантов за время $10^{-9} - 10^{-17}$ с (γ -кванты девозбуждения не регистрируются гамма-спектрометром), и далее ядро ^{90}Mo , находясь уже в основном состоянии, испытывает β^+ -распад или e -захват. Этот распад происходит в различные состояния конечного ядра ^{90}Nb и характеризуется периодом полураспада 5.56 ч. В спектре γ -квантов, регистрируемых германиевым спектрометром, будет наблюдаться набор соответствующих γ -линий, характерных только для ядра ^{90}Nb . Таким образом, спектр зарегистрированных γ -квантов показывает, что произошла именно реакция $(\gamma, 2n)$ в ядре ^{92}Mo . Пики в спектре расшифровываются по энергии γ -переходов и периоду полураспада. Как правило, энергия β -распада образующихся изотопов велика (до нескольких МэВ). Это приводит к тому, что распадам этих изотопов соответствует большое количество γ -переходов в дочерних ядрах (до 20). Дополнительным критерием правильности распознавания конкретной реакции является то, что выходы этой реакции, рассчитанные по разным γ -пикам, при распаде изотопа должны быть одинаковыми.

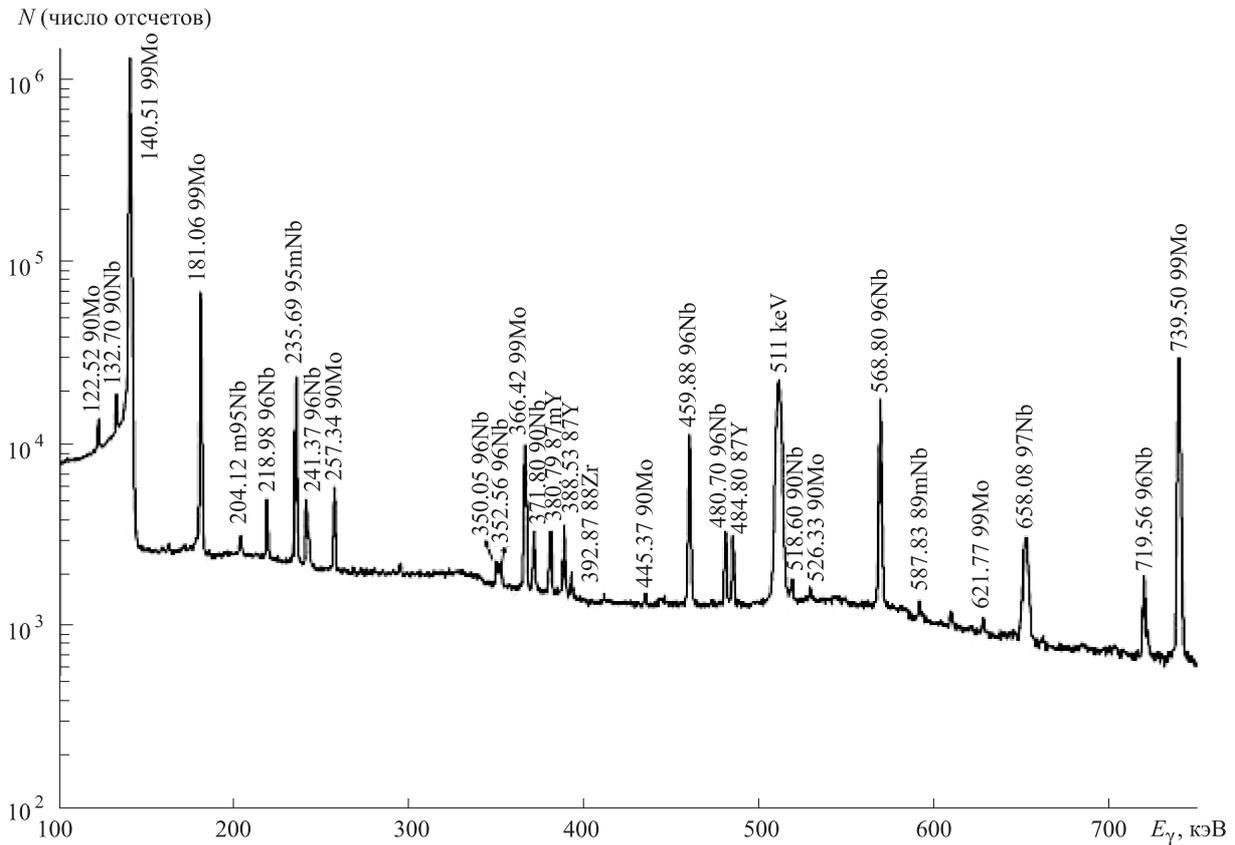


Рис. 3. Спектр γ -квантов в диапазоне энергий 100–750 кэВ от облученной тормозным спектром с верхней границей 67.7 МэВ мишени из естественной смеси изотопов молибдена

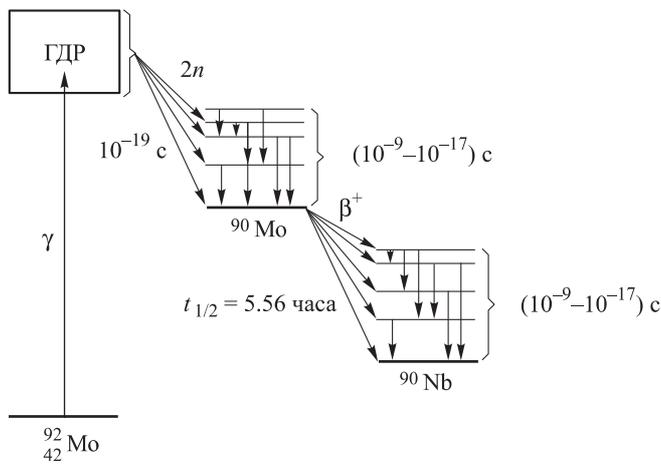


Рис. 4. Диаграмма протекания реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$

В случае когда радиоактивный изотоп может образовываться только непосредственно в результате фотоядерной реакции, соответствующий выход рассчитывался по формуле

$$Y = \frac{S \cdot \lambda}{k (e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)}) (1 - e^{-\lambda t_1})}, \quad (1)$$

где S — площадь фотопика за время измерения, t_1 — время облучения, t_2 — время начала измерения, t_3 — время окончания измерения, λ — постоянная распада, k — коэффициент, равный произведению эффективно-

сти детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах.

Однако образование исследуемых изотопов может происходить не только непосредственно в результате фотоядерных реакций, но и за счет накопления при распаде родительских ядер, образованных в результате фотоядерной реакции. Так, изотоп ниобия ^{90}Nb может образовываться как непосредственно в результате реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)^{90}\text{Nb}$, так и при последующем β -распаде изотопа ^{90}Mo ($^{90}\text{Mo} \xrightarrow{\epsilon} ^{90}\text{Nb}$), образованного в результате реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$. В некоторых случаях в результате фотоядерной реакции конечное ядро образуется не только в основном, но и в изомерном состоянии (после девозбуждения). Поэтому в расчетах общего выхода реакции учитывались вклады изомерных состояний. В частности, изомерное состояние изотопа ниобия ^{95m}Nb , образующееся в результате реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$, в 94 % случаев распадается на основное состояние изотопа ^{95}Nb и только в 5.6 % случаев испытывает β^+ -распад. Для определения выходов изотопов в таких случаях решались системы дифференциальных уравнений, описывающих последовательность радиоактивных распадов с учетом коэффициентов ветвления по различным каналам распада.

2. Результаты эксперимента

Реакции, наблюдавшиеся в данном эксперименте, перечислены в таблице. Приведены реакции, образующиеся конечные ядра, их спины и четности, типы рас-

Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 67.7 МэВ

Реакция	Конечное ядро и его спин-четность	$T_{1/2}$ и тип распада конечного ядра	Порог, МэВ	Экспериментальный выход реакции (ошибка эксперимента)	Теория
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	66.98 ч (β^-)	8.29	100 (6)	100
$^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{98m}\text{Nb}(5^+)$	51.3 мин (β^-)	18.10	0.309 (0.028)	
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72.1 мин (β^-)	9.79	6.62 (0.05)	7.8
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	2.35 ч (β^-)	9.23 17.87	11.04 (0.82)	10.1 7.7 2.4
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	34.99 дня (β^-)	9.30 16.72	14.14 (0.43)	15.0 10.0 (γ, p) 5.0 (γ, pn)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.61 дня (IT + β^-)	9.53 16.95		
$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$ $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{92}\text{Nb}(7^+)$ $^{92m}\text{Nb}(2^+)$	$3.47 \cdot 10^7$ лет (ϵ) 10.15 дня (ϵ)	17.32 17.45	2.56 (0.02)	3.0
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.49 мин (ϵ)	12.68	33.5 (4.2)	65
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	5.56 ч (ϵ)	22.78	5.08 (0.40)	2.7
$^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$	$^{90}\text{Nb}(8^+)$	14.60 ч (ϵ)	19.51	14.0 (4.5)	3.5
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) \xrightarrow{\epsilon} {}^{89}\text{Nb}$	$^{89}\text{Nb}(9/2^+)$	2.03 ч (ϵ)	29.59	1.91 (0.21)	0.85
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) \xrightarrow{\epsilon} {}^{89m}\text{Nb}$	$^{89m}\text{Nb}(1/2^-)$	66 мин (ϵ)	29.62	1.77 (0.27)	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 4n)$	$^{88}\text{Mo}(0^+)$	8 мин (ϵ)	46.394	0.046 (0.006)	0.006

пада и периоды полураспада, пороги реакций, выходы, а также данные теоретического расчета.

Выходы реакций, приведенные в таблице, определяются соотношением

$$Y(E_m) = n \int_{E_{\text{thr}}}^{E_m} \sigma(E) W(E, E_m) dE, \quad (2)$$

где n — число исследуемых облученных ядер, $\sigma(E)$ — зависящее от энергии E сечение реакции, E_{thr} — порог реакции, $W(E, E_m)$ — спектр фотонов тормозного излучения с верхней границей, т.е. число фотонов с энергией E в единичном энергетическом интервале в спектре тормозных фотонов, генерируемых в единицу времени монохроматическими электронами с кинетической энергией $E_e = E_m$. Спектр тормозных фотонов с $E_m = 67.7$ МэВ приведен на рис. 2.

Индекс m в массовом числе изотопа означает образование этого изотопа в изомерном (долгоживущем) возбужденном состоянии, ϵ означает β^+ -распад или электронный захват. IT (isomeric transition) означает распад изомерного состояния через испускание γ -кванта или электрона внутренней конверсии.

Экспериментальные и теоретические выходы нормированы на выход реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n) \rightarrow {}^{99}\text{Mo}$, который принимался равным 100. К образованию конечного ядра ^{99}Mo могла приводить и реакция $^{100}\text{Mo}(\gamma, p) \rightarrow {}^{99}\text{Nb}$ с последующим β^- -распадом ${}^{99}\text{Nb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{99}\text{Mo}$, однако вклад этой реакции в образование ^{99}Mo не превышал ошибки эксперимента.

В правом столбце таблицы приведены данные теоретического расчета измеренных выходов, с которыми сравниваются результаты эксперимента. Используемая для сравнения теоретическая модель [5] кратко описана в следующем разделе.

В четырех случаях в эксперименте получен неразделенный выход суммы двух реакций, приводящих к образованию одного и того же конечного ядра. Соотношение между выходами этих конкурирующих каналов реакций в двух случаях — ${}^{97}\text{Mo}(\gamma, p) + {}^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$ и ${}^{96}\text{Mo}(\gamma, p) + {}^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$ — оценивалось в рамках теоретической модели и приведено в крайнем правом столбце таблицы напротив указанных реакций.

3. Теоретическая модель

Для теоретического описания фотонуклонных реакций использовалась КМФР [5]. В этой модели, согласно допущению Бора, реакция разбивается на две независимые стадии — образование возбужденного состояния ядра и его распад на продукты реакции. Первая стадия реакции описывается с помощью полумикроскопической модели колебаний (ПМК) [14, 15] и квазидейтронной модели фотопоглощения (КДМ) [16, 17], а вторая — с помощью экситонной модели (ЭМ) [18] и испарительной модели (ИМ) [19].

В рамках ПМК описываются процессы фотопоглощения с возбуждением изовекторного гигантского дипольного резонанса (ГДР), доминирующего в области $E_\gamma < 40$ МэВ и представляющего собой когерентную смесь одночастично-однодырочных ($1p1h$) возбуждений. Выше энергии ГДР заметную роль играет изовек-

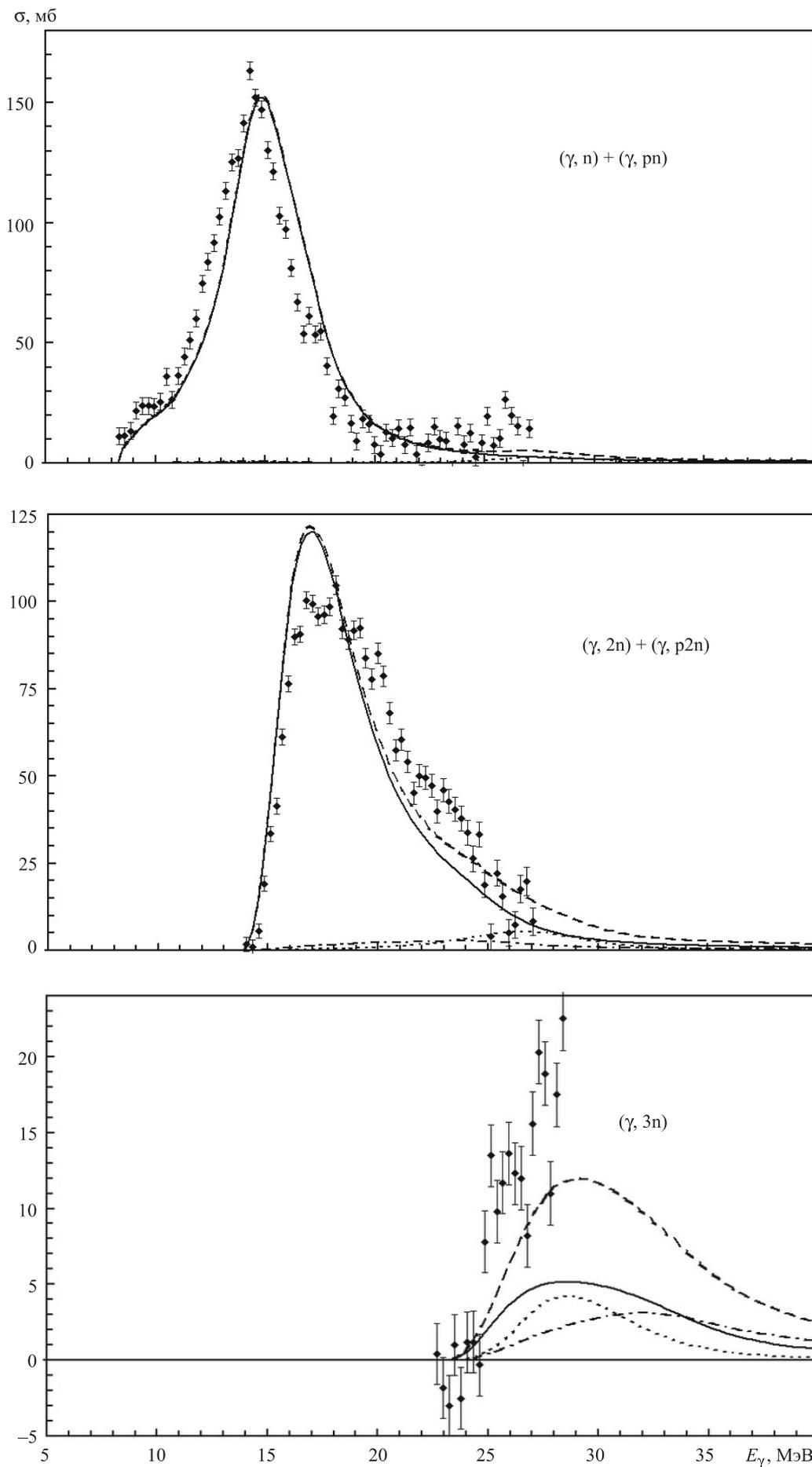


Рис. 5. Сечения основных фотонейтронных реакций для ядра ^{100}Mo . Точки с ошибками — данные эксперимента [8]. Кривые — результаты расчета по КМФР: штриховые — полные сечения, сплошные — вклад ГДР, пунктирные — квадрупольный резонанс, штрихпунктирные — квазидейтронный механизма реакции

торный гигантский квадрупольный резонанс (ГКР). Его вклад также учитывается в расчетах.

В ПМК используется простая полумикроскопическая модель, где основные группы одночастичных переходов считаются вырожденными, и остаточное взаимодействие аппроксимируется мультиполь-мультипольными силами. В рамках такого подхода рассчитывались энергии и интегральные сечения основных пиков ГДР и ГКР, а также изоспиновое расщепление ГДР. Ширина ГДР оценивалась по полумпирической формуле из работы [20], а ширина ГКР определялась с помощью экситонной модели [18].

При $E_\gamma > 40$ МэВ происходит изменение механизма взаимодействия фотонов с ядрами. В отличие от области гигантского дипольного резонанса, где фотоны взаимодействуют с ядром как с целым объектом, в области выше этого резонанса фотон из-за уменьшения длины волны и кинематических ограничений, связанных с сохранением импульса, взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, образующимися внутри ядра и прежде всего с квазидейтронами (связанными протон-нейтронными кластерами). Таким образом, имеет место конкуренция двух механизмов фоторасщепления: традиционного — через возбуждение гигантского дипольного резонанса и нерезонансного, квазидейтронного (КД). В КМФР для описания этого процесса используется вариант КДМ, развитый Чадвиком [17], учитывающий влияние блокинг-эффекта Паули на сечения КД-поглощения.

В рассматриваемом теоретическом подходе процесс испускания фотонуклонов из средних и тяжелых ядер разбивается на две стадии — предравновесную и испарительную. Для учета этих двух стадий в КМФР вычисляются плотности вероятности образования состояний с различным числом экситонов в промежуточном ядре и плотность вероятности достижения теплового равновесия в этом ядре. Плотности вероятности вычисляются с помощью рекуррентных соотношений, связывающих их с вероятностями образования экситонных и равновесных состояний на более ранних стадиях распада. С использованием этих плотностей рассчитываются сечения различных фотонуклонных реакций и разделяются вклады предравновесных и испарительных процессов.

Важной особенностью КМФР, отличающей эту модель от другой часто используемой в аналогичных расчетах модели TALYS [21], является учет изоспиновой структуры ГДР, без чего невозможно корректное описание соотношения между вероятностями распада ГДР с эмиссией протонов и нейтронов. Это достигается соответствующим модифицированием плотностей экситонных и полных состояний конечного ядра.

Из рис. 5 видны возможности КМФР описания основных каналов фотонейтронного расщепления изотопа ^{100}Mo , (γ, n) -сечение которого используется для нормировки измеренных выходов. Приведенные на рис. 5 данные теоретического расчета сравниваются с результатами эксперимента по фотонейтронному расщеплению изотопа ^{100}Mo квазимонохроматическими фотонами [8]. В области энергий до 25 МэВ доминирует ГДР, который распадается в основном по двум каналам — (γ, n) и $(\gamma, 2n)$. Вклад этих каналов в области энергий

25–40 МэВ сравнительно мал. Из рис. 5 следует, что КМФР хорошо воспроизводит как формы, так и величины экспериментальных сечений и поэтому может быть использована как достаточно надежная теоретическая основа для анализа экспериментальных результатов по ядерному фоторасщеплению изотопов молибдена.

4. Обсуждение результатов

В таблице сравниваются данные эксперимента с результатами теоретических расчетов по КМФР. Из восьми реакций с наибольшими измеренными выходами в четырех случаях наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией. Это реакции $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$, $^{97}\text{Mo}(\gamma, p) + ^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$, $^{96}\text{Mo}(\gamma, p) + ^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$, $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$. Для четырех реакций: $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$, $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$, $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n) + ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)$ наблюдается заметное расхождение эксперимента и теории, и все эти реакции относятся к самому легкому изотопу молибдена — ^{92}Mo . Так, наблюдается двукратное снижение по сравнению с теоретически рассчитанным выходом самой интенсивной фотонейтронной реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$. Экспериментальный выход следующей по интенсивности наблюдаемой нами для ^{92}Mo реакции (γ, pn) в несколько раз превышает теоретическую оценку. Для того чтобы выявить возможные причины вышеупомянутых расхождений эксперимента и теории, рассмотрим более детально ситуацию с другими изотопами молибдена.

На рис. 6 представлены выходы фотоядерных реакций для всех изотопов молибдена в диапазоне массовых чисел $A = 89-103$, рассчитанные в рамках КМФР с использованием экспериментального спектра тормозного излучения. Приведены выходы наиболее вероятных фотонуклонных реакций — (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) и суммарные выходы всех реакций на каждом изотопе $(\gamma, \text{abs}) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, p) + \dots$. Теоретические выходы, как и экспериментальные, нормировались к величине 100 для реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$.

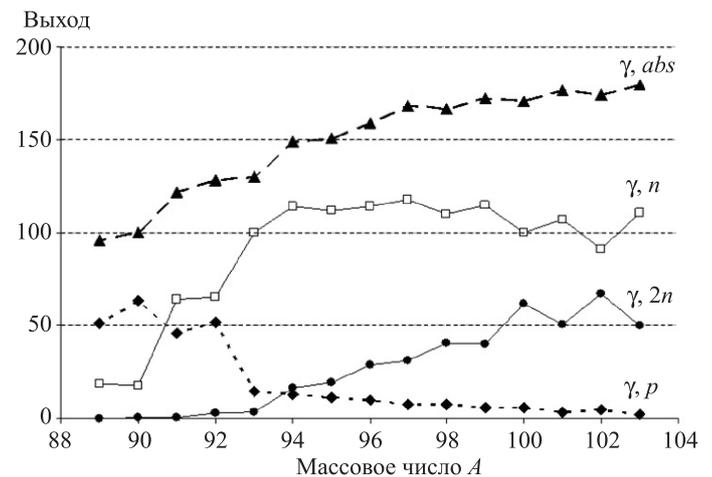


Рис. 6. Относительные выходы основных фотонуклонных реакций и суммарные выходы всех реакций (γ, abs) для изотопов молибдена в диапазоне массовых чисел 89–103, рассчитанные в рамках комбинированной модели фотонуклонных реакций с тормозным спектром фотонов с верхней границей 67.7 МэВ. Выход реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ принят равным 100

Доминирующей реакцией для изотопов молибдена с $A \geq 93$ является реакция (γ, n) . Эта реакция доминирует для всех изотопов молибдена этой массовой области по данным как экспериментов [7, 8], так и расчета в рамках КМФР, формируя 55–77% полного (с учетом всех каналов распада ГДР) выхода. При этом выход реакции (γ, n) для рассматриваемых изотопов остается примерно на одном уровне (100–110 в выбранных единицах). В то же время выход реакции $(\gamma, 2n)$ растет с ростом массового числа от 3.5 для ^{93}Mo до 50–70 для $^{102,103}\text{Mo}$. Столь разные «поведения» выходов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ в области $A = 93$ –103 можно связать с порогами этих реакций. Пороги реакции (γ, n) с ростом A остаются примерно на одном уровне, изменяясь с ростом A в интервале 5.4–8.1 МэВ для нечетных изотопов и 8.1–9.7 МэВ для четных. В то же время пороги реакции $(\gamma, 2n)$ с увеличением A уменьшаются довольно резко — от 22.8 МэВ для ^{93}Mo до 13.5 МэВ для ^{103}Mo , что приводит к существенному увеличению средней энергии нейтронов в этой реакции, росту проницаемости ими центробежного барьера и соответственно росту вероятности эмиссии двух нейтронов.

Суммарный выход всех реакций (γ, abs) заметно растет при переходе от легких изотопов молибдена к более тяжелым. Из рис. 6 очевидно, что этот рост объясняется ростом выхода реакции $(\gamma, 2n)$.

Что касается реакции (γ, p) , то ее выход по сравнению с суммарным фотонейтронным выходом для изотопов с $A = 93$ –103 невелик (в среднем не более 10%), систематически увеличиваясь с уменьшением A от 2.4 для ^{103}Mo до 14.9 для ^{93}Mo . Это коррелирует с соответствующим систематическим уменьшением фотопротонного порога от 11.8 МэВ (^{103}Mo) до 7.6 МэВ (^{93}Mo), что приводит к увеличению проницаемости потенциального барьера для протонов при переходе от тяжелых изотопов молибдена к более легким.

При достижении в процессе уменьшения массового числа значения $A = 92$ наблюдается резкое возрастание протонного выхода, доля которого в полном выходе согласно расчетам достигает 40%. При дальнейшем снижении A до 90–89 доля протонного выхода в полном выходе начинает превышать 50%. Резкий рост протонного выхода при $A = 92$ и меньших массовых числах сопровождается соответствующим падением выхода реакции (γ, n) , которая при достижении $A = 89$ –90 перестает быть доминирующей, уступая реакции (γ, p) .

Предсказанный теоретическими расчетами эффект резкого возрастания выхода реакции (γ, p) в полный выход при $A = 92$ и соответствующее падение выхода реакции (γ, n) подтверждается и данными выполненного нами эксперимента. Действительно, согласно данным таблицы, суммарный наблюдаемый выход реакции с нейтронами в конечном состоянии для ^{92}Mo составляет 50–60, т.е. 40–50% от полного выхода (125–130), предсказанного теорией. Разница между полным выходом и наблюдаемым должна быть приписана прежде всего реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91}\text{Nb}$, которая не могла наблюдаться в нашем эксперименте из-за слишком большого периода полураспада конечного ядра $^{91}\text{Nb} \xrightarrow{\epsilon} ^{91}\text{Zr}$, равного 680 годам. О существенно возросшей роли реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ свидетельствует

и сравнительно низкая величина (33.5) наблюдаемого выхода реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$.

К выводам о большой роли фотопротонного канала распада ГДР ядра ^{92}Mo приводят и результаты эксперимента [9]. Для реакции $^{92}\text{Mo}[(\gamma, p) + (\gamma, pn) + 2(\gamma, p)]$ авторы этой работы получили в диапазоне энергий возбуждения 14.4–25.4 МэВ интегральное сечение около 700 МэВ·мб, что составляет $\approx 50\%$ классического дипольного правила сумм ($60 \frac{NZ}{A}$ МэВ·мб).

Главная причина резкого роста фотопротонного выхода в легких изотопах молибдена, начиная с ^{92}Mo , кроется в их оболочечной структуре. Эти изотопы являются протонно-избыточными и находятся на границе полосы β -стабильности. Более того, от остальных (более тяжелых) изотопов молибдена рассматриваемые легкие изотопы отличаются тем, что система их одночастичных нейтронных уровней завершается уровнем $1g_{9/2}$, замыкающим внешнюю оболочку $1f_{7/2}2d_{5/2}$. У всех остальных изотопов молибдена с числом нуклонов 93–103 внешние нейтроны начинают заполнять одночастичные уровни следующей оболочки $1g_{7/2}2d_{5/2}3s_{1/2}h_{11/2}$, отделенной от оболочки $1f_{7/2}2d_{5/2}$ энергетической щелью 3–4 МэВ. Это приводит к тому, что энергия отделения нейтрона от легких изотопов молибдена (для ^{92}Mo она 12.67 МэВ) на 3–6 МэВ больше, чем у остальных стабильных изотопов молибдена. Таким образом, в изотопе ^{92}Mo и более легких изотопах молибдена в отличие от других изотопов молибдена протонная поверхность Ферми располагается примерно на 5 МэВ выше нейтронной поверхности Ферми. Поэтому средние энергии вылетающих нейтронов в ^{92}Mo и более легких изотопах значительно ниже средней энергии протонов. При этом нейтронные проницаемости и выходы нейтронов существенно уменьшаются. Соответственно относительный выход протонов в легких изотопах молибдена начиная с ^{92}Mo возрастает.

Причина роста почти в 3 раза выхода реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$ по сравнению с теоретическим нуждается в дополнительном исследовании. Возможно, это также является следствием обсуждавшейся большой вероятности эмиссии протона из возбужденного до энергий ГДР ядра ^{92}Mo . Если в результате такой эмиссии конечное ядро ^{91}Nb имеет значительную вероятность оказаться в состояниях с энергиями возбуждения выше энергии отделения нейтрона, то вероятность их последующего вылета может оказаться достаточно большой.

Заключение

С использованием гамма-активационной методики получены новые экспериментальные данные по выходам различных фотоядерных реакций для изотопов молибдена $^{92,94,96-98,100}\text{Mo}$ в области энергий γ -квантов до 67.7 МэВ. Эти данные анализируются совместно с результатами расчета фоторасщепления всех (в том числе и нестабильных) изотопов молибдена с $A = 89$ –103 в рамках КМФР. В целом данные этой модели удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Для ^{92}Mo (и более легких изотопов) наблюдается резкое увеличение выхода фотопроtons и соответственно снижение выхода фотонейтронов. Указанный эффект интерпретируется на основе оболочечной структуры изотопов молибдена.

Список литературы

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М., 1979.
2. Данос М., Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. // Успехи физ. наук. 1995. **165**. С. 1345.
3. Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. // Физика элементар. частиц и атом. ядра. 2000. **31**. С. 313.
4. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. М., 2008.
5. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2011, **74**. С. 21.
6. Mutsuro N., Ohnuki Y., Sato K., Kimura M. // J. of the Phys. Soc. of Japan. 1959. **14**. P. 1649.
7. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // Ядерная физика. 1970. **11**. С. 702.
8. Veil H., Bergère R., Carlos P. et al. // Nucl. Phys. A. 1974. **227**. P. 427.
9. Shoda K., Miyase H., Sugawara M. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. **239**. P. 397.
10. Варламов В.В., Степанов Н.Е., Чесноков В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. **67**. С. 656.
11. Бобошин И., Варламов В., Руденко Д., Степанов М. // Вопросы атом. науки и техники. Сер. Ядер. константы. 1999. **2**. С. 99.
12. Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Gribov I.V. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Sect. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2005. **550**. P. 39.
13. Бельшиев С.С., Стопани К.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2013. № 1. С. 84.
14. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Физика элемент. частиц и атом. ядра. 2007. **38**. С. 460.
15. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2013. **76**. С. 30.
16. Levinger J.S. // Phys. Rev. 1951, **84**. P. 43.
17. Chadwick M.B. // Phys. Rev. C. 1991, **44**. P. 814.
18. Cline C.K. and Blann M. // Nucl. Phys. A. 1971. **172**. P. 225.
19. Блат Д.Ж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, М., 1954.
20. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 2003, **66**. С. 688.
21. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology. April 22–27, 2007 / Ed. by O. Bersillon, F. Crunring, E. Bango et al. EDP Sciences (Nice, France, 2008). P. 211.

Photodisintegration of molybdenum isotopes

B. S. Ishkhanov^{1,2}, I. M. Kapitonov¹, A. A. Kuznetsov², V. N. Orlin², Han Dong Yoon^{1,a}

¹Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^agluecklich81@gmail.com.

The process of photodisintegration of molybdenum isotopes was studied using the induced activity method. The yields of isotopes produced as a result of photonuclear reactions on a natural mixture of molybdenum isotopes were determined at an electron accelerator energy of 67.7 MeV. A comparison of the experimental results with the theoretical calculation carried out using the Combined model of photonucleon reactions shows that the model gives a fair description of the experimental yields of photonucleon reactions on all molybdenum isotopes except for ⁹²Mo. The high yields of the proton channels of photonuclear reactions on the ⁹²Mo isotope and low yields of the corresponding neutron channels are interpreted based on the shell structure of molybdenum isotopes.

Keywords: photonuclear reaction, photodisintegration, molybdenum.

PACS: 25.85.Jg.

Received 11 October 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2014).

Сведения об авторах

1. Борис Саркисович Ишханов — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939-50-96, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
2. Игорь Михайлович Капитонов — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: igor-kapitonov@yandex.ru.
3. Александр Александрович Кузнецов — ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
4. Орлин Вадим Николаевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: orlin@depni.sinp.msu.ru.
5. Хан Дон Ен — аспирант; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: gluecklich81@gmail.com.