

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

С 343

К-17

Б.Н. Калинин

478

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ
МАЛОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ

Автореферат работы, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1980 год

Б.Н. Калинин

С343
К-17

478

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ
МАЛОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ

Автореферат работы, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Одним из методов изучения структуры ядра, его свойств в возбужденном состоянии является использование реакций, в которых участвуют γ -кванты. К таким реакциям относятся, в частности, фотоядерные реакции, рассеяние γ -квантов на ядрах.

Если энергия γ -кванта превышает энергию порога фотопроцесса, то становится возможным вылет из ядра нейтрона или протона. В том случае, когда энергия γ -кванта меньше энергии порога, ядро, поглотив этот γ -квант, может вернуться вновь в основное состояние лишь путем испускания одного или нескольких γ -квантов.

Представляет интерес рассмотрение процесса упругого рассеяния γ -квантов малой энергии / $E_\gamma \leq 25-30$ Мэв / на ядрах. Наиболее полные результаты измерения сечения упругого рассеяния на широком классе ядер были получены Хейвард и Фуллером [1].

Изучение полученных в работе [1] данных приводит к следующим выводам, касающимся поведения сечения упругого рассеяния в зависимости от массового числа A и энергии γ -кванта.

1. Сечение как функция от энергии γ -кванта имеет два максимума. Первый максимум расположен в области непосредственно перед порогом, второй максимум - в области "гигантского резонанса".

2. Второй максимум по величине плавно растет с увеличением массового числа A ; его положение E_{\max} также плавно изменяется в зависимости от A и может быть описано эмпирической формулой:

$$E_{\max} = 82 \cdot A^{-1/3} \text{ Мэв.}$$

Такое поведение второго максимума указывает на то, что он обязан своим происхождением общим свойствам ядерной материи; детальное строение ядра не проявляется.

3. Напротив, первый максимум испытывает резкие скачки по своей величине при переходе от ядра к ядру, что указывает на очевидную его зависимость от конкретного строения ядра.

Описание поведения сечения упругого рассеяния γ -квантов в области "гигантского резонанса" можно получить с помощью методов теории дисперсионных соотношений. Такой подход был проведен в работе [1] и привел к удовлетворительному согласию с экспериментальными данными. При этом предполагалось, что процесс поглощения γ -кванта описывается практически полностью реакциями (γ, n) , (γ, p) .

Предлагаемая в реферируемой работе картина рассеяния γ -квантов на ядрах относится к наименее исследованной области первого максимума.

Вопрос о формировании этого максимума обсуждался ранее Бете [2]. Однако, соображения Бете, основанные на идее конкуренции (γ, γ) - и (γ, n) -реакций, являются слишком грубыми и качественными. Они не только не дают конкретного представления о механизме рассеяния, но и находятся в противоречии с экспериментальными данными - максимум не обязательно совпадает с порогом (γ, n) -реакции, он может быть расположен ниже порога на значительном расстоянии - 2 - 2,5 Мэв /ядра Ni, Cu.

В рассматриваемой области энергии γ -квантов заметный вклад могут дать три процесса: делбрюксовское, томсоновское и резонансное рассеяние, сопровождаемое возбуждением ядерных уровней.

Томсоновское рассеяние мало по величине /более чем на порядок величины меньше измеренного значения / и, кроме того, практически не зависит от энергии.

Рассеяние Делбрюка дает существенный вклад в рассеяние только в узком интервале углов вокруг направления вперед. Оно связано с рассеянием γ -квантов в кулоновском поле ядра [3,4]. В его поведении не обнаруживается тех закономерностей, которые наблюдаются на эксперименте [1].

Остается возможность объяснить наблюдаемую величину и характер изменения сечения рассеяния, рассматривая резонансный механизм рассеяния [6].

В данной работе было сделано предположение, что, в основном, рассеяние связано с однонуклонными радиационными переходами, совершаемыми нуклонами ядра. В соответствии с этим, в качестве модели использовалась

модель ядерных оболочек [6], в которой приближено учитывается наличие размытости границ ядра, а также кулоновское взаимодействие между протонами.

Системы протонных и нейтронных уровней, а также соответствующие волновые функции, были найдены путем точного решения приближенного уравнения Шредингера.

Сечение резонансного рассеяния γ -квантов в дипольном приближении и когда γ -кванты поляризованы вдоль Z-оси ядра, может быть представлено формулой:

$$\sigma(\gamma, \gamma) = \frac{2\pi}{3} \frac{e^4 \omega^4 \hbar^2}{c^4 M^2} \left| \sum_n \frac{f_{nn'}}{E_\gamma - (E_{n'} - E_n) + i\Gamma/2} \right|^2,$$

где ω - частота рассеиваемого γ -кванта, M - масса нуклона, Γ - полная ширина возбужденного уровня, а $f_{nn'}$ является силой осциллятора для перехода из состояния n в состояние n' и определяется формулой:

$$f_{nn'} = 2M\hbar^{-2}(E_{n'} - E_n) |Z_{nn'}|^2.$$

Полная ширина возбужденного уровня в рамках предлагаемой теории определяется суммой трех парциальных ширины:

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\gamma' + \Gamma_{sc},$$

где Γ_γ - радиационная ширина по отношению к прямому переходу нуклона в основное состояние, Γ_γ' - ширина, соответствующая последовательному переходу через промежуточные состояния, Γ_{sc} - ширина, обусловленная возможностью столкновения возбужденного нуклона с нуклонами, находящимися в основном состоянии. Последнюю можно оценить на основе модели Ферми - газа:

$$\Gamma_{sc} \approx v_i \rho \sigma \hbar \left\{ (E_i - E_F) / E_F \right\}^2,$$

где v_i - скорость возбужденного нуклона, E_i - его энергия, E_F - граничная энергия Ферми / ≈ 32 Мэв/, ρ - плотность нуклонов, способных эффективно рассеивать данный возбужденный нуклон, σ - сечение такого рассеяния.

Для вычисления сечения σ в формуле для Γ_{sc} были использованы данные, заимствованные из полуфеноменологической теории Сигнеля и Маршака [7], с помощью которой авторам удалось удовлетворительно объяснить эксперименты по рассеянию нуклона на нуклоне. Фазы рассеяния, входящие в выражение для сечения в энергетическом интервале 6-9 Мэв вычислялись путем экстраполяции результатов упомянутой теории.

Получены следующие результаты:

1. Показано, что получается удовлетворительное согласие теоретических расчетов и экспериментальных данных, если принять предложенную выше картину - т.е. первый максимум в сечении рассеяния обусловлен однонуклонными переходами.

Этот максимум состоит из ряда резонансов /например, в случае ядра Pb^{208} - из девяти резонансов/ различной величины и ширины, соответствующих радиационным переходам различной мультипольности.

2. При этом оказывается, что наиболее существенными переходами являются протонные и нейтронные переходы дипольно-электрического типа.

Как правило, имеется один-два перехода, которые дают основной вклад в сечение рассеяния и определяют тем самым его поведение.

Таким образом, зависимость сечения рассеяния γ -квантов от конкретного строения ядра находит себе объяснение в рамках теории оболочек - поведение сечения определяется распределением однонуклонных уровней и порядком их заполнения.

3. Показано также, что основными процессами, от которых зависит время жизни нуклона в возбужденном состоянии являются, его прямой переход в основное состояние с испусканием γ -кванта и его столкновение с нуклонами, находящимися в основном состоянии. Первый процесс является преобладающим для большей части рассмотренных случаев /ядра Sn , J , Pb , Bi /.

Здесь получено хорошее согласие с экспериментом. Второй процесс становится существенным в случае ядер Ni , Cu . При этом величина сечения, рассчитанная теоретически, равна по порядку величины измеренному значению, что обусловлено грубостью оценки Γ_{sc} .

Следует отметить, что в этих случаях при столкновении нуклонов важным является Р-рассеяние. Те переходы, при которых возбужденный нуклон может испытать S - рассеяние на нуклоне, находящемся в основном состоянии, приводят к слишком малой величине сечения рассеяния γ -квантов, так как Γ_{sc} в этом случае очень велика /десятки Кэв/. Такие переходы не вносят заметного вклада в суммарный эффект.

4. Кроме того, предлагаемая теория позволяет объяснить то обстоятельство, что положение первого максимума в сечении рассеяния не обязательно должно полностью определяться энергией порога γ -реакции /случай ядер Ni , Cu /. Положение максимума определяется фактически энергией, при которой осуществляется наиболее важный радиационный переход, т.е. конкретным распределением уровней.

Следует отметить, что ввиду незавершенности теории радиационных переходов в ядрах, согласие теоретических расчетов и экспериментальных данных, отмеченное выше, является примечательным фактом.

5. Рассмотрен вопрос о влиянии малых деформаций ядер на процесс рассеяния. Показано, что наличие деформированности приводит к увеличению числа резонансов, что связано со снятием вырождения уровней по магнитному квантовому числу M и сдвигом уровней, зависящим от M и величины деформации. Расчет показывает /случай ядра J /, что расщепление резонанса в десятки и сотни раз превышает его ширину.

Таким образом, экспериментальная проверка этого эффекта представляет интерес.

6. Наконец, используя полученные результаты, нетрудно предсказать возможность кулоновского возбуждения ядер, сопровождаемого испусканием энергичных γ -квантов / \sim 6-7 Мэв / [8].

Был произведен расчет сечения такого эффекта для случая бомбардировки ядра Pb /тяжелыми ионами / Ni , Fe /. При этом рассматривались те радиационные переходы, которые оказались существенными для объяснения процесса рассеяния γ -квантов.

Величина вычисленных сечений достаточно велика /десятые и сотые доли мбн/ для того, чтобы обнаружить этот процесс с помощью экспериментальных методов.

Результаты, содержащиеся в диссертации, опубликованы в работах [5] и [8] и были обсуждены на семинарах в Физическом институте АН СССР им. П.Н. Лебедева и в Объединенном институте ядерных исследований.

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность научному руководителю, доктору физико-математических наук Б.Т. Гейликману за советы и постоянный интерес к работе.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 февраля 1960 года.

Л и т е р а т у р а

- [1] E.G. Fuller, E. Hayward. *Phys.Rev.*, 101, 692, 1956.
- [2] E. Segre. *Experimental Nuclear Physics*, New York, 1953;
перев. Экспериментальная ядерная физика, ИИЛ, М., 1955.
- [3] F. Rohrlich, R.L. Gluckstern. *Phys.Rev.*, 86, 1, 1952.
- [4] H.A. Jetho, F. Rohrlich. *Phys.Rev.*, 86, 10, 1952.
- [5] Б.Н. Калинин. *ЖЭТФ*, 36, 1438, 1959.
- [6] A. Schroder. *Nuovo Cim.*, 7, 461, 1958.
- [7] P.S. Signell, R. Marshak. *Phys.Rev.*, 109, 1229, 1958.
- [8] Б.Н. Калинин. Изд. ОИЯИ, Дубна 1959 и *ЖЭТФ* /в печати/.