

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ^{238}U И ^{237}Np γ -КВАНТАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

А.А.Казаков¹⁾, Г.Я.Кезерашвили¹⁾, Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов,
А.Н.Скринский¹⁾, А.С.Судов, Г.М.Тумайкин¹⁾, Ю.М.Шатунов¹⁾

На пучке обратных комптоновских γ -квантов измерены средние сечения фотodelения и делимости ядер ^{238}U и ^{237}Np в интервале энергий $E_\gamma = 150 - 710$ МэВ. Полученные данные не согласуются с предсказаниями существующих моделей, основанных на фотомезонном механизме возбуждения ядра. Наблюдаемое расхождение, по-видимому, объясняется возбуждением ядер в процессе рождения e^+ , e^- -пар γ -квантами промежуточных энергий.

В настоящее время в ряде работ (см. обзор¹⁾) показано, что сечение фотodelения ^{238}U в области промежуточных энергий ($E_\gamma \sim 0,15 - 2$ ГэВ) совпадает с полным сечением фотопоглощения:

$$\sigma_{\gamma f} = \sigma_{tot} = A \bar{\sigma}_{\gamma p},$$

где A — число нуклонов в ядре, $\bar{\sigma}_{\gamma p}$ — сечение фоторождения π -мезонов на нуклоне, усредненное по импульсному распределению нуклонов в ядре. Поэтому делимость ^{238}U в указанной области энергий обычно полагают равной единице. Для трансурановых ядер данные по сечениям фотodelения были ранее получены лишь одной группой²⁾. При этом отмечалось, что величина $\sigma_{\gamma f}$ для ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am в $1,5 \pm 0,15$ раза превышает расчетное значение $A \bar{\sigma}_{\gamma p}$.

С целью проверки этих данных, полученных на тормозном γ -пучке, в настоящей работе была использована установка с пучком рассеянных обратных комптоновских квантов (РОКК), созданная на базе e^+e^- -накопительного комплекса ВЭПП-4 (Новосибирск) и твердотельного лазера ЛТИ-701. Схема установки, подробно описанной в работе³⁾, приведена на рис. 1. Пучок лазерных фотонов (длина волны $\lambda = 514$ нм) сталкивался с пучком электронов ($E_e = 4,8$ ГэВ) накопителя, при этом максимальная энергия комптоновских γ -квантов составляла 710 МэВ. Рассеянные обратно в телесный угол $\sim 10^{-8}$ γ -кванты попадали в многослойные искровые счетчики (18 со слоями ^{238}U и 11 со слоями ^{237}Np), расположенные на расстоянии 20 м от места встречи лазерных фотонов и электронов. При этом диаметр пучка на мишенях не превышал 2,5 см. Пространственные распределения γ -пучка измерялись пропорциональными камерами (X, Z) с разрешением 0,2 мм. Энергия и поток γ -квантов определялись с помощью сцинтилляционного спектрометра NaJ(Tl) размером $11 \times 11 \times 45$ см³ с энергетическим разрешением $\lesssim 8\%$. Интенсивность пучка $I_{\gamma k}$ достигала $\sim 10^4$ $\gamma/\text{с}$. Измерения проводились на неколлимированном γ -пучке с непрерывным комптоновским спектром (см. рис. 2). Однако, поскольку доля высокоэнергетических фотонов в комптоновском спектре в ~ 10 раз выше, чем в тормозном, вклад от низколежащих возбуждений (гигантских резонансов) и квазидейтронной области, рассчитанной на основе имеющихся экспериментальных данных⁴⁾, не превышал 8%. Это позволило получить сечения, усредненные по области широких барионных резонансов ($E_\gamma = 150 - 710$ МэВ) с достаточно высокой точностью: для ядер ^{238}U и ^{237}Np $\langle \sigma_{\gamma f} \rangle$ соответственно равно 63 ± 8 и 102 ± 11 мб. (Указана полная ошибка измерений). Расчетное среднее сечение ($A \bar{\sigma}_{\gamma p}$) составляет 57,9 мб в этом интервале энергий. Отсюда отношение делимостей ядер ^{238}U и ^{237}Np получается равным $0,62 \pm 0,14$, что согласуется с результатами измерений, выполненными ранее в работе²⁾. Наблюдаемое превышение сечения фотodelения для ядра ^{237}Np над расчетным значением ($A \bar{\sigma}_{\gamma p}$), по-видимому, означает, что кроме возбуждения ядра через рождение пионов, возможны другие способы возбуждения. Как отмечалось в работе²⁾, $\sim 30\%$ сечения

¹⁾ Институт ядерной физики СО АН СССР.

полного фотопоглощения в области P_{33} – резонанса может быть связано с квазицейтронным или кластерным механизмом фотопоглощения. Увеличение полного сечения возможно также за счет вклада обменных мезонных токов, что качественно оценивалось в работе ⁵. Однако, указанные механизмы, очевидно, должны давать одинаковое увеличение делимости ядер ^{238}U и ^{237}Np ; полученная разница в делимостях может наблюдаться только при малых энергиях возбуждения (при $E \leq 12$ МэВ делимость ^{237}Np в 2,5 раза выше, чем у ^{238}U , но с ростом энергии возбуждения разница в делимостях быстро уменьшается). Из этого следует, что фотоны промежуточных энергий могут возбуждать ядро с малой передачей импульса и энергии.

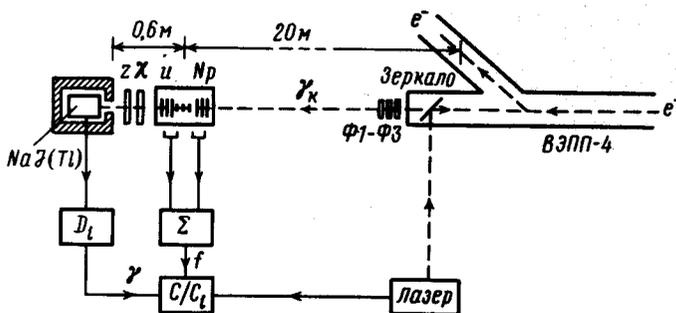


Рис. 1. Схема эксперимента: Z, X – пропорциональные координатные камеры, NaJ(Tl) – спектрометр полного поглощения, Ф1 – Ф3 – фильтры из Рb толщиной 2, 4, 4 мм соответственно. D₁ – дискриминатор, Σ – сумматор, C/C_i – схема совпадений (показан один i-ый канал из пяти каналов)

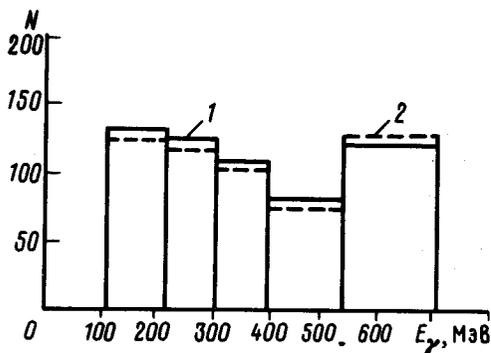


Рис. 2

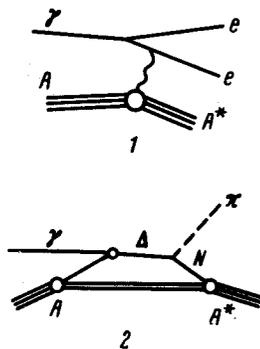


Рис. 3

Рис. 2. 1 – Спектр комптоновских γ -квантов, падающих на образцы. 2 – Спектр совпадений осколков деления с импульсами спектрометра NaJ(Tl)

Рис. 3. 1 – Диаграмма, соответствующая возбуждению ядра посредством рождения $e^+ e^-$ -пары. 2 – диаграмма, описывающая возбуждение ядра посредством рождения π -мезона

Для проверки этого предположения измерялись совпадения осколков деления с быстрыми продуктами взаимодействия, вылетающими вперед в малый телесный угол, соответствующий ожидаемой кинематике процесса (при возбуждении ядра вблизи порога деления, равного ~ 6 МэВ). Спектры γ -квантов, падающих на образцы, и спектры импульсов от спектрометра NaJ(Tl), совпадающих с осколками деления ядер ^{238}U и ^{237}Np (для повышения статистики бралась сумма со всех 29 счетчиков), как видно из рис. 2, в пределах ошибок измерений совпадают. Телесный угол спектрометра NaJ(Tl) в этих измерениях составлял 5×10^{-3} . Следует учитывать, что спектрометр NaJ(Tl) с одинаковой эффективностью, близкой к 100%, регистрирует как нейтральные, так и заряженные частицы (γ , e^+ , e^- и др.). Измеренная экспериментально вероятность совпадений ($\gamma - f$) по отношению к полному выходу осколков деления оказалась равной $17 \pm 4\%$. Приведенная здесь полная ошибка измерений в ~ 5 раз превышает статистическую и обусловлена, в основном, учетом двойных и тройных γ -квантов в каждом импульсе комптоновских фотонов. (Используемый лазер ЛТИ-701 позволял работать на частоте повторения до 16 кГц, поэтому при потоке γ -кван-

тов $(5 - 6) \cdot 10^3$ вероятность наложений достигала $\sim 50\%$ (рассчитывалась по распределению Пуассона). Чтобы исключить возможность случайных совпадений, были проведены измерения на тормозном пучке, интенсивность которого составляла $(3 - 5) \cdot 10^3$ γ/c при частоте повторения (частоте обращения электронов в накопителе) 818 кГц. (В экспериментах с лазером тормозным фоном можно было пренебречь, поскольку осуществлялось временное стробирование по лазерному импульсу). Вероятность совпадений $(\gamma - f)$, измеренная на тормозном пучке при $E_{\gamma_{max}} = 4,8$ ГэВ, оказалась равной $18 \pm 3\%$.

Среди методических проверок следует отметить изучение ливневых частиц, рождающихся под действием высокоэнергетических фотонов в фильтрах из Pb (см. рис. 1), установленных на выходе вакуумной камеры накопителя для защиты от синхротронного излучения. С этой целью перед искровыми счетчиками и за ними были поставлены пластиковые сцинтилляторы толщиной 0,5 см, позволяющие отделить заряженные частицы от нейтральных (см. рис. 1). Изменение толщины Pb фильтров от 0,5 до $3X_0$ (X_0 — радиационная длина) увеличивало в $\sim 4,5$ раза число заряженных частиц на мишени, но вероятность совпадений от этого не изменялась. (Полная толщина искровых счетчиков вдоль оси пучка составляла $0,5X_0$). При этом вероятность совпадений импульсов от осколков первого, второго пластика и спектрометра NaJ(Tl) составляла $10 \pm 1,5\%$ по отношению к наблюдаемому полному числу совпадений $(\gamma - f)$. Таким образом, наличие заряженных частиц в ливне не влияло существенно на получаемый результат. Вероятность совпадений импульсов от второго пластика, осколков деления и спектрометра NaJ(Tl) составила $28 \pm 4\%$ по отношению к полному числу совпадений.

Полученные данные, по-видимому, означают, что одним из наиболее вероятных механизмов возбуждения ядер γ -квантами промежуточных энергий, кроме фоторождения пионов, является рождение $e^+ - e^-$ пар в поле ядра (см. рис. 3). В рассматриваемой области энергий длина волны γ -кванта становится сравнима с размером нуклона, поэтому коллективные возбуждения ядер сильно подавлены. При этом вероятность рождения пар на три порядка превышает ядерное сечение полного поглощения и энергии возбуждения, передаваемой ядру виртуальным фотоном, может оказаться достаточно, чтобы разделить его. Согласно полученным в настоящей работе данным сечение возбуждения ядра при рождении пар по отношению к полному сечению фотопоглощения (атомному) составляет $\sim 0,02\%$.

Таким образом, обнаруженное ранее превышение сечений $\sigma_{\gamma f}$ для трансурановых ядер над расчетом может быть обусловлено различными механизмами, в том числе чисто электромагнитным, которое необходимо учитывать при определении ядерного полного фотопоглощения. Возможность таких возбуждений в области малых энергий, впервые указанная еще в ⁶, в последние годы начала обсуждаться в литературе ⁷.

Литература

1. Недорезов В.Г., Ранюк Ю.Н. ЭЧАЯ, 1984, 15, 379.
2. Виноградов Ю.А., Касилов В.И., Лазарева Л.Е. и др. ЯФ, 1978, 28, 1165; 1976, 24, 686.
3. Казаков А.А., Кезерашвили Г.Я., Лазарева Л.Е. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0329, 1984, Москва.
4. Lepretre A., Weil H., Bergere R. et al. Nucl. Phys., 1973, A199, 45; 1981, A367, 237.
5. Лебедев А.И. Вопросы атомной науки и техники. Серия общей и ядерной физики. Харьков, 1978, вып. 1 (1), с. 33.
6. Hubbard D.F., Rose M.E. Nucl. Phys., 1966, 84, 337.
7. Horvat R., Pisk K., Logan B.A. Phys. Rev., C29, 1984, 5, 1614.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
10 октября 1984 г.