

Рис. 2. Зависимость декремента затухания γ от волнового вектора k и параметра ионизации λ

Однако в области малых k ($kc/\Omega \approx 1$) затухание становится существенным, причем максимум поглощения приходится на $\lambda \approx \Omega$. В окрестности $\lambda \approx \Omega$ границы области заметного поглощения зависят от λ . Анализ зависимости коэффициента поглощения от k может дать информацию о степени и интенсивности ионизации среды. На рис. 3 представлены сечения графика, приведенного на рис. 2, на уровнях $\gamma = 0,4\Omega$ (кривая 1) и $0,2\Omega$ (кривая 2). В области под кривой 1 поглощение больше $0,4\Omega$, а в области (k, λ) над кривой 1 волны слабо затухают. Определяя экспериментально длину волны на границе зоны поглощения ($\gamma \geq 0,4\Omega$), по кривой 1 можно определить λ , т.е. получить информацию о степени ионизации среды и скорости процессов ионизации-рекомбинации. Выбор $\gamma = 0,4\Omega$ соответствует поглощению волны на расстоянии порядка 2,5 длин волн, а $\gamma = 0,2\Omega$ (кривая 2) – поглощению на

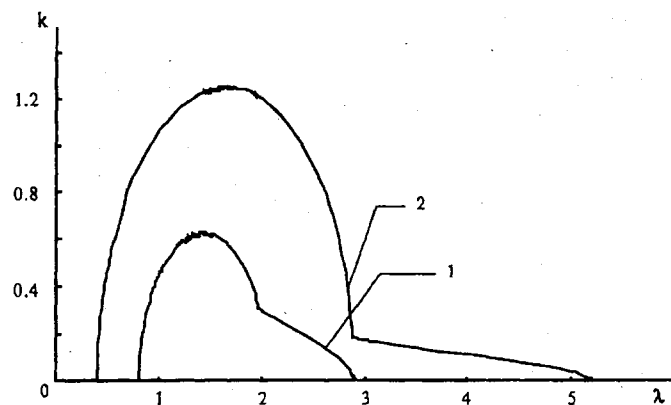


Рис. 3. Уровни постоянного декремента затухания

расстоянии порядка 5 длин волн.

Литература

1. Куницын В. Е., Терещенко Е. Д. Томография ионосферы. М., 1991.
2. Wilhelmsson H. // Phys. Rev. 1987. A35, N4. P.1957.
3. Ayachi M. // Rom. J. Phys. 1993. 38, N3. P.299.
4. Кузьменков Л. С. // ТМФ. 1991. 86, №2. С.231.
5. Дрофа М. А., Кузьменков Л. С. // ТМФ. 1996. 108, №1. С.3.
6. Stalder K. R., Vidmar R. J., Eckstrom D. J. // J. Appl. Phys. 1992. 72, N11. P.5089.
7. Мессу Г. С. У. Отрицательные ионы. М., 1979.
8. Ахиезер А. И. Электродинамика плазмы. М., 1974.

Поступила в редакцию
09.10.96

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172.3

МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ С МАЛОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

С.С.Бородина, Б.С.Ишханов, В.И.Мокеев

(НИИЯФ)

Развит метод описания сечений фотонейтронных реакций на ядрах с массовыми числами $A > 80$. Предложенный метод может быть использован при решении задач трансмутации радиоактивных изотопов, а также в многочисленных прикладных и фундаментальных исследованиях, для которых необходимо описание фотонейтронных сечений при отсутствии экспериментальных данных.

1. Введение

Развитие ядерной энергетики и ядерных технологий сделало актуальной задачей понижения активности радиоактивных изотопов до величин, разрешенных международными стандартами. Развитие ускорительной техники создало качественно новые возможности для решения этой задачи. В настоящее время ведется разработка методов трансмутации

радиоактивных изотопов, основанных на использовании пучка нейтронов интенсивностью $10^{14} - 10^{15}$ нейтрон·см⁻²·с⁻¹, который формируется пучками протонов с импульсами 0,8–1,0 ГэВ/с при облучении тяжелых элементов в реакциях *spallation* [1]. Однако эти методы малоэффективны при использовании их для снижения активности изотопов имеющих малые сечения нейтронного захвата, в частности ¹³⁷Cs и ⁹⁰Sr.

Альтернативным методом трансмутации этих изотопов является использование пучков фотонов высокой интенсивности ($10^{16}-10^{19}$ фотон·см⁻²·с⁻¹) с энергией до 20–25 МэВ (выше области возбуждения дипольного гигантского резонанса (ДГР)). Создание ускорителей электронов непрерывного действия открывает перспективы генерации пучков необходимой интенсивности [2]. Эффективность подобной методики будет определяться временной зависимостью содержания радиоактивных элементов в образце и их активностью.

Для исследования возможности использования пучков тормозных γ -квантов в целях снижения активности изотопов необходимо моделирование временной эволюции содержания всех элементов трансмутационной цепочки под действием γ -пучка. Большинство ядер, входящих в трансмутационные цепочки продуктов деления, имеют массовые числа $A > 80$, следовательно, основным каналом фоторасщепления в области ДГР является эмиссия нейтронов. Для описания их временной эволюции необходимы данные о сечениях фотонейтронных реакций. В настоящее время такая информация отсутствует, так как большинство элементов цепочек – нестабильные ядра. В настоящей работе приводится метод описания сечений фотонейтронных реакций на тяжелых ядрах, форма которых близка к сферической и для которых (γ, n) -канал является доминирующим. Подобный выбор ядер представляет собой начальный этап развития модели. Сечения (γ, n) -реакций на деформированных ядрах могут быть получены из соответствующих сечений на сферических ядрах путем введения поправок, обусловленных эффектами деформации.

2. Описание метода

Основным механизмом поглощения фотонов в рассматриваемой области энергий является возбуждение ДГР. Согласно систематике экспериментальных данных по фотонейтронным сечениям [3] их форма в области ДГР аппроксимируется лоренцианом

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m}{1 + [(E - E_m)^2 / E_m^2 \Gamma^2]}, \quad (1)$$

где E – энергия фотона, E_m – энергия максимума резонанса, Γ – ширина ДГР, σ_m – величина фотонейтронного сечения в максимуме.

Положение максимума ДГР E_m в зависимости от массового числа A хорошо описывается соотношением [4]:

$$E_m (\text{МэВ}) = 31,2 A^{1/3} + 20,6 A^{1/6}. \quad (2)$$

Как оказалось, ширины фотонейтронных сечений Γ немонотонно зависят от массового числа A , а также от числа протонов Z или нейтронов N в ядре. Ширины ДГР вычислялись путем интерполяции имеющихся экспериментальных данных по ширинам сечений (γ, n) -реакций [3] на ядрах с $A > 80$. При этом использовались данные как для слабо-, так и

для сильнодеформированных ядер. Для описания ширины резонансов был разработан метод, позволяющий из экспериментальных ширины фотонейтронных сечений Γ_{exp} определить ширины Γ_{sph} в приближении сферической формы рассматриваемых ядер. Метод использует накопленные данные об основных механизмах формирования ширины ДГР: а) разбросе входных состояний и их связи с состояниями более сложной природы (Γ_{sph}); б) деформации ядра ($\Delta\Gamma_{\text{def}}$); в) изоспиновом расщеплении ($\Delta\Gamma_{\text{is}}$) [5]. Таким образом, полная ширина ДГР Γ_{exp} описывается суммой трех слагаемых

$$\Gamma_{\text{exp}} = \Gamma_{\text{sph}} + \Delta\Gamma_{\text{def}} + \Delta\Gamma_{\text{is}}. \quad (3)$$

При описании (γ, n) -реакций на ядрах с $A > 80$ эффектами изоспинового расщепления можно пренебречь (положить $\Delta\Gamma_{\text{is}} = 0$), так как в фотонейтронном канале на тяжелых ядрах происходит в основном возбуждение состояний с изоспином T_{\leq} [6].

Для учета эффектов, обусловленных деформацией ядра, использовалась модель Даноса–Окамото [7], согласно которой расщепление максимумов ДГР в деформированных ядрах $\Delta\Gamma_{\text{def}}$ описывается соотношением

$$\Delta\Gamma_{\text{def}} = \frac{1}{2} \beta E_m, \quad (4)$$

где β – параметр деформации ядра. Следовательно, для вычисления ширины (γ, n) -сечений в приближении сферической формы ядра имеем

$$\Gamma_{\text{sph}} = \Gamma_{\text{exp}} - \frac{1}{2} \beta E_m. \quad (5)$$

Для описания ширины сечений (γ, n) -реакций на тяжелых ядрах с формой, близкой к сферической, были исследованы зависимости величин Γ_{sph} (которые определялись из экспериментальных данных [5] согласно (5)) от числа нейтронов ($\Gamma_{\text{sph}}(N)$) и числа протонов ($\Gamma_{\text{sph}}(Z)$). На рис. 1 представлена зависимость $\Gamma_{\text{sph}}(N)$. Она наглядно демонстрирует нерегулярное поведение: отчетливо проявляются максимумы и минимумы. При фитировании $\Gamma_{\text{sph}}(N)$ и $\Gamma_{\text{sph}}(Z)$ области их изменения были разбиты на отдельные участки между соответствующими миниму-

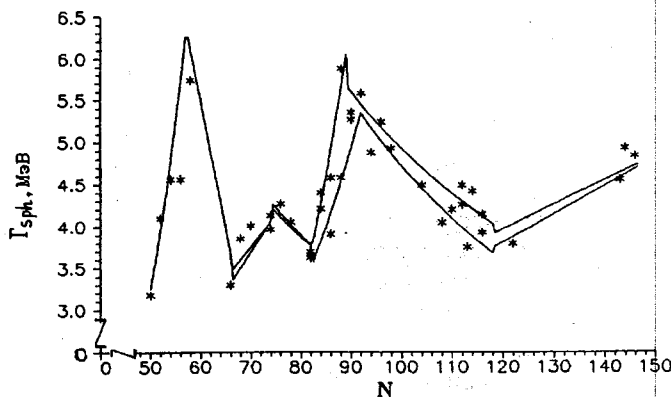


Рис. 1. Зависимость ширины гигантского дипольного резонанса Γ_{sph} от числа нейтронов в ядре в предположении сферической формы ядер: звездочки – построенные на основе экспериментальных данных Γ_{sph} ; сплошные линии – фитирующие кривые минимальных и максимальных значений Γ_{sph}

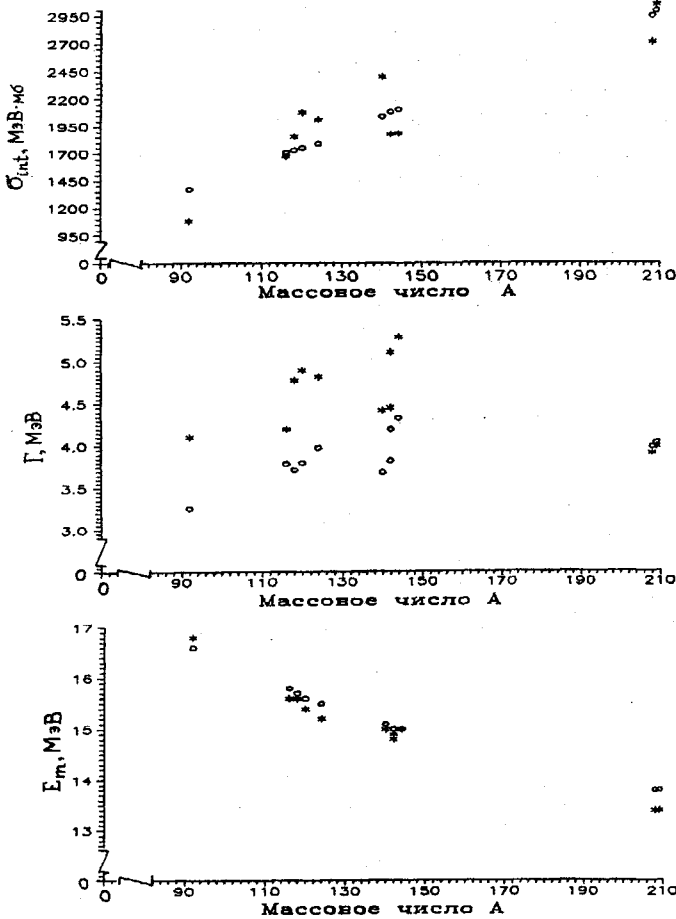


Рис. 2. Интегральные сечения σ_{int} , ширины Γ и положения максимумов резонансов E_m (γ, n)-реакций на слабдеформированных ядрах: кружочки – расчетные, звездочки – экспериментальные данные

мами и максимумами и для каждого участка в отдельности проведено фитирование степенной функцией. Результаты фитирования показаны на рис. 1 сплошными линиями. При построении функций $\Gamma_{\text{sph}}(N)$ и $\Gamma_{\text{sph}}(Z)$ возникли неоднозначности. При фиксированных значениях N и Z имелись данные по ширинам для нескольких ядер, и величины $\Gamma_{\text{sph}}(N)$, $\Gamma_{\text{sph}}(Z)$ вычислялись как среднее между результатами фитирования их минимальных и максимальных значений. Таким образом, ширина сечения (γ, n)-реакции на ядре с N нейтронами и Z протонами $\Gamma_{\text{sph}}(N, Z)$ определялась как

$$\Gamma_{\text{sph}}(N, Z) = (\Gamma_{\text{sph}}(N) + \Gamma_{\text{sph}}(Z))/2. \quad (6)$$

Для определения величины сечения в максимуме ДГР σ_m мы использовали следующие соображения. Поскольку полные сечения фотопоглощения на тяжелых ядрах практически совпадают с сечениями фотонейтронных реакций, интеграл от лоренциана (1) можно приравнять к величине интегрального сечения фотопоглощения, предсказываемого дипольным правилом сумм. В результате для определения параметра σ_m получаем уравнение

$$\sigma_m = \int_5^{60} \frac{dE}{1 + [(E^2 - E_m^2)^2 / E^2 \Gamma^2]} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб}. \quad (7)$$

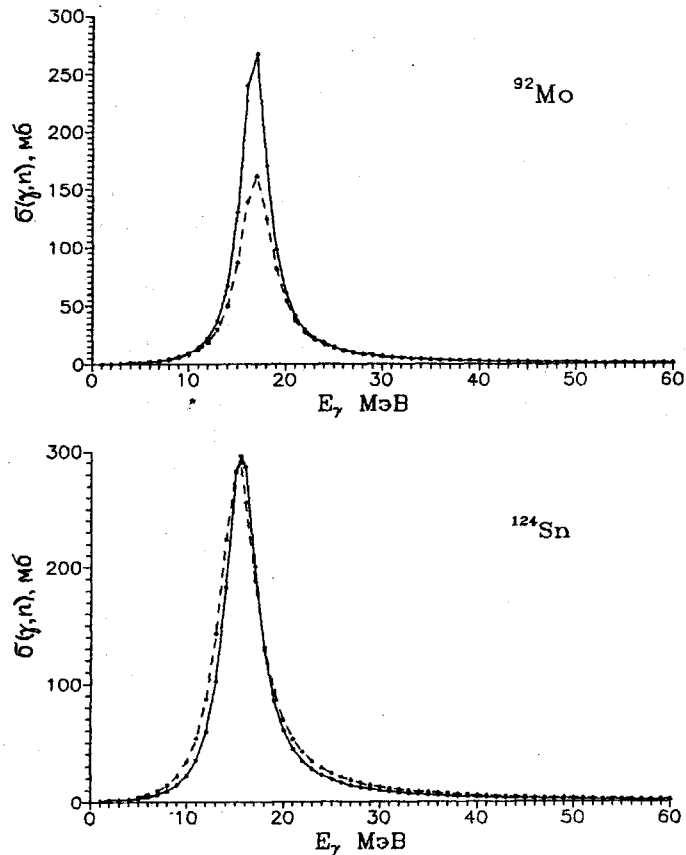


Рис. 3. Сечения (γ, n)-реакций, построенные на основе экспериментально измеренных (штриховые линии) и рассчитанных (сплошные) параметров E_m , Γ и σ_{int}

3. Результаты

В рамках описанной модели были вычислены значения следующих параметров: положение максимумов резонансов E_m , максимальные величины сечений σ и ширины резонансов Γ для 10 ядер: ^{92}Mo , ^{116}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{124}Sn , ^{140}Ce , ^{142}Nd , ^{144}Nd , ^{208}Pb и ^{209}Bi с параметрами деформации $\beta < 0,12$. На рис. 2 сравниваются экспериментальные данные и результаты расчетов интегральных сечений, ширин и положений максимумов сечений (γ, n)-реакций на этих ядрах. Как следует из представленных данных, модель удовлетворительно воспроизводит положения центров тяжести и величин интегральных сечений. В то же время полученные в модели значения ширин фотонейтронных сечений оказываются меньше экспериментальных. На рис. 3 сравниваются результаты расчета и экспериментальные данные по сечениям (γ, n)-реакций на ядрах ^{92}Mo и ^{120}Sn .

Развитая модель в целом удовлетворительно воспроизводит основные черты зависимости фотонейтронных сечений от энергии: уменьшение энергии максимума ДГР с ростом массового числа A и величину максимумов сечений (γ, n)-реакций и их форму.

Поскольку используемая модель основана на приближении сферической формы ядра, предсказываемые величины ширин могут быть меньше наблюдаемых в эксперименте. Кроме того, эффекты

мезонных обменных токов, а также вклад высших мультиполей в фотопоглощение приводят к отклонениям величин интегральных сечений от предсказываемых в рамках дипольного правила сумм. Эти два фактора могут вызывать расхождение в величине максимумов сечений, что видно из данных, приведенных на рис. 3 для изотопа ^{92}Mo .

Как следует из рис. 2, экспериментальные величины интегральных сечений могут быть как больше, так и меньше предсказываемых, следовательно, можно предположить, что при усреднении по всей совокупности элементов трансмутационных цепочек эти расхождения будут взаимно компенсироваться. В то же время экспериментальные величины ширин фотонейтронных сечений выше предсказываемых (см. рис. 2), и этот эффект будет приводить к систематической ошибке. Таким образом, эффекты деформации ядер необходимо учитывать при дальнейшем развитии предложенной модели.

Для количественного описания степени соответствия рассчитанных и экспериментальных сечений (γ, n) -реакций введена функция

$$k(A) = \frac{1}{N} \sum_{E_j=0}^{60} \frac{\sigma_{\text{calc}}(E_j) - \sigma_{\text{exp}}(E_j)}{\sigma_{\text{exp}}(E_j)}, \quad (8)$$

где $\sigma_{\text{calc}}(E_j)$ и $\sigma_{\text{exp}}(E_j)$ – рассчитанные и экспериментальные сечения при энергиях фотонов E_j , N – число точек в сечении. Функция $k(A)$ характеризует отклонение модельных расчетов от экспериментальных данных. Предложенный метод позволяет определять сечения фотонейтронных реакций на слабдеформированных ядрах с $A > 80$ с точностью не хуже 40%. Полученный результат является удовлетворительным, так как малые (<10%) изменения параметров резонансной кривой сечения приводят к изменениям функции $k(A)$ на 60–70%.

Исследования поведения ширины ДГР не только интересны с точки зрения решения прикладных задач, но и важны для понимания механизмов формирования ДГР тяжелых ядер. Исследования ширины ДГР ядер с $A < 60$ [6] показали, что оболочечные эффекты играют важную роль в ее формировании.

В этих ядрах переходы между различными оболочечными уровнями определяют разброс входных состояний, их конфигурационную структуру и дипольную силу. В тяжелых ядрах ДГР формируется преимущественно лишь одним сильно коллективизированным состоянием с большой дипольной силой, и вопрос о вкладе оболочечных эффектов в формирование ширины ДГР этих ядер во многом оставался открытым. Изучение зависимости величины Γ_{sph} от N и Z позволяет получить экспериментальные данные о роли оболочечных эффектов в формировании ширины ДГР тяжелых ядер.

Представленная на рис. 1 зависимость $\Gamma_{\text{exp}}(M)$ обнаруживает характерные особенности: максимумы и минимумы. Анализ показал, что максимумы ширин (γ, n) -сечений соответствуют максимальному удалению от заполненной оболочки, а минимумы – заполненной оболочке либо по нейтронам, либо по протонам. Подобные особенности не могут объясняться ни изоспиновыми эффектами, ни деформацией ядер, поскольку они не дают вклада в величину Γ_{sph} . Таким образом, представленные на рис. 1 данные свидетельствуют о значительном вкладе оболочечных эффектов в формирование ширины ДГР тяжелых ядер.

Литература

1. Billen J.H., Nath S., Stovall J.E. et al. // Proc. 1995 Particle Accelerator Conf. Vol. 2. Los-Alamos, 1996. P. 1137
2. Matsumoto T. // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. 1988. **A268**. P.234.
3. Dietrich S., Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. **38**, N2. P.199.
4. Harvey R.R., Caldwell J.T., Bramblett R.L., Fultz S.C. // Phys. Rev. 1964. **B136**. P. 126.
5. Данос М., Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. // УФН. 1995. **165**, №12. С.1345.
6. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G. // Phys. Rep. 1986. **136**. P.231.
7. Okamoto K. // Phys. Rev. 1958. **110**. P.143.

Поступила в редакцию
17.07.96